

INSTITUT DE PHYSIQUE ET CHIMIE DES MATÉRIAUX DE STRASBOURG

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR

Décalage Doppler d'onde de spin induit par un courant électrique

par

VINCENT VLAMINCK

Soutenue publiquement le 21 Novembre 2008 devant le jury composé de :

Christian BACK	Examinateur
Matthieu BAILLEUL	Invité
Vincent CROS	Invité
Pierre PANISSOD	Directeur de thèse
André THIAVILLE	Rapporteur
Michel VIRET	Rapporteur
Wolfgang WEBER	Président, rapporteur interne

Remerciements

15th of Octobre, noon, I'm kind of done with this manuscript...

This is the end..., my only friend...

Dire merci, ça n'a rien de trivial! On le dit tous les jours et dans des situations tellement différentes. Il y a même des fois où, en le disant, la personne vous répond "No thanks!" (ne me remercie pas!). Est-ce le mot merci qui devient insuffisant, ou la façon de l'exprimer qui n'est pas appropriée? C'est vrai que des fois, on n'a pas juste envie de dire simplement : "merci!", alors de l'écrire, je vous explique même pas...

Sans trop vouloir philosopher, qu'est que ça signifie de remercier quelqu'un et pourquoi est-ce qu'on le fait? J'ai pas franchement la réponse à la question. Ça me paraît essentiel (on n'a jamais trop de raisons de dire : "MERCI") et en même temps, c'est pas complètement évident. En négligeant l'importance du "JE<->VOUS" dans ces remerciements, je profite simplement de cette occasion, qui est mienne, pour exprimer de la reconnaissance envers les personnes qui, directement ou indirectement, ont contribué à cette pure source de satisfaction.

Par qui commencer¹? (sachant que l'ordre ne signifie pas grand chose).

Naturellement, ma mère, mon père, mon grand frère et mon petit frère; c'est important pour moi de partager ça avec eux. Je veux dire, indéniablement, ils seront toujours très présents dans ce que je fais.

Tous les profs qui ont forcément contribué à ce que je fasse des études. Je pense notamment à mon prof de CP et de CM1, Mr.Charel qui a "le chic" pour vous donner goût à la science (ex : découvrir la magie d'un électroaimant avec un clou en fer, du fil de cuivre et une pile de 4.5 V). Mon prof de Physique de seconde, Mr.Hecquet, pour l'enthousiasme qu'il manifeste dans son enseignement. Mes profs de Physique et de Maths de prépa du Lycée Leconte de Lisle pour tout ce qu'ils nous transmettent : Mr.Lauret ("Odi hneascâ-se în pace"), Mme Addlof, Dr. Wassermann, Mr.Stoki et Mme Fauvel.

Et aussi Olivier Morio, un vieil ami que je n'ai pas vu depuis un petit moment, pour un paquet de choses.

Plus en rapport direct avec la thèse, (à nouveau l'ordre n'importe peu) :

Pierre Panissod, mon directeur de thèse officiel, pour sa disponibilité et sa générosité. Bien qu'il ne fût pas directement impliqué dans ce projet, c'était toujours cool de savoir qu'on pouvait l'aborder n'importe quand et sur n'importe quoi. Les membres de mon jury de thèse, qui auront dû lire l'intégralité du manuscrit (haha!), merci.

Le Professeur Gautier, pour des discussions très instructives sur le transport polarisé.

Julie Grollier, Cyrille Deranlot et Hervé Hurdequint, pour les films de Permalloy.

Yann Sayas, technicien chez Brüker, qui fut particulièrement prompt quand l'alim de puissance se mettait à lâcher. Et Daniel Spor, l'électronicien du GEMME, pour s'en être aussi occupé.

¹Mon ex-copine? Sans elle, je ne serais vraisemblablement pas venu à Strasbourg et je n'aurais même pas envisagé de faire une thèse.

Arnaud Boulard le technicien du GEMME, pour la réalisation du banc mesure et de l'électro-aimant.

Alain Carvalho, pour des bons conseils en lithographie électronique. Jacques Faerber qui est une mine d'informations très utiles, mais surtout particulièrement sympathique et disponible. Sabine Sigwald, pour sa bonne humeur et son encadrement en salle blanche. Jean-Luc Respringer, pour de précieux conseils en chimie. Loic Joly, pour de bonnes astuces en programmation.

"MC.Alberto Barsella", avec qui je faisais les TP du monitorat, c'était très sympathique. Par ailleurs, merci Alberto, pour tes conseils très instructifs en programmation.

Yves Henry, pour un tas de petites choses : plaisir de parler de Physique, des conseils et du matos.

Nicolas Beyer, pour sa grande générosité.

Véronique Wernher la secrétaire du GEMME, qui fait un travail remarquable.

David Halley, qui est un partenaire robuste pour le jogging. Olivier Bengone, notre coach du team ZBW (lâche la clope man!). Hicham Majjad, pour la revanche du Mont-Fuujy : "jette pas ta veste man!"

Martin Bowen, Neil Kemp and all the labmates for contributing to the good atmosphere of this group. It was great to share that with you guys! Et tous les papoutes et les mammoths du GEMME, pitchoupitchoupitchou...

Il y a plus d'une bonne raison de continuer ainsi, et je m'excuse si j'en oublie certain.

Sans plus tourner autour du pot, mais c'est carrément moins évident, ... :

"MERCI MATTHIEU !"

Perso, t'es quelqu'un de rare! Si tout le monde était comme toi, ça fait bien longtemps qu'il n'y aurait plus de conflit sur cette planète! Mais au-delà de tout ça, c'était juste un pur plaisir au quotidien; t'as jamais eu à forcer pour me motiver... je vois mal comment on pourrait envisager mieux...

And to conclude ..., special thanks to Anna, who came upon the right time...

Table des matières

Introduction	1
I Bases Physiques pour l'expérience "décalage Doppler d'ondes de spin induit par un courant électrique"	5
1 Dynamique de spin	7
1.1 l'état ferromagnétique	7
1.1.1 Aimantation spontanée	7
1.1.2 Interactions magnétiques et champs internes	9
1.2 Milieu gyrotropique	12
1.2.1 Equation du mouvement de l'aimantation	12
1.2.2 Particularité du tenseur de susceptibilité	14
1.2.3 Importance des effets de forme	16
1.3 Ondes Magnétostatiques dans un film mince	18
1.3.1 Approximation magnétostatique et bande des ondes de volume	19
1.3.2 Typologie des ondes progressives dans un film mince	21
1.3.3 Ondes de spin dans le régime "dipôle-échange"	30
1.4 Processus d'amortissement	34
1.4.1 Approche phénoménologique de l'amortissement	34
1.4.2 Largeur de raies et cohérence de la précession	35
1.4.3 Mécanismes de relaxation pour un système de spins en interaction	39
2 Le transfert de spin	43
2.1 Couplage électrons polarisés - aimantation	43
2.1.1 Effet d'un film magnétique sur un faisceau d'électrons polarisés	44
2.1.2 Eléments de compréhension	45
2.1.3 Décohérence de la précession	47
2.2 Manifestations expérimentales	48
2.2.1 Renversement d'aimantation dans les vanes de spin	48
2.2.2 Oscillateur à transfert de spin	50
2.2.3 Déplacement de paroi induit par un courant	52
2.3 Transfert de spin dans le volume	55
2.3.1 Expression du couple de transfert de spin	55
2.3.2 Formalisme de base pour le courant de spin	58

2.3.3	Terme non-adiabatique de transfert de spin	62
3	Ondes de spin et transfert de spin	67
3.1	Approche qualitative	68
3.1.1	Modification de la fréquence à k fixe	68
3.1.2	Déformation de l'onde de spin à fréquence fixe	70
3.1.3	Résumé de l'approche qualitative	71
3.2	Modifications du spectre d'onde de spin	72
3.2.1	Décalage en fréquence induit par le terme de transfert de spin adiabatique	73
3.2.2	Modification de l'atténuation de l'onde de spin	74
II	Réalisation expérimentale	77
4	Spectroscopie d'ondes de spin	79
4.1	Spectroscopie d'ondes de spin à micro-antennes	79
4.2	Modèle de la transduction d'ondes de spin	81
4.2.1	Position du problème	81
4.2.2	Expression des inductances L_{11} et L_{21}	82
4.2.3	Transformée de Fourier d'une antenne	85
4.2.4	Simulation des spectres en réflexion et en transmission	88
5	Synthèse de l'échantillon	93
5.1	Dépôt de couches minces	93
5.1.1	Techniques de dépôt	93
5.1.2	Caractérisation des couches minces	95
5.2	Technique de micro-fabrication	98
5.2.1	Lithographie	98
5.2.2	Technique de transfert	102
5.3	Procédé de micro-fabrication utilisé	104
5.3.1	1 ^{er} étape : Structuration des rubans	105
5.3.2	2 ^{eme} étape : Alignement des plots de contact	106
5.3.3	3 ^{eme} étape : L'espaceur isolant	107
5.3.4	4 ^{eme} étape : Alignement des antennes à ondes de spin.	107
6	Dispositif expérimental	111
6.1	Banc de mesure et interface	111
6.1.1	Principe de la mesure d'un spectre d'onde de spin sous courant	111
6.1.2	Vue d'ensemble du banc de mesure	112
6.2	L'électro-aimant	114
6.2.1	Dimensionnement et inductance de l'électro-aimant	114
6.2.2	Étalonnage de l'électro-aimant	114
6.3	Dispositif Hyperfréquence	115
6.3.1	Propagation dans un guide d'onde	116
6.3.2	Analyseur de réseaux vectoriel	122

III	Résultats expérimentaux	127
7	Mesures sans courant	129
7.1	Mesures en réflexion	129
7.1.1	Spectres d'auto-inductance en fréquence	131
7.1.2	Synthèse des mesures d'auto-inductance	132
7.1.3	Balayage en champ	134
7.2	Mesures en transmission	137
7.2.1	Mesures d'inductance mutuelle	137
7.2.2	Estimation de v_g et L_{att}	139
7.3	Confrontation avec le modèle de transduction	141
7.3.1	Procédure d'ajustement	141
7.3.2	Confrontation des spectres d'auto-inductance avec le modèle de transduction	142
7.3.3	Confrontation des mesures d'inductance mutuelle au modèle de transduction	143
7.4	Seuil de non-linéarité	145
8	Modification par un courant	149
8.1	Effet du chauffage Joule	149
8.2	Mesures d'inductance à courant constant	152
8.2.1	Mise en évidence d'un décalage Doppler d'onde de spin induit par I_{dc}	152
8.2.2	Comparaison avec la simulation	157
8.2.3	Critique des spectres sous courant constant	158
8.3	Mesures à $\pm I_{dc}$	161
8.3.1	Spectres mesurés à $\pm I_{dc}$	161
8.3.2	Hypothèse de champ d'Oersted	163
8.4	Synthèse des mesures Doppler	166
8.4.1	Mesure du décalage en fréquence	166
8.4.2	Estimation de la polarisation	169
8.4.3	Comparaison avec d'autres travaux et discussion	171
	Conclusion	175
IV	Annexes	177
A	Les "4 Dispositifs Doppler"	179
B	Processus de microfabrication	183
B.1	Rubans de Permalloy	183
B.1.1	Recette de Lithographie optique	183
B.1.2	Lift-off d'aluminium	183
B.1.3	Structuration des rubans par gravure ionique à l'Argon	184
B.2	Étape 2 : Alignement des plots de contact	185
B.2.1	Lithographie optique des plots	185
B.2.2	Lift-off d'or	185
B.3	Étape 3 : Espaceur isolant au-dessus des rubans	185
B.4	Étape 4 : Alignement des antennes	186

B.4.1	Lithographie électronique des antennes	187
B.4.2	lift-off d'aluminium	187
C	Etude de l'électro-aimant	189
C.1	Calcul de champ : pièces polaires saturées	189
C.2	Calcul de Champ loin de la saturation	191
C.3	Etude de l'homogénéité du champ	193
D	Effet d'Oersted non-réciproque	195

Introduction

Motivations

L'électronique de spin propose d'utiliser le moment cinétique de l'électron, appelé spin, comme un degré de liberté supplémentaire pour stocker l'information. Cette discipline s'appuie essentiellement sur la forte dépendance en spin du transport électrique dans les métaux ferromagnétiques. La compréhension des propriétés de transport dépendant du spin dans les métaux ferromagnétiques présente alors un intérêt tout particulier dans ce contexte.

Parallèlement, le couplage entre un courant d'électrons polarisés et un gradient local de l'aimantation est intimement lié aux propriétés de transport dépendant du spin. Depuis son introduction en 1996 par Slonczewski [78] et Berger [14], l'effet de transfert de spin n'a cessé d'être exploré dans des géométries très variées. Cet effet consiste à induire une dynamique de l'aimantation en injectant un courant d'électrons polarisés. Il offre des perspectives d'application très prometteuses pour le stockage de données ou l'électronique hyperfréquence. Cependant, de nombreuses questions restent en suspens sur la nature même du couple de transfert de spin. L'interprétation de la plupart de ces expériences de transfert de spin peut s'avérer délicate dans la mesure où les gradients d'aimantation qu'elles impliquent sont difficiles à estimer. D'autre part, les gradients peuvent être très élevés, ce qui peut impliquer une dynamique de l'aimantation hautement non-linéaire particulièrement difficile à interpréter. A contrario, de par son harmonicité spatiale et temporelle, l'onde de spin se présente comme un "objet" idéal pour étudier les effets de transfert de spin. Toutefois, le couplage entre des ondes de spin et un courant électrique n'a été envisagé jusqu'à présent que théoriquement.

L'objet de cette thèse est d'utiliser les ondes de spin pour sonder les propriétés de transport d'un métal ferromagnétique. L'idée n'est en réalité pas complètement récente. Elle avait été suggérée par Lederer et Mills [63] il y a quarante ans comme une preuve possible du caractère itinérant du ferromagnétisme des métaux de transition. Dans une vision simplifiée du transport électrique, un courant électrique provoque une dérive globale à la vitesse v_d du système électronique ("les porteurs" de l'onde), la fréquence de l'onde de spin perçue dans le référentiel du laboratoire est simplement modifiée de $\Delta\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}_d$ (\vec{k} étant le vecteur d'onde de l'onde de spin), ce qui s'apparente à l'effet Doppler bien connu pour des ondes sonores par exemple.

Cet effet Doppler induit d'onde de spin a été reconsidéré plus récemment avec l'émergence du transfert de spin [34]. En effet le passage d'un courant à travers

une configuration non-uniforme de l'aimantation, telle qu'une onde de spin, est susceptible d'entraîner un transfert de spin vers l'aimantation locale. Dans le cadre de l'approximation dite adiabatique où le courant de spin est en tout point colinéaire à l'aimantation locale, il en résulte simplement un décalage en fréquence des modes propres d'onde de spin. Ce décalage est proportionnel au produit du vecteur d'onde par la densité de courant électrique. En particulier, la mesure de ce décalage en fréquence de l'onde de spin permet d'obtenir directement la polarisation en spin du courant dans le volume du matériau, qui constitue un paramètre essentiel à la compréhension du transport polarisé en spin.

Approche expérimentale

La variation relative de fréquence attendue pour des conditions d'expérience raisonnables est seulement de l'ordre de 10^{-3} . Cela exige de combiner des vecteurs d'onde élevés à de fortes densités de courant et d'utiliser une technique qui offre une résolution en fréquence suffisante.

Pour cela, on a miniaturisé la technique de spectroscopie hyperfréquence à micro-antennes [6]. Les ondes de spin sont générées et détectées par des guides d'onde coplanaires repliés sous forme de serpentins de taille submicrométrique (micro-antennes) réalisés par lithographie électronique. Ces guides d'ondes sont connectés par contact pico-probes à un analyseur de réseaux vectoriel fonctionnant dans la gamme 10 MHz - 20 GHz. La géométrie des micro-antennes a été optimisée afin de limiter les désadaptations d'impédance et d'exciter des ondes magnétostatiques de longueur d'ondes 800 et 1600 nm. Les ondes de spin se propagent le long de rubans de permalloy réalisés en lithographie optique (largeur 2-8 μm , épaisseur 10-20 nm) au travers desquels on injecte une forte densité de courant continu ($J_c \sim 10^{11} \text{A.m}^{-2}$). L'aimantation des rubans est saturée perpendiculairement au plan du film par un champ ajustable. En mesurant la variation d'inductance mutuelle entre deux antennes (transmission du signal hyperfréquence), on peut observer la modification du spectre d'onde de spin propagative sous l'effet d'un courant continu.

Organisation du manuscrit

La première partie de ce manuscrit pose les bases théoriques nécessaires à la compréhension de cette expérience.

Le chapitre 1 est consacré à la dynamique d'ondes de spin dans des films minces ferromagnétiques. Dans le chapitre 2, on donne un état de l'art du transfert de spin, en présentant les principales expériences jouant sur le couplage entre un courant d'électrons polarisés et l'aimantation d'un métal ferromagnétique. On y présente également le formalisme couramment utilisé pour étudier le transfert de spin. Dans le chapitre 3, on aborde l'objet de cette thèse proprement dit, à savoir l'étude du transfert de spin par le biais des ondes de spin.

La deuxième partie de cette thèse est consacrée à la réalisation expérimentale de notre expérience. Le chapitre 4 détaille la technique de spectroscopie hyperfréquence à micro-antennes, ainsi qu'un modèle d'électromagnétisme décrivant le couplage inductif entre une antenne à ondes de spin et un ruban ferromagné-

tique. Les chapitre 5 et 6 décrivent respectivement l'élaboration des échantillons et l'ensemble du dispositif expérimental.

La dernière partie regroupe l'ensemble des résultats expérimentaux. On s'intéresse d'abord dans le chapitre 7 à la spectroscopie d'ondes de spin sans courant, qui est une étape indispensable pour valider la miniaturisation de la technique et caractériser les rubans de permalloy. Enfin, on présente dans le chapitre 8 les résultats de l'étude d'un effet Doppler d'onde de spin induit par un courant.

Première partie

Bases Physiques pour l'expérience "décalage Doppler d'ondes de spin induit par un courant électrique"

Chapitre 1

Dynamique de spin et ondes magnétostatiques

Ce premier chapitre nous permet d'introduire la dynamique de l'aimantation dans un milieu ferromagnétique. On commencera tout d'abord par rappeler brièvement les principales caractéristiques d'un matériau ferromagnétique tout en introduisant les notions de bases utiles au magnétisme. On s'intéressera ensuite successivement aux phénomènes de résonance uniforme dans le volume puis de résonance non-uniforme dans des films minces, ce qu'on appelle aussi résonance d'onde de spin. Puis on terminera ce premier chapitre par les différentes sources de décohérence de la précession en abordant notamment quelques processus de relaxation.

1.1 l'état ferromagnétique

L'objet de cette première partie est de présenter les différentes interactions présentes dans un matériau ferromagnétique afin d'introduire la notion de champ effectif.

1.1.1 Aimantation spontanée

Pour décrire le magnétisme de la matière, on adopte une approche de milieu continu. On utilise comme grandeur caractéristique de l'état magnétique du système, l'aimantation qui se définit par la densité de moment magnétique \vec{m} sur le volume V considéré :

$$\vec{M} = \frac{\sum_V \vec{m}}{V} \quad (1.1)$$

où le moment magnétique de chaque atome \vec{m} est lié à son moment cinétique total $\vec{j} = \vec{s} + \vec{l}$ par le rapport gyromagnétique $\gamma_j = \frac{g_j |e| \hbar}{2 m_e}$ [23] :

$$\vec{m} = -\gamma_j \vec{j} \quad (1.2)$$

Le facteur de séparation spectroscopique γ_j dépend à la fois de la particule et de son environnement. Pour les électrons d'un atome, il prend la valeur :

$$g_j = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.3)$$

où S , L et J désignent respectivement les nombres quantiques associés au moment cinétique de spin, au moment cinétique orbital et au moment cinétique total de l'atome conformément aux règles de remplissages de Hund [23].

Certains éléments pour lesquels les atomes sont porteurs d'un moment magnétique important, affichent un ordre magnétique à longue portée pour des températures en dessous d'une température critique T_c appelée température de Curie, qui peut être supérieure à l'ambiante [59]. C'est le cas des éléments ayant une ou plusieurs sous-couches externes partiellement remplies, tels que les métaux de transitions (Co, Ni, Fe : couche 3d) ou les terres rares (Gd, Tb, couche 4f). Notons dès à présent que dans le cas des métaux de transitions, la couche externe 3d contribuant au magnétisme est aussi la plus exposée au champ cristallin, ce qui a pour effet "d'annuler" en moyenne le moment cinétique orbital ($\vec{l}_z = \vec{0}$ et $|\vec{l}^2| = \text{Const}$). En première approximation, $g_j = 2$ et le moment cinétique de chaque atome se définit uniquement à partir du moment cinétique de spin : $\vec{m} = -g_j \mu_B \vec{s} = \frac{-|e|\hbar}{m_e} \vec{s}$ ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$: magnéton de Bohr).

On classe ces matériaux dans le groupe des ferromagnétiques. La figure 1.1 illustre l'évolution de l'aimantation spontanée du nickel en fonction de la température.

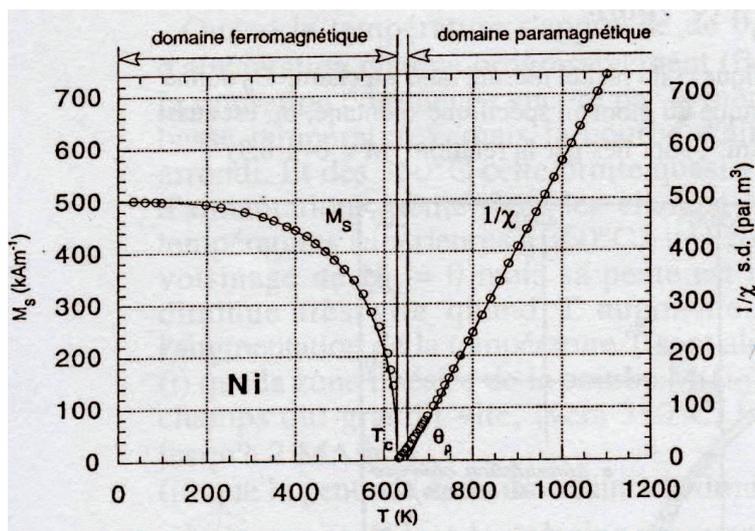


FIG. 1.1 – Courbes du comportement magnétique du Nickel en fonction de la température entre 0K et 1200K. Pour $T < T_C$ (phase ferromagnétique) : évolution de l'aimantation spontanée. Et pour $T > T_C$ (phase paramagnétique) : inverse de la susceptibilité (d'après [77]).

Il est important de noter que la norme de l'aimantation, qui est fixée par la thermodynamique, est une constante de l'espace et ne dépend que de la température :

$$|\vec{M}(\vec{r})|^2 = M_s(T)^2 \quad (1.4)$$

1.1.2 Interactions magnétiques et champs internes

Dans la limite thermodynamique, l'ordre magnétique est de portée infinie. Cependant, dans un échantillon de taille finie apparaissent des "domaines" d'aimantation uniforme mais selon des orientations différentes.

La taille de ces domaines magnétiques ordonnés résulte d'une compétition entre différents termes d'interactions magnétiques, qui dépendent à la fois du matériau lui-même (interaction d'échange), de sa structure cristalline (anisotropie magnétocristalline), de sa forme macroscopique (interaction magnétostatique) et des interactions avec les sources de champs extérieurs (interaction Zeeman) [62].

1.1.2.1 Interactions magnétiques

Interaction d'échange

Commençons par le terme d'interaction d'échange qui est à l'origine de l'ordre magnétique et donc du ferromagnétisme. Heisenberg démontra en 1928 que la répulsion Coulombienne, associée au principe d'exclusion de Pauli, peut favoriser soit un alignement parallèle du spin des électrons (matériaux ferromagnétiques) ou inversement un alignement antiparallèle (matériaux antiferromagnétiques) [44]. Il proposa comme expression de l'énergie d'interaction d'échange, une somme des produits scalaires entre moments cinétiques de spin, pondérée par un paramètre de couplage J_{ij} entre spins :

$$\mathcal{W}_{ech} = - \sum_{i \neq j}^N J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.5)$$

où le paramètre J_{ij} , désigné sous le nom d'intégrale d'échange, traduit le recouvrement des orbitales des deux électrons considérés et dépend essentiellement de leur distance relative :

$$J_{ij} = \int \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \psi_i(\vec{r}_1) \psi_j(\vec{r}_2) \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \psi_i^*(\vec{r}_2) \psi_j^*(\vec{r}_1) \quad (1.6)$$

L'intégrale d'échange peut être soit positive, favorisant alors un couplage parallèle des spins, ou soit négative et favoriser un couplage anti-parallèle. On voit ici une nouvelle description, microscopique, du ferromagnétisme : lorsque l'intégrale d'échange moyenne \mathbf{J} est positive et suffisamment importante, une aimantation uniforme s'établit sur une grande distance.

Macroscopiquement, l'énergie d'échange se traduit comme un terme de raideur proportionnel au carré du gradient de l'aimantation :

$$\mathcal{U}_{ech} = \frac{\mathbf{A}_{ech}}{M_s^2} \int |\nabla \vec{M}|^2 dV \quad (1.7)$$

Le coefficient d'échange \mathbf{A}_{ech} qui traduit l'intensité du couplage est une constante du matériau. Son intensité dépend à la fois du spin S des atomes, du nombre Z de plus proches voisins, de la distance d entre plus proches voisins et de l'intégrale d'échange entre plus proche voisin \mathbf{J} (1.6). Dans le cas de l'alliage $Ni_{80}Fe_{20}$, ce coefficient d'échange A_{ech} a été estimé par le groupe de Grünberg et al. à $0.75 \cdot 10^{-11} J.m^{-1}$ par des mesures de diffusion Brillouin [40].

Anisotropie magnétocristalline

Le deuxième terme d'interaction magnétique que l'on considère est lié aux symétries du réseau cristallin. Du fait que les atomes magnétiques sont insérés dans un réseau périodique et non-isotrope, il en résulte une anisotropie de l'énergie magnétique selon les différentes directions de l'espace. Ce terme d'anisotropie magnétocristalline \mathcal{U}_K s'écrit [59] :

Matériaux	structure	Constantes d'anisotropie K_1 [J.m^{-3}]
Fer	Cubique bcc	$4.8 \cdot 10^4$
Nickel	Cubique fcc	$-4.5 \cdot 10^3$
Cobalt	Hexagonale	$4.5 \cdot 10^5$
$Ni_{80}Fe_{20}$ (Permalloy)	Cubique fcc	$4 \cdot 10^2$
$5 Fe_2O_3, 3Y_2O_3$ (YIG)	Cubique	$-7.8 \cdot 10^4$
$6 Fe_2O_3, BaO$	Hexagonale	$2.2 \cdot 10^3$
$SmCo_5$	Hexagonale	$1.7 \cdot 10^7$
$Nd_2Fe_{14}B$	Quadratique	$5 \cdot 10^6$

TAB. 1.1 – Valeurs des constantes d'anisotropie K_1 à température ambiante de quelques matériaux (d'après [77])

$$u_K = \int e_K dV \quad (1.8)$$

Dans le cas simple d'une anisotropie uni-axe, la densité d'énergie magnéto-cristalline e_K dépend de l'angle θ que fait la direction de l'aimantation avec l'axe préférentiel :

$$e_K = K_1 \sin^2 \theta \quad (1.9)$$

L'axe préférentiel est une direction de facile aimantation lorsque $K_1 > 0$, tandis que le plan orthogonal à l'axe préférentiel est un plan de facile aimantation lorsque $K_1 < 0$.

Le tableau 1.1 regroupe les valeurs des constantes d'anisotropie à température ambiante pour différents matériaux. Ces valeurs peuvent cependant sensiblement varier suivant la préparation "métallurgique" du matériau.

Interaction magnétostatique

Le troisième terme à prendre en compte, aussi appelé anisotropie de forme, dépend essentiellement de la forme "macroscopique" de l'échantillon. Schématiquement, les discontinuités de l'aimantation aux bords de l'échantillon produisent des pôles qui font rayonner un champ dipolaire \vec{H}_d de part et d'autre de l'interface. Au sein de la matière aimantée, ce champ est opposé à l'aimantation, ce pourquoi on l'appelle champ démagnétisant. En s'opposant à l'établissement d'une aimantation résultante uniforme (effet du terme d'interaction d'échange), l'interaction dipolaire est responsable de l'apparition de domaines magnétiques au sein du matériau. L'énergie dipolaire s'écrit :

$$u_d = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d \quad (1.10)$$

où H_d est le champ démagnétisant. Il se calcule aisément pour des géométries simples d'échantillons uniformément aimantés. En l'occurrence on peut toujours essayer de se ramener à la forme d'un ellipsoïde uniformément aimanté pour lequel le champ démagnétisant s'écrit :

$$\vec{H}_d = -[N]\vec{M} \quad (1.11)$$

où $[\mathbf{N}]$ est le tenseur des coefficients de champ démagnétisant et ne dépend que des rapports d'aspect de l'ellipsoïde. Rapportée aux axes de symétries de l'ellipsoïde, c'est une matrice diagonale dont la trace est égale à 1 :

$$\mathbb{N}_{xx} + \mathbb{N}_{yy} + \mathbb{N}_{zz} = 1 \quad (1.12)$$

On montre [6] que les coefficients de champ démagnétisant pour un cylindre infini selon la direction z et à section elliptique, tel que le grand côté a soit selon x et le petit côté b selon y , s'écrivent :

$$\mathbb{N}_{xx} = \frac{b}{b+a}; \mathbb{N}_{yy} = \frac{a}{b+a}; \mathbb{N}_{zz} = 0 \quad (1.13)$$

Le champ dipolaire décroît comme le cube de l'inverse de la distance entre moments [23] tandis que le nombre de moments à considérer croît lui comme le cube de cette distance [67]. Ainsi, l'interaction magnétostatique qui est bien moins intense que l'interaction d'échange entre proches voisins, devient prépondérante à grande distance. Aussi, on définit la longueur d'échange l_{ech} comme la distance au delà de laquelle l'interaction magnétostatique devient prépondérante devant l'interaction d'échange :

$$l_{ech} = \sqrt{\frac{2 \mathbf{A}_{ech}}{\mu_0 M_s^2}} \quad (1.14)$$

Pour les métaux de transitions (Co, Ni, Fe), la longueur d'échange est typiquement de l'ordre du nanomètre.

Interaction Zeeman

Enfin l'interaction du système magnétique avec un champ extérieur \vec{H}_{ext} se traduit par un terme Zeeman \mathcal{U}_z favorisant l'alignement de l'aimantation avec le champ :

$$\mathcal{U}_z = -\mu_0 \int \vec{H}_{ext} \cdot \vec{M} dV \quad (1.15)$$

On s'en tiendra ici à ces quatre principaux termes (échange, anisotropie, dipolaire, Zeeman) pour décrire l'état magnétique du système. D'autres effets peuvent cependant intervenir dans le bilan tel que la magnétostriction ou des effets d'interface (couplage d'échange entre couches, anisotropie de surface).

1.1.2.2 Champ effectif

A température donnée, les configurations d'équilibre de l'aimantation correspondent aux minima locaux de l'énergie totale \mathcal{U}_T du système magnétique :

$$\mathcal{U}_T = \mathcal{U}_{ech} + \mathcal{U}_K + \mathcal{U}_d + \mathcal{U}_z \quad (1.16)$$

On peut chercher ces minima par la méthode des multiplicateurs de Lagrange [6] en considérant les composantes (M_x, M_y, M_z) liées par la contrainte sur la norme de l'aimantation (1.4). On pose alors :

$$\mathcal{F}_\lambda = \mathcal{U}_T + \lambda \frac{\mu_0 |\vec{M}|^2}{2} \quad (1.17)$$

où $\lambda(\vec{r})$ est un champ scalaire à ajuster pour satisfaire la norme de l'aimantation (1.4). La condition d'équilibre s'écrit donc :

$$\vec{\nabla}_{\vec{M}} \mathcal{F}_\lambda = 0 \quad (1.18)$$

où $\vec{\nabla}_{\vec{M}}$ décrit le gradient sur les composantes de l'aimantation. Cette équation (1.18) peut se réécrire comme une condition de colinéarité entre l'aimantation et un champ effectif défini à partir de l'énergie totale \mathcal{U}_T :

$$\mu_0 \vec{H}_{eff} = -\vec{\nabla}_{\vec{M}} \mathcal{U}_T = \lambda \mu_0 \vec{M} \quad (1.19)$$

Ainsi on obtient une formulation en champ des différents termes d'interactions définis au paragraphe précédent :

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_X + \vec{H}_K + \vec{H}_d + \vec{H}_{ext} \quad (1.20)$$

avec

$$\vec{H}_X = \frac{2A_{ech}}{M_s^2} \Delta \vec{M} \quad \text{et} \quad \vec{H}_K = -\vec{\nabla}_{\vec{M}} e_K(\vec{M}) \quad (1.21)$$

C'est précisément à ce champ effectif que se couple l'aimantation du système. Comme nous le verrons tout de suite (c.f § 1.2), la connaissance de \vec{H}_{eff} nous sera indispensable pour décrire la dynamique de spin.

1.2 Dynamique de l'aimantation dans un milieu gyrotropique

On s'intéresse dans cette section à la résonance uniforme d'un objet ferromagnétique. Par conséquent, tout effet dû à l'interaction d'échange sera strictement nul d'après l'expression Eq.(1.21). On évoquera en particulier les spécificités de la dynamique de spin dans un tel milieu. Et on illustrera l'importance des effets de forme par l'exemple très utile de la résonance uniforme d'un ellipsoïde. Par ailleurs, on considérera un système idéal non-dissipatif, l'étude des processus d'amortissement étant l'objet de la section § 1.4.

1.2.1 Equation du mouvement de l'aimantation

Nous commençons par introduire l'équation du mouvement de l'aimantation que nous résoudrons ensuite dans le cas du régime linéaire.

1.2.1.1 Equation de Landau-Lifschitz

De la même manière que pour l'aimantation, l'approche classique des milieux continus nous permet de définir un moment cinétique moyen \vec{J} du système ferromagnétique. D'après le principe fondamentale de la dynamique, la variation temporelle du moment cinétique est égale au couple qui s'exerce sur lui :

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{M} \wedge \mu_0 \vec{H}_{eff} \quad (1.22)$$

A l'image du rapport gyromagnétique qui relie le moment magnétique au moment cinétique d'une particule Eq. (1.2), l'aimantation et le moment cinétique moyen du système sont proportionnels dans un rapport gyromagnétique moyen γ décrivant le mouvement collectif des spins. Ce rapport gyromagnétique est forcément différent de celui d'un atome isolé ou d'un réseau paramagnétique d'atomes et il doit être considéré comme un paramètre expérimental [42]. Selon ces considérations, l'équation Eq. (1.22) se réécrit sous la forme de l'équation du mouvement de l'aimantation établie par Landau et Lifschitz en 1935 [62] :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \wedge \mu_0 \vec{H}_{eff} \quad (1.23)$$

Une caractéristique notable de l'équation de Landau-Lifschitz est la conservation de la norme de l'aimantation. En effet, si l'on multiplie scalairement l'équation du mouvement (1.23) par \vec{M} , on obtient :

$$\frac{\partial M^2}{\partial t} = 0 \quad (1.24)$$

L'aimantation se meut sur une sphère de rayon M_s , ce que l'on appelle aussi un mouvement de précession. Dans le cas d'une symétrie cylindrique, cette précession est circulaire. Dans les autres cas la trajectoire de l'aimantation peut vite devenir compliquée et nécessite un calcul complet.

1.2.1.2 Solution de l'équation du mouvement en régime linéaire et harmonique

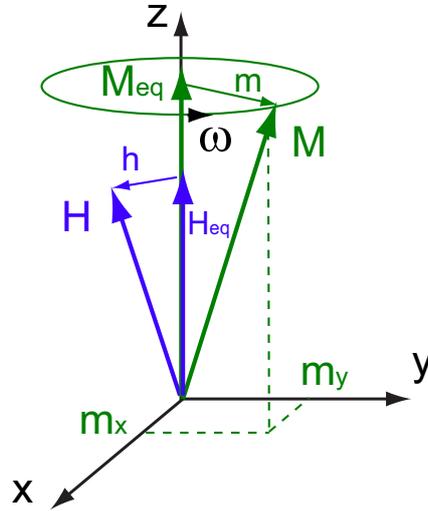


FIG. 1.2 – Notation et repère utilisés pour la linéarisation de l'équation du mouvement

On suppose que les amplitudes d'oscillation du champ magnétique et de l'aimantation autour de leur position d'équilibre sont faibles (hypothèse du régime linéaire). La figure 1.2 illustre la géométrie utilisée pour la linéarisation de

l'équation du mouvement. L'aimantation et le champ effectif se décomposent en une composante d'équilibre indépendante du temps ($\vec{M}_{equ}, \vec{H}_{equ}$) et une composante dépendante du temps ($\vec{h}(t), \vec{m}(t)$) :

$$\begin{cases} \vec{H}_{eff} = \vec{H}_{equ} + \vec{h}(t) \\ \vec{M} = \vec{M}_{equ} + \vec{m}(t) \end{cases} \quad \text{tel que} \quad \begin{cases} |\vec{H}_{equ}| \gg |\vec{h}(t)| \\ |\vec{M}_{equ}| \gg |\vec{m}(t)| \end{cases} \quad (1.25)$$

avec $|\vec{M}_{equ}| \simeq M_s$. La condition d'équilibre s'écrit $\vec{M}_{equ} \wedge \vec{H}_{equ} = 0$, autrement dit $\vec{M}_{equ} \parallel \vec{H}_{equ}$. Et dans la limite des petits angles, la conservation de la norme de l'aimantation implique que les composantes dynamiques \vec{m} soient perpendiculaires à l'aimantation d'équilibre : ($\vec{m} \perp \vec{M}_{equ}$). La linéarisation au premier ordre de l'équation du mouvement Eq.(1.23) donne :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{m} \wedge \mu_0 \vec{H}_{equ} + \vec{M}_{equ} \wedge \mu_0 \vec{h}) \quad (1.26)$$

On cherche des solutions harmoniques de la forme $\vec{m}(t) = \vec{m} e^{i\omega t}$ et $\vec{h}(t) = \vec{h} e^{i\omega t}$. Après projection sur les trois axes du repère cartésien (Fig.1.2), on obtient :

$$\begin{cases} -\gamma H_{equ} m_x + i\omega m_y = -\gamma M_{equ} h_x \\ i\omega m_x + \gamma H_{equ} m_y = \gamma M_{equ} h_y \\ i\omega m_z = 0 \end{cases} \quad (1.27)$$

dont les solutions sont :

$$\begin{aligned} m_x &= \chi h_x + i\chi_a h_y \\ m_y &= -i\chi_a h_x + \chi h_y \\ m_z &= 0 \end{aligned} \quad (1.28)$$

avec $\chi = \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}$ et $\chi_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$ et où $\omega_M = \gamma M_{equ}$ et $\omega_H = \gamma H_{equ}$. Ces solutions s'écrivent sous une forme tensoriel, $\vec{m} = \bar{\chi}_P \vec{h}$, où $\bar{\chi}_P$ est connu sous le nom de tenseur de susceptibilité de Polder [72] :

$$\bar{\chi}_P = \begin{bmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

1.2.2 Particularité du tenseur de susceptibilité

La forme même du tenseur de susceptibilité entraîne quelques propriétés intéressantes pour la dynamique de l'aimantation. La susceptibilité de Polder $\bar{\chi}$ est un tenseur d'ordre 2. Autrement dit la composante longitudinale du champ d'excitation (selon z dans notre repère) ne produit aucune oscillation de l'aimantation.

De plus, $\bar{\chi}_P$ a des composantes non-diagonales anti-symétriques. La composante transverse du champ oscillant, prenons la par exemple selon x, $h_\perp(t) = (h e^{i\omega t}, 0)$ se couple non seulement à la composante parallèle de l'aimantation m_x , mais également à la composante perpendiculaire m_y avec un déphasage de $-i\frac{\pi}{2}$ conformément au facteur $\pm i\chi_a$ des termes non-diagonaux du tenseur. Ceci

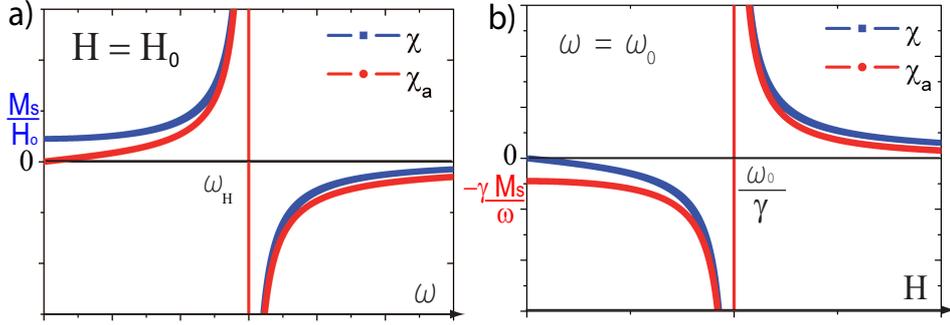


FIG. 1.3 – a)(resp. b) Dépendance en fréquence à champ constant (resp. en champ à fréquence fixe) des composantes de la susceptibilité de Polder.

est la signature d'un phénomène gyrotropique où la réponse à une excitation unidirectionnelle est un mouvement de précession.

La deuxième particularité de la susceptibilité de Polder est dans le caractère résonnant des composantes χ et χ_a du tenseur (Fig.(1.3) a et Fig.(1.3) b). Pour le cas idéal d'un matériau sans pertes, χ et χ_a divergent lorsque la fréquence ω ou le champ d'équilibre H_{equ} (qui contient les différents termes d'interactions statiques) approchent le pôle :

$$\omega = \gamma H_{equ} \quad (1.30)$$

C'est précisément le phénomène de résonance ferromagnétique. Lorsque la fréquence de l'excitation s'approche de cette condition de résonance, le système absorbe de manière résonnante l'énergie électromagnétique fournie et l'amplitude des oscillations diverge. En réalité comme nous le verrons au paragraphe § 1.2.3, la fréquence de résonance n'est pas exactement celle de la relation (1.30) mais dépend fortement de la forme de l'échantillon [58].

La troisième curiosité de la susceptibilité de Polder est l'unicité de la direction de précession à la résonance [80]. En raison de la forme anti-symétrique du tenseur, on montre que la polarisation de la précession ne peut être que droite ("right-handed") par rapport à la direction d'équilibre.

Cherchons pour cela les solutions propres de $\bar{\chi}$. La résolution de l'équation aux valeurs propres ($\det(\bar{\chi} - \Lambda \mathbb{I}) = 0$) donne :

$$\Lambda_{\pm} = \chi \pm \chi_a = \frac{\omega_M}{\omega_H \mp \omega} \quad (1.31)$$

avec comme vecteurs propres $V_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$ et $V_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix}$ associés respectivement à Λ_+ et Λ_- . Les solutions propres dépendantes du temps s'obtiennent ensuite en prenant la partie réelle du produit $V_{\pm} e^{i\omega t}$:

$$V_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos(\omega t) \\ \pm \sin(\omega t) \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

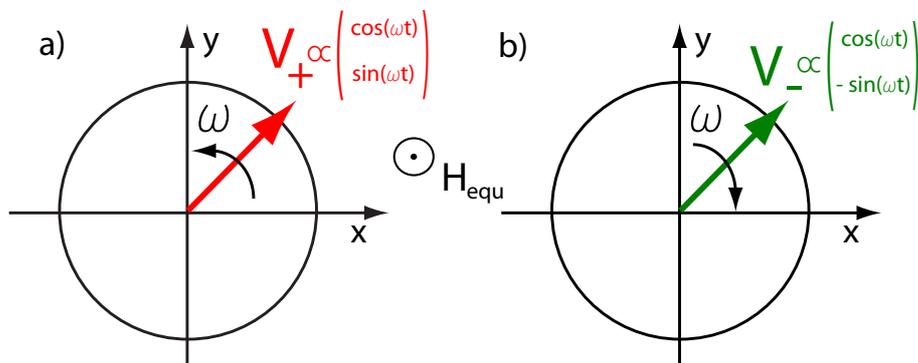


FIG. 1.4 – Représentation des vecteurs propres de la susceptibilité de Polder. a) V_+ polarisé circulairement droite (right-handed) et qui a un caractère résonnant. b) V_- polarisé circulairement gauche (left-handed), qui n'a pas de caractère résonnant

Comme on l'a représenté sur la figure 1.4, ces solutions propres représentent respectivement par rapport à la direction du champ d'équilibre, une précession circulaire droite pour V_+ et une précession circulaire gauche pour V_- . Le caractère circulaire provient simplement de l'égalité des termes diagonaux ($\chi_{xx} = \chi_{yy} = \chi$) dans la matrice de susceptibilité de Polder. Comme on le verra par la suite, la forme macroscopique de l'objet peut modifier considérablement la trajectoire de l'aimantation.

On vient de montrer que tout mode propre de la dynamique de l'aimantation se décompose sur la base propre V_+, V_- et peut donc s'écrire comme la somme d'un terme polarisé à droite ("right-handed") et d'un terme polarisé à gauche ("left-handed"). Or, d'après l'expression des valeurs propres Eq.(1.31), seul le mode V_+ présente un caractère résonnant ; Λ_+ diverge lorsque $\omega = \omega_H$ tandis que Λ_- n'a pas de pôle à fréquence positive.

On en conclut donc que, dans le régime linéaire, seule la polarisation droite est une solution propre de la résonance ferromagnétique.

1.2.3 Importance des effets de forme

L'objet de ce paragraphe est de présenter les effets de la forme de l'échantillon sur la résonance ferromagnétique. On commencera par traiter le cas simple de la résonance uniforme d'un ellipsoïde puis nous résumerons les modifications de la fréquence de résonance pour d'autres géométries simples.

1.2.3.1 Résonance uniforme d'un ellipsoïde

Conformément à la relation Eq.(1.11), l'ellipsoïde possède l'agréable propriété d'avoir un champ interne uniforme et facile à calculer lorsque son aimantation est uniforme. Nous cherchons ici les solutions de l'équation du mouvement de l'aimantation pour un matériau de forme ellipsoïdale sans anisotropie magnétocristalline. Historiquement, ce calcul, réalisé en 1947 par Kittel [58], avait permis de corriger l'interprétation erronée de facteurs g supérieurs à 10 obtenus

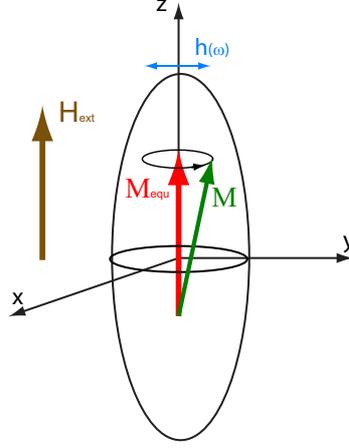


FIG. 1.5 – a) Notation et repère utilisés pour la résonance uniforme de l'ellipsoïde.

nus par Griffiths [39] sur des mesures de résonance ferromagnétique de plaques minces.

On considère un ellipsoïde comme représenté sur la figure (1.5), qui est aimanté à saturation selon l'axe z et auquel on applique un champ exciteur transverse h_1 (dans le plan xy). Les champs effectifs statiques et dynamiques s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{H}_{equ} = H_{ext} - N_z M_{equ} \\ \vec{h} = \vec{h}_1 - N_\perp \vec{m} \end{cases} \quad \text{avec } N_\perp = \begin{pmatrix} N_x & 0 \\ 0 & N_y \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

L'équation de Landau-Lifschitz linéarisée Eq.(1.26) et projetée sur les axes, se réécrit sous sa forme matricielle :

$$\vec{h} = \overline{\chi}_P^{-1} \vec{m} = \frac{1}{\omega_M} \begin{pmatrix} \omega_x & i\omega \\ -i\omega & \omega_y \end{pmatrix} \vec{m} \quad \text{où} \quad \begin{cases} \omega_x = \omega_0 + N_x \omega_M \\ \omega_y = \omega_0 + N_y \omega_M \\ \omega_0 = \gamma \mu_0 (H_{ext} - N_z M_{equ}) \end{cases} \quad (1.34)$$

On a une résonance lorsque la réponse diverge, c'est à dire lorsque $\overline{\chi}_P^{-1}$ n'est pas inversible, soit la condition de résonance :

$$\det(\chi^{-1}) = \frac{\omega_x \omega_y - \omega^2}{\omega_M^2} = 0 \implies \omega_{res} = \sqrt{\omega_x \omega_y} \quad (1.35)$$

On constate donc que la pulsation de résonance dépend non seulement du champ appliqué H_{ext} mais aussi de l'aimantation d'équilibre M_{equ} et du tenseur démagnétisant \overline{N} . Par ailleurs, la recherche du noyau de $\overline{\chi}_P^{-1}$ nous donne une précession elliptique (et non pas circulaire) de l'aimantation :

$$\chi^{-1} \vec{m} = 0 \implies \omega_x m_x + i\omega_{res} m_y = 0 \implies \frac{m_x}{m_y} = -i \sqrt{\frac{\omega_y}{\omega_x}} \quad (1.36)$$

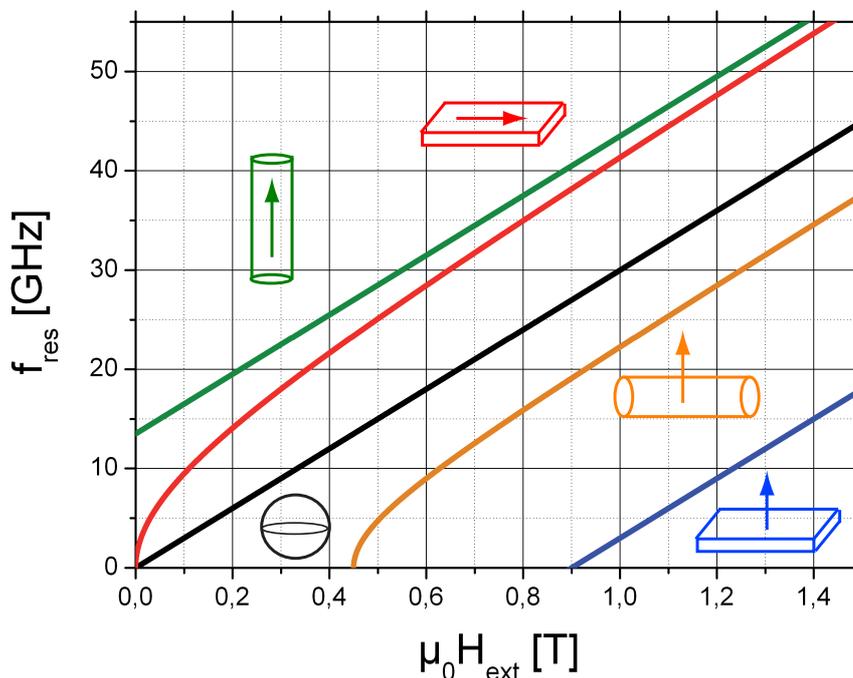


FIG. 1.6 – Fréquence de résonance en fonctions du champ appliqué pour différentes géométries ($\gamma = 30 \text{ GHz}\cdot\text{T}^{-1}$ et $\mu_0 M_s = 0.9 \text{ T}$).

1.2.3.2 Résonance uniforme pour différentes géométries

L'exemple de l'ellipsoïde illustre l'importance des effets de formes en résonance ferromagnétique. On peut appliquer ce résultat général à différentes géométries simples en se servant de la relation Eq.(1.35). On a résumé dans le tableau Tab.(1.2) les fréquences propres d'un matériau sans anisotropie magnétocristalline pour une sphère, un cylindre infini aimanté suivant son axe ou perpendiculairement et un film mince aimanté respectivement dans le plan et perpendiculairement à son plan. Comme on le voit aussi sur le graphe de la figure 1.6, la fréquence de résonance dépend fortement de la forme et de la direction du champ appliqué.

1.3 Ondes Magnétostatiques dans un film mince

On quitte maintenant le cadre de la résonance uniforme pour s'intéresser à la propagation d'ondes de spin dans un matériau ferromagnétique. Schématiquement, une onde de spin consiste en une précession inhomogène de l'aimantation, qui est continuellement déphasée suivant la direction de propagation. On commencera par établir la bande de fréquence des ondes de volume dans le cadre de l'approximation magnétostatique. On traitera ensuite le cas des ondes magnétostatiques dans un film mince où seule l'interaction dipolaire sera prise en compte. Puis on regardera les modifications de la relation de dispersion lorsque l'échange entre en jeu. On considère toujours dans cette section un matériau

forme	aimantation (orientation)	facteurs démagnétisants			fréquence propre ω_{res}
		N_x	N_y	N_z	
sphère	quelconque	1/3	1/3	1/3	$\omega_{res} = (\gamma\mu_0) H_{ext}$
film	plan (x,z)	0	1	0	$\omega_{res}^2 = (\gamma\mu_0)^2 H_{ext}(H_{ext} + M_s)$
film	normale (z)	0	0	1	$\omega_{res} = (\gamma\mu_0) (H_{ext} - M_s)$
cyindre	axe (z)	1/2	1/2	0	$\omega_{res} = (\gamma\mu_0) (H_{ext} + \frac{M_s}{2})$
cyindre	plan (x,z)	1/2	0	1/2	$\omega_{res}^2 = (\gamma\mu_0)^2 H_{ext}(H_{ext} - \frac{M_s}{2})$

TAB. 1.2 – Fréquences de résonance pour diverses géométries simples obtenues à partir de la formule de l'ellipsoïde (l'aimantation pointe toujours dans la direction z).

idéal sans perte.

1.3.1 Approximation magnétostatique et bande des ondes de volume

L'objet de ce paragraphe est d'établir la bande de fréquence sur laquelle se propagent des ondes de spin dans un volume massif. On se place pour cela dans le cas du régime purement dipolaire, ce que l'on nomme communément ondes magnétostatiques, pour lesquelles les longueurs d'onde sont grandes devant la longueur d'échange ($\lambda \gg l_{ech}$).

1.3.1.1 Approximation magnétostatique

On considère le cas d'un volume infiniment étendu dans toutes les directions de l'espace. L'invariance par translation dans l'espace impose la forme d'onde plane $e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$. Pour un matériau ferromagnétique de permittivité ε en l'absence de courant et de charges libres les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{k} \cdot \vec{e} & = & 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{b} & = & 0 \\ \vec{k} \wedge \vec{e} & = & \omega \mu_0 (\mathbb{I}_d + \overline{\overline{\chi}}_P) \vec{h} \\ \vec{k} \wedge \vec{h} & = & -\omega \varepsilon \vec{e} \end{cases} \quad (1.37)$$

En multipliant à gauche par $\vec{k} \wedge$ l'équation de "Maxwell-Faraday" et en la combinant à l'équation de "Maxwell-flux", on obtient la relation suivante :

$$\vec{k} \wedge \vec{h} = \frac{k_0^2 \vec{k} \wedge \overline{\overline{\chi}}_P \vec{h}}{k^2 - k_0^2} \quad (1.38)$$

où $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon$ correspond à la constante de propagation de l'onde électromagnétique en l'absence d'effet gyromagnétique ($\underline{\chi} = 0$). Par ailleurs les effets de résonance ferromagnétique (divergence de $\overline{\chi}_P$) se produisent dans le domaine hyperfréquence [1-100 GHz], pour lequel $k_0 \simeq 1..100 \text{ cm}^{-1}$. Pour des valeurs suffisamment élevées de k (la constante de propagation de l'onde de spin), le rotationnel de \vec{h} peut être négligé. Dans cette approximation, les variables magnétiques et électriques sont découplées et la propagation de l'onde de spin est décrite par les équations de la magnétostatique :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{b} &= 0 \\ \nabla \wedge \vec{h} &= 0 \end{cases} \quad (1.39)$$

En l'occurrence, l'approximation magnétostatique est d'autant plus vraie que la longueur d'onde diminue et donc elle sera aussi valable pour le régime "dipôle-échange" que nous étudierons dans une prochaine section §1.3.3.

1.3.1.2 Bande de fréquence des ondes volumiques

La conséquence directe de l'approximation magnétostatique ($\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{h}) = \vec{0}$), est de pouvoir décrire l'onde de spin à l'aide d'un potentiel scalaire ψ tel que :

$$\vec{h} = -\overrightarrow{\nabla} \psi \quad (1.40)$$

En le substituant dans l'équation de "Maxwell-Flux" ($\text{div}(\vec{b}) = 0$), on obtient ainsi l'équation de propagation de l'onde de spin, connue sous le nom d'équation de Walker [90] :

$$\overrightarrow{\nabla} \cdot (\mathbb{I}_d + \underline{\chi}) \overrightarrow{\nabla}(\psi) = 0 \quad (1.41)$$

Pour le cas d'onde plane dans le volume, le potentiel magnétostatique prend la forme $\psi(\vec{r}, t) = \psi_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$. En reprenant le système d'axes du paragraphe précédent, où l'axe +z coïncide avec la direction d'équilibre de l'aimantation, l'équation de Walker pour une onde plane se réécrit :

$$(k_x^2 + k_y^2)(1 + \chi) + k_z^2 = 0 \quad (1.42)$$

La condition de propagation s'écrit donc $\chi < -1$, le cas $\chi > -1$ correspondant à un mode évanescent.

En posant maintenant θ_k comme l'angle entre la direction de propagation et l'aimantation d'équilibre ($\theta_k = \widehat{(\vec{M}_s, \vec{k})} = \arctan(\sqrt{\frac{k_x^2 + k_y^2}{k_z^2}})$), on obtient à partir de l'équation (1.42) la relation de dispersion des ondes magnétostatiques de volume :

$$\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta_k) \quad (1.43)$$

Il en résulte que la fréquence de précession des ondes magnétostatiques de volume ne dépend que de la direction de propagation et ne dépend pas de la norme du vecteur d'onde, ce qui implique une vitesse de groupe nulle ($v_g = \frac{d\omega}{dk} = 0$) et donc un flux d'énergie nul (les ondes de volume ont un caractère stationnaire). Il y a dans la pratique plusieurs raisons qui permettent à l'énergie de se propager. La première, évidente mais pas forcément importante si k est suffisamment grand, est la limite de validité de l'approximation magnétostatique.

La deuxième, sur laquelle nous nous pencherons plus tard (cf §1.3.3), concerne l'influence de l'interaction d'échange. Et la troisième, que nous traiterons dans la section suivante avec le cas des ondes progressives dans un film mince, est l'influence des conditions limites.

Enfin on définit la bande d'existence des ondes de volume, qui s'étend entre ω_H et $\sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ (condition : $1 + \chi < 0$) :

$$\omega(\theta_k = 0) = \omega_H \leq \omega \leq \omega(\theta_k = \pi/2) = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)} \quad (1.44)$$

1.3.2 Typologie des ondes progressives dans un film mince

A partir des années 1960, les ondes magnétostatiques dans les films minces de ferrite ont fait l'objet de nombreuses recherches dans le domaine des micro-ondes [89]. De par leur faible vitesse de groupe (environ 4 ordres de grandeurs inférieurs à une onde électromagnétique normale) et leurs propriétés large bande dans le domaine des hyperfréquences, elles offrent de nombreuses possibilités pour traiter le signal directement aux fréquences du GHz. Pour ne citer que les principales applications, les ondes magnétostatiques peuvent être utilisées pour réaliser des filtres ajustables large bande, des lignes à retard de phase ou des coupleurs directionnels.

L'objet de cette partie est de présenter les caractéristiques des trois principaux modes propres de propagation, qui dépendent essentiellement de l'orientation relative entre l'aimantation et le vecteur d'onde (cf figure 1.7). On commencera par écrire d'une manière qualitative (à partir du résultat de la résonance uniforme d'un ellipsoïde), les relations de dispersion de ces trois modes, puis on donnera leur forme exacte en résolvant les équations de Maxwell. On se placera pour cela dans une plage intermédiaire de vecteurs d'onde telle que l'approximation magnétostatique soit valide et que l'interaction d'échange puisse être négligée.

1.3.2.1 Approche qualitative des ondes magnétostatiques dans un film mince

Pour une onde se propageant dans un film mince (\vec{k} est dans le plan du film), il existe trois cas limites possibles pour l'orientation relative entre \vec{M} et \vec{k} . On a schématisé ces trois modes de propagation sur la figure 1.7 en divisant l'onde en domaines de quart de longueur d'onde au sein desquels l'aimantation est supposée uniforme. On a représenté l'aimantation dynamique (flèche verte) qui est perpendiculaire à l'aimantation d'équilibre dans la limite des faibles angles d'oscillation, ainsi que l'accumulation des pôles magnétiques qui en découle (les "+" et les "-"). C'est l'accumulation de ces "charges" magnétiques qui engendre un champ dipolaire dynamique responsable de la propagation de l'onde.

Le premier mode que l'on a retenu pour cette thèse, est celui d'une aimantation d'équilibre perpendiculaire au plan (et donc perpendiculaire à \vec{k} également) qui est aussi appelé dans la terminologie des ondes magnétostatiques "Magneto-static Forward Volume Wave" (MsFVW, Fig.(1.7a)). Dans cette configuration, seuls les pôles accumulés sur les plans d'ondes contribuent au champ dipolaire dynamique. Pour évaluer le champ dipolaire correspondant, on peut assimiler les

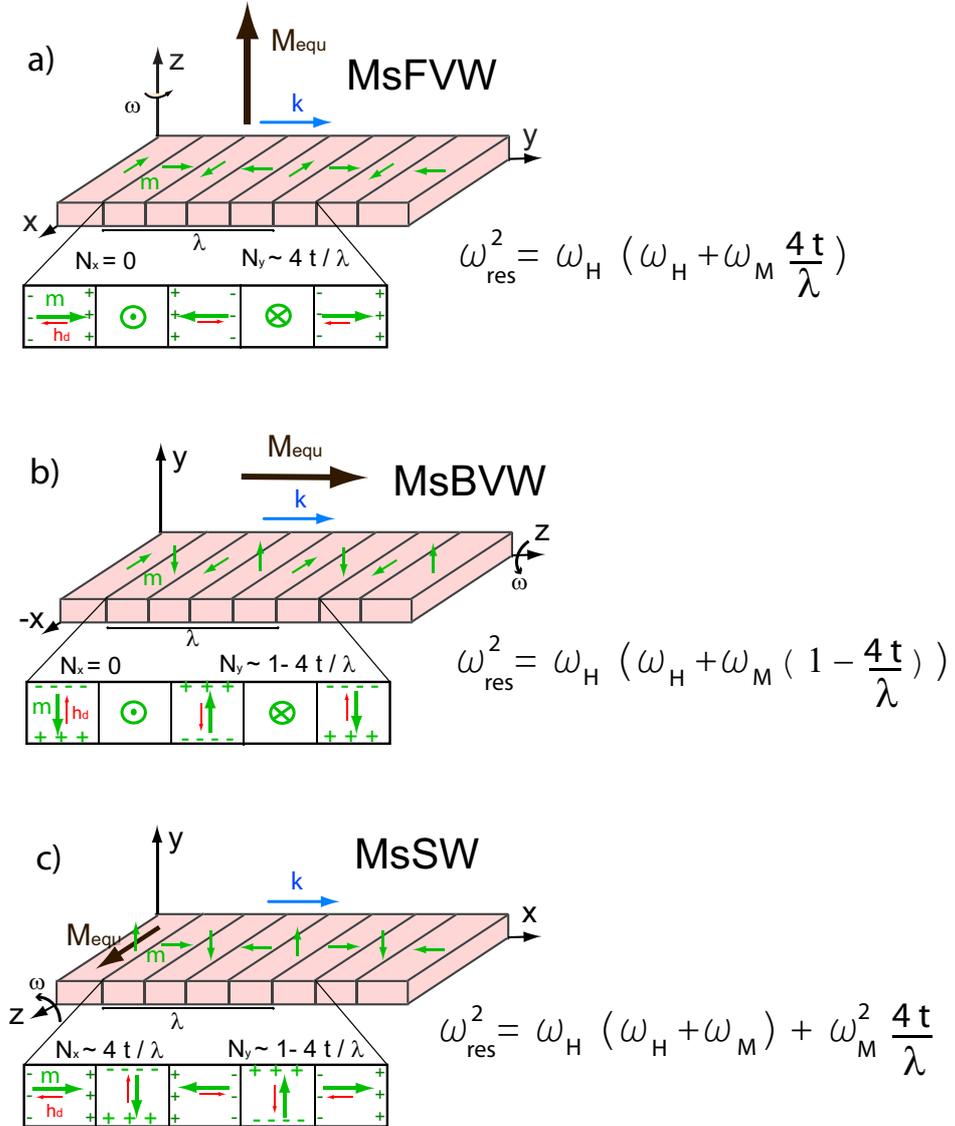


FIG. 1.7 – Schématisations des trois principaux modes d'ondes de spin dans un film mince (l'axe z étant toujours orienté selon la direction de l'aimantation d'équilibre). a) Onde de volume "Forward" (MsFVW) : $M \perp$ plan et $M \perp k$. b) Onde de volume "Backward" (MsBVW) : M dans le plan et $M \parallel k$. c) Onde de surface (MsSW) : M dans le plan et $k \perp M$.

domaines en quart de longueur d'onde à un ellipsoïde. D'après l'équation (1.13), les coefficients de champ démagnétisant dérivés de la configuration dynamique de l'aimantation s'écrivent $N_{yy} = \frac{4t}{\lambda}$ et $N_{xx} = 0$. En utilisant la formule de résonance uniforme d'un ellipsoïde ($\omega_{res} = \sqrt{\omega_x \omega_y}$, Eq.(1.35)), on obtient une expression approchée de la relation de dispersion du mode MsFVW :

$$\omega_{res} \simeq \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M \frac{4t}{\lambda})} \quad (1.45)$$

La fréquence de résonance est bien une fonction croissante du vecteur d'onde, donc la vitesse de groupe est positive ($v_g = \frac{d\omega}{dk}$), ce qui justifie son caractère "Forward". On verra plus tard la justification de son caractère d'onde de volume.

Le deuxième mode que l'on a représenté sur la figure 1.7 b est celui d'une aimantation dans le plan et parallèle au vecteur d'onde ($\vec{M} \parallel \vec{k}$) et que l'on appelle "Magnetostatic Backward Volume Wave" (MsBVW). Pour ce mode, seuls les pôles accumulés sur les faces du film contribuent au champ dipolaire dynamique ($N_x = 0$, $N_y = 1 - 4t/\lambda$). En tenant le même raisonnement que précédemment, on obtient comme expression approchée de la relation de dispersion du mode MsBVW :

$$\omega_{res} = \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M (1 - \frac{4t}{\lambda}))} \quad (1.46)$$

La fréquence de résonance est cette fois-ci une fonction décroissante du vecteur d'onde, donc la vitesse de groupe est négative tandis que la vitesse de phase ($v_\phi = \frac{\omega}{k}$) est positive. Ce mode correspond au cas un peu moins intuitif d'une onde où l'énergie se propage en sens contraire à la phase, ce pourquoi on l'appelle onde "Backward".

Le dernier mode, appelé "Magnetostatic surface Wave" (MsSW, Fig.(1.7c)), correspond à une aimantation dans le plan et perpendiculaire au vecteur d'onde. Dans ce cas, à la fois les pôles accumulés sur les faces du film et ceux accumulés sur les plans d'ondes contribuent au champ dipolaire dynamique ($N_x = 4t/\lambda$, $N_y = 1 - 4t/\lambda$). L'expression approchée de la relation de dispersion du mode MsSW s'écrit :

$$\omega_{res} = \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M) + \omega_M^2 \frac{4t}{\lambda}} \quad (1.47)$$

On vérifie aisément que $\omega_{res}(k)$ est croissante, et que donc ce mode est de type "forward". En revanche on justifiera plus tard le caractère évanescents dans l'épaisseur du film qui fait de ce mode une onde de surface.

1.3.2.2 Film aimanté perpendiculairement : MsFVW

Commençons par le mode de propagation qu'on a retenu pour le sujet de cette thèse, celui pour lequel l'aimantation du film ferromagnétique est perpendiculaire à son plan. Connaissant les conditions aux limites du système, on cherche à établir la relation de dispersion d'un tel mode propre à partir de l'équation de propagation de Walker Eq.(1.42). Ce calcul a été traité initialement par Damon et Van de Vaart en 1965 pour un film magnétique entouré

d'un diélectrique parfait [26]. Nous considérons d'abord le cas plus simple d'un film dont les surfaces sont métallisées puis nous traiterons le cas correspondant à notre expérience lorsque les demi-espaces supérieurs et inférieurs au film magnétique sont un diélectrique.

Au vue de la géométrie du système (invariance par translation dans le plan (x,y), Fig.(1.7 a), le potentiel magnétostatique ψ défini précédemment par la relation Eq.(1.40) prend une forme d'onde plane :

$$\psi_{int,e\pm}(x,y,z) = \mathcal{Z}_{int,e\pm}(z)e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (1.48)$$

où les indices int, e+ et e- désignent respectivement l'intérieur du film et les demi-espaces situés au-dessus et en-dessous de lui. On posera par la suite $\vec{k} = k_x \vec{e}_x + k_y \vec{e}_y$ comme étant le vecteur d'onde dans le plan du film.

Le potentiel étant pris nul à l'infini $\psi(z = \pm\infty) = 0$, l'équation de propagation de Walker Eq.(1.42) donne des solutions du type onde évanescence à l'extérieur du film et du type onde stationnaire dans l'épaisseur t du film :

$$\begin{cases} 0 < z < t : \mathcal{Z}_{int}(z) = A_{int}^+ e^{i q_{int} z} + A_{int}^- e^{-i q_{int} z} \\ z > t \text{ et } -z < 0 : \mathcal{Z}_{e\pm}(z) = A_e^\pm e^{\mp q_e z} \end{cases} \quad (1.49)$$

avec $q_{int} = \sqrt{-k^2(1 + \chi)}$ et $q_e = |k|$. La relation de dispersion s'obtient ensuite en écrivant les conditions de raccordement en $z=0$ et $z=t$, à savoir la continuité des composantes tangentielles du champ \vec{h} et de la composante normale de l'induction \vec{b} :

$$\begin{aligned} b_\perp^< &= b_\perp^> \\ h_\parallel^< &= h_\parallel^> \end{aligned} \quad (1.50)$$

Cas d'un film métallisé

L'induction \vec{b} étant nulle dans le métal, on a donc comme conditions aux interfaces $z=0$ et $z=t$:

$$((I_d + \underline{\chi}) \vec{\nabla}(\psi)) \cdot \vec{n} = 0 \quad (1.51)$$

On en déduit alors que $A_{int}^+ = A_{int}^-$ et que :

$$q_{int} = \frac{n\pi}{t} = k \sqrt{-(1 + \chi)} \quad (1.52)$$

où $n=1,2,3,\dots$ est un entier correspondant aux différents modes propres. Il rend compte du nombre de demi-périodes du potentiel ψ dans l'épaisseur du film. Comme $q_{int} > 0$, on a ainsi des solutions propagatives ($k > 0$) si et seulement si $1 + \chi < 0$, c'est à dire d'après Eq.(1.28) lorsque la fréquence se situe dans la bande des ondes de volume définie en Eq.(1.44) :

$$(1 + \chi < 0 \Leftrightarrow \{\omega > \omega_H \text{ et } \omega < \omega_H(\omega_H + \omega_M)\}).$$

En réécrivant l'équation Eq.(1.51) avec l'expression de χ donnée par Eq.(1.28), on obtient une expression explicite de la relation de dispersion :

$$\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \frac{\omega_M}{1 + \frac{(n\pi)^2}{(kt)^2}}) \quad (1.53)$$

On remarque ainsi que tous les modes ont les mêmes fréquences de coupure définies par la bande de fréquence Eq.(1.44), avec comme cas limites $\omega(k=0) = \omega_H$ et $\omega(k \rightarrow \infty) = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$. Autrement dit il n'existe pas de bande de fréquence propre à un seul mode. Nous verrons plus tard comment l'interaction d'échange et la largeur finie d'un ruban lèvent cette dégénérescence (§1.3.3). Le deuxième point concerne la vitesse de groupe $v_g = \frac{d\omega}{dk}$. Contrairement à la dispersion des ondes de spin dans un volume infini Eq.(1.43), où la dispersion est indépendante de la norme de k , la relation de dispersion devient une fonction croissante du vecteur d'onde, et donc $v_g > 0$: l'énergie se propage dans la même direction que la phase. En différenciant l'expression Eq.(1.52), on trouve que la vitesse de groupe passe par un maximum de l'ordre de $\frac{\omega_M t}{n}$ pour des valeurs de k proches de $\frac{n\pi}{t}$.

Cas d'un film non-métallisé

Pour le cas d'un film non-métallisé, l'écriture des conditions de raccordement Eq.(1.50) conduit au système suivant :

$$\begin{cases} A_e^+ e^{-q_e t} & = & A_{int}^+ e^{iq_{int} t} + A_{int}^- e^{-iq_{int} t} \\ A_e^- & = & A_{int}^+ + A_{int}^- \\ -q_e A_e^+ e^{-q_e t} & = & i(1 + \chi) q_{int} (A_{int}^+ e^{iq_{int} t} - A_{int}^- e^{-iq_{int} t}) \\ q_e A_e^- & = & i(1 + \chi) q_{int} (A_{int}^+ - A_{int}^-) \end{cases} \quad (1.54)$$

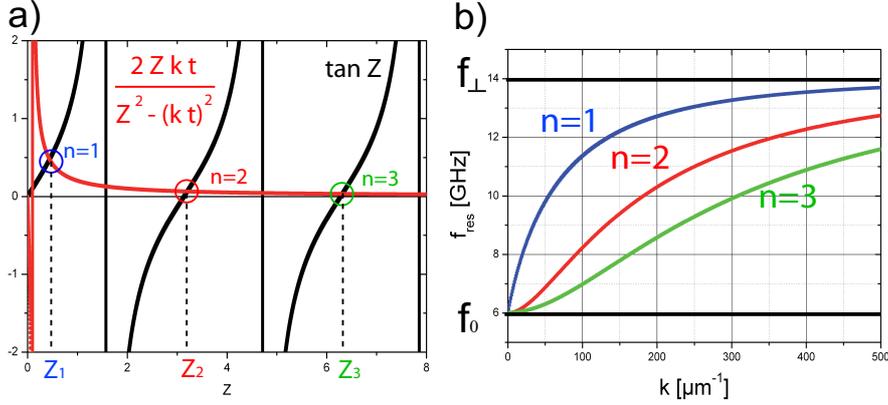


FIG. 1.8 – a) Résolution graphique de la relation Eq.(1.55) pour $kt = 0.1$. b) Relation de dispersion des trois premiers modes pour $\mu_0 H_{eff} = 0.2$ T et $\mu_0 M_s = 0.9$ T et une épaisseur $t=20$ nm.

On obtient une solution non-triviale si le déterminant de ce système est nul, ce qui conduit à une formulation implicite de la relation de dispersion :

$$\tan(Z) = \frac{2 Z k t}{Z^2 - (k t)^2} \quad (1.55)$$

où $Z = \sqrt{-(1 + \chi)} k t$. On résout ensuite graphiquement l'équation (1.55) qui a une infinité de racines Z_n avec $(n=1,2,3,\dots)$, correspondant aux différents modes propres (Fig.1.8 a). La relation de dispersion peut ensuite s'écrire sous la forme

de l'équation (1.53) pour un film métallisé, en substituant le terme $n\pi$ par le coefficient Z_n , qui dépend du produit kt . On a ainsi représenté sur la figure 1.8b les courbes de dispersion des trois premiers modes, que l'on a obtenues par traitement numérique de l'équation (1.55). On vérifie notamment qu'elles se situent dans la bande des ondes de volumes Eq.(1.44).

Contrairement au cas du film métallisé pour lequel $v_g \sim \omega_M k (n\pi t)^2$ pour $k \rightarrow 0$, la vitesse de groupe du premier mode ($n=1$) est non nulle à $k = 0$ et décroît de manière monotone avec le vecteur d'onde. Les modes d'ordre supérieur ($n \geq 2$) reproduisent le comportement d'un film métallisé avec un maximum de v_g pour $k \sim \frac{n\pi}{t}$ (Fig.1.9). On remarque notamment que pour des longueurs d'ondes raisonnables¹ ($k < 10\mu\text{m}^{-1}$), seul le premier mode ($n=1$) peut sensiblement se propager : $v_g(n=1) \gg v_g(n=2) > v_g(n=3)$.

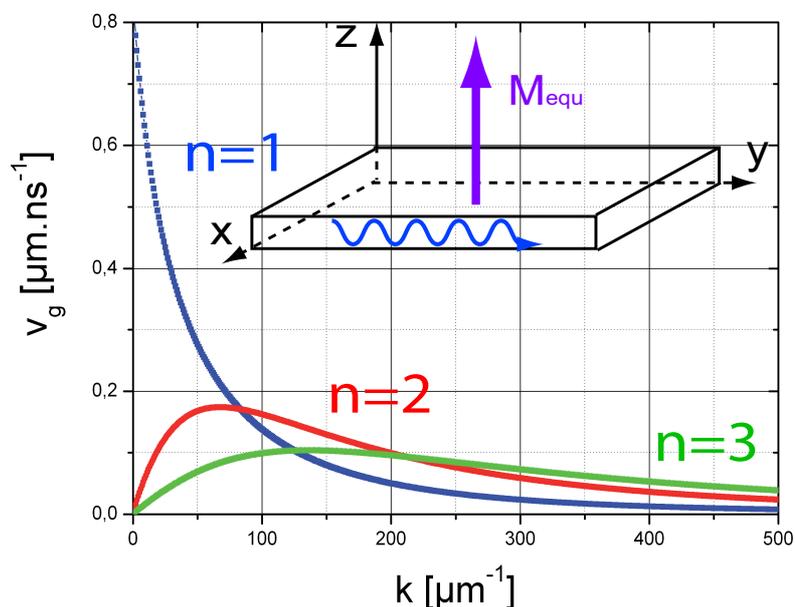


FIG. 1.9 – Vitesse de groupe d'une onde MsFVW pour les trois premiers modes d'un film non métallisé et pour les paramètres $\mu_0 H_{eff} = 0.2 \text{ T}$, $\mu_0 M_s = 0.9 \text{ T}$ et une épaisseur $t=20 \text{ nm}$.

On donne aussi la forme approchée obtenue par Kalinikos [53] pour le premier mode ($n=1$) que nous utiliserons par la suite :

$$\omega^2 = \omega_H \left(\omega_H + \omega_M \left(1 - \frac{1 - e^{-kt}}{kt} \right) \right) \quad (1.56)$$

En résumé, pour un film aimanté perpendiculairement à son plan :

- De par la forme du potentiel $\psi(x, z)$ Eq.(1.48) et Eq.(1.49), l'amplitude des différents modes propres varie de manière sinusoïdale dans l'épaisseur du film magnétique.
- D'après la relation de dispersion Eq.(1.55), la fréquence des différents modes s'échelonne dans la bande des ondes de volume (Eq.1.44) et elle augmente avec

¹En restant dans le cadre du régime purement dipolaire

le vecteur d'onde. L'onde se propage dans le sens direct ($v_g > 0$).

1.3.2.3 film aimanté tangentiellement : MsBVW et MsSW

Intéressons nous maintenant aux modes d'ondes propagatives dans le cas d'un film aimanté dans son plan. A nouveau, on change simplement notre système d'axe de sorte à avoir l'aimantation d'équilibre qui pointe dans la direction z (Fig.(1.7 b et Fig.(1.7 c)). Le potentiel magnétostatique se réécrit alors sous la forme :

$$\psi_{int,e\pm}(x,y,z) = \mathcal{Y}_{int,e\pm}(y)e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r}_{||})} \quad (1.57)$$

où $\vec{k} = k_x \vec{e}_x + k_z \vec{e}_z$ et $\vec{r}_{||} = x \vec{e}_x + z \vec{e}_z$ sont respectivement les composantes dans le plan du vecteur d'onde et de la position.

Comme précédemment on choisit un potentiel nul à l'infini ($y \rightarrow \pm\infty$), ce qui nous impose la même forme de solutions qu'en Eq.(1.49), à la seule différence que :

$$q_{int} = \sqrt{-k_x^2 - \frac{1}{(1+\chi)}k_z^2} \quad \text{et} \quad q_e = |k| \quad (1.58)$$

Sans refaire de démonstration complète pour le film aimanté dans le plan, on présentera les particularités des deux principaux types d'ondes ($\vec{k}_t \parallel \vec{M}$ et $\vec{k}_t \perp \vec{M}$) en donnant les formes approchées des relations de dispersion obtenues par Damon et Eshbach [25] pour le mode fondamental ($n=1$).

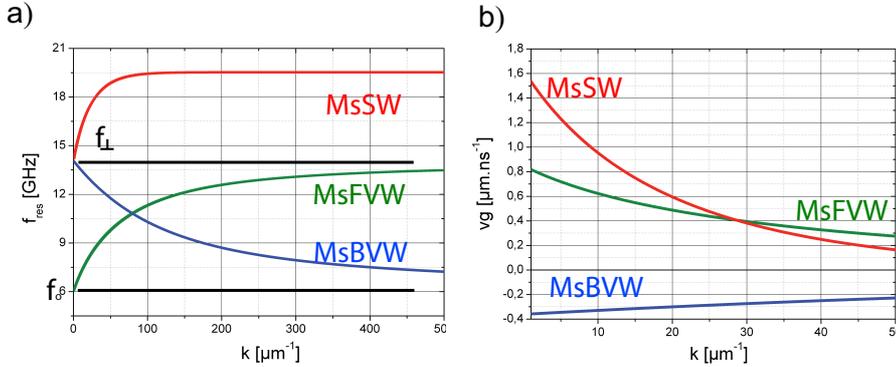


FIG. 1.10 – a) Dispersion pour les modes fondamentaux ($n=1$) des trois types d'ondes magnétostatiques dans un film mince avec comme paramètre $\mu_0 H_{eff} = 0.2T$, $\mu_0 M_s = 0.9T$, $\frac{\gamma}{2\pi} = 30 \text{ GHz.T}^{-1}$ et une épaisseur $t=20 \text{ nm}$. b) Vitesses de groupe correspondantes.

Cas $\vec{k}_t \parallel \vec{M}$: MsBVW

Selon les notations de la figure 1.7 b, la propagation se fait dans ce cas selon la direction z , donc $k_x = 0$ et $k_z > 0$. Il s'en suit d'après Eq.(1.58) que $1 + \chi < 0$

et donc la fréquence des différents modes se situe dans la bande des ondes de volume. De plus l'amplitude du potentiel ψ décrit par les équations Eq.(1.49) et Eq.(1.58) est aussi distribuée sinusoidalement dans le volume du matériau. La relation de dispersion devient cependant une fonction décroissante du vecteur d'onde (figure 1.10) qui s'écrit pour le premier mode :

$$\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M(\frac{1 - e^{-k_z t}}{k_z t})) \quad (1.59)$$

On remarque ainsi que ω décroît avec k , ce qui correspond à une vitesse de groupe négative. Autrement dit pour une onde MsBVW l'énergie (\vec{v}_g) se propage à l'opposé de la phase (\vec{k}), ce qui constitue la principale originalité de ce mode!

Une autre différence essentielle avec le mode MsFVW est dans l'ellipticité de la précession. Pour le cas $\vec{M} \perp \text{plan}$ (MsFVW), les champs dynamiques dipolaires (h_x, h_y) sont très peu différents car tous deux dans le plan du film et donc la précession est quasi-circulaire. Tandis que pour les ondes MsBVW, la composante m_y qui sort du plan est d'autant plus pénalisée par rapport à m_x , que l'épaisseur du film diminue et la précession peut devenir fortement elliptique (voir les coefficients de champ démagnétisant de la figure 1.7).

Cas $\vec{k}_t \perp \vec{M}$: MsSW

Pour des ondes de surface, on a $k_z = 0$ et $k = k_x > 0$. Par conséquent, le vecteur d'onde dans l'épaisseur q_i défini par Eq.(1.58) est un imaginaire pur. L'onde a alors un caractère évanescent dans l'épaisseur, ce pourquoi on l'appelle onde de surface ("Magnetostatic Surface Wave" : MsSW). Le potentiel magnétostatique $\psi(x, y, \nu)$ dépend dans ce cas de la direction de propagation définie à partir du paramètre $\nu = \pm 1$: $\nu = 1$ (resp. $\nu = -1$) pour une onde dont la propagation est telle que $\vec{M} \cdot \vec{k} > 0$ (resp. $\vec{M} \cdot \vec{k} < 0$). En prenant l'origine de notre repère au centre du film, la résolution de l'équation de Walker conduit pour le mode MsSW à l'expression suivante du potentiel magnétostatique :

$$\begin{cases} y < -\frac{t}{2} : & \psi_0(\nu)(e^{k t} + p(\nu))e^{k y} e^{i\nu k x} \\ |y| < \frac{t}{2} : & \psi_0(\nu)(e^{k y} + p(\nu)e^{-k y}) e^{i\nu k x} \\ y > \frac{t}{2} : & \psi_0(\nu)(1 + p(\nu)e^{k t})e^{-k y} e^{i\nu k x} \end{cases} \quad (1.60)$$

où $p(\nu) = \frac{\psi(\nu=-1)}{\psi(\nu=1)}$ est le rapport d'amplitude entre deux ondes se propageant en sens inverse et $\psi_0(\nu) = \psi_0(1 + p(-\nu))$ après renormalisation de sorte à obtenir un résultat symétrique. On a représenté sur la figure 1.11 b, le profil du potentiel et de l'aimantation en fonction de la variable y d'épaisseur.

On remarque tout d'abord le caractère elliptique de la précession comme nous l'avons évoqué pour le cas de l'onde Backward : $|m_x| > |m_y|$. Cependant on constate aussi la forte asymétrie de l'aimantation dynamique dans l'épaisseur du film en rapport avec la direction de propagation. Si bien que pour des films suffisamment épais, deux ondes opposées se propagent chacune sur les surfaces opposées du film, l'ordre étant fonction de la direction du champ appliqué. Comme on peut le constater sur la figure (1.11) où \vec{M}_{equ} est orienté suivant l'axe $+z$, une onde telle que le produit $\vec{k} * \vec{M}$ est direct (i.e $\vec{k} \wedge \vec{M}_{equ} > 0$) se propagera sur la surface supérieure du film (i.e $k_x < 0$ pour la figure 1.11), et réciproquement si $\vec{k} \wedge \vec{M}_{equ} < 0$, l'onde se propagera sur la surface inférieure

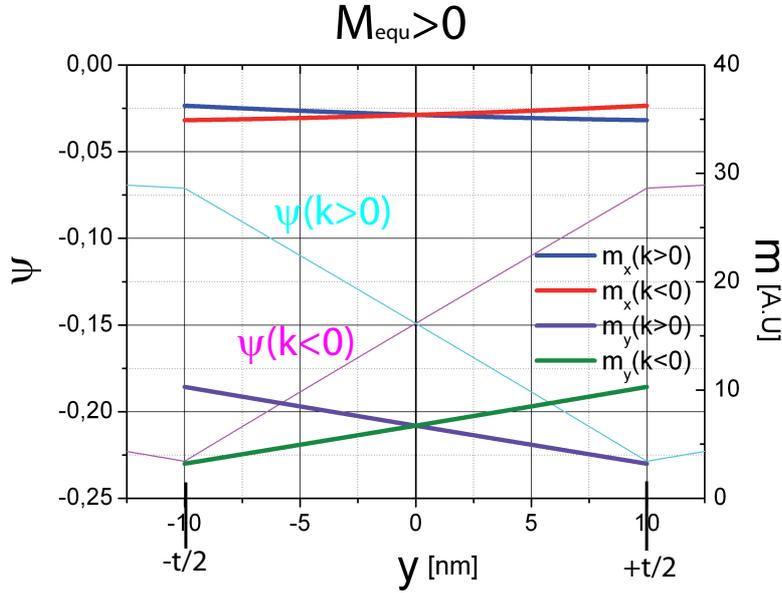


FIG. 1.11 – Profil non-réciproque du potentiel magnétostatique ψ et de l'aimantation dynamique m dans l'épaisseur du film pour une onde de surface (MsSW) avec comme paramètre $k = 10 \mu\text{m}^{-1}$, $\mu_0 H_{eff} = 0.2 T$, $\mu_0 M_s = 0.9 T$, $\frac{\gamma}{2\pi} = 30 \text{ GHz.T}^{-1}$ et une épaisseur $t=20 \text{ nm}$.

(i.e $k_x > 0$ pour la figure 1.11).

Ce dernier point peut conduire à des différences de fréquences entre les deux sens de propagation si les conditions aux différentes interfaces diffèrent (anisotropies de surface différentes, champ d'Oersted dû à un courant, etc...).

Damon et Eshbach [24] ont étudié la propagation d'ondes de surfaces à une interface ferromagnétique-diélectrique pour une direction arbitraire de l'aimantation d'équilibre. Ils ont notamment montré qu'il se propage des ondes de surface dès lors que la condition suivante est satisfaite :

$$\sin \theta_M \sin \varphi_M \geq \frac{\omega_H}{\omega_H + \omega_M} \quad (1.61)$$

où θ_M est l'angle entre l'aimantation et la normale au plan du film et φ_M l'angle entre \vec{M} et \vec{k} .

Dans le cas d'un film entouré d'un diélectrique et d'une onde de surface pure ($\theta_M = \varphi_M = \frac{\pi}{2}$), on obtient une forme explicite de la relation de dispersion qui ne dépend pas du sens de propagation :

$$\omega^2 = (\omega_H + \frac{\omega_M}{2})^2 - (\frac{\omega_M}{2})^2 e^{-2kt} \quad (1.62)$$

La fréquence d'existence des ondes de surface est supérieure à celle des ondes de volume : $\omega(k=0) = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)} < \omega(k) < \omega(k=\infty) = (\omega_H + \omega_M/2)$.

Contrairement aux ondes de volume où l'on a une série de modes dans l'épaisseur, les ondes magnétostatiques de surface ne possèdent qu'un seul mode. On

remarque aussi que la dispersion est une fonction croissante de k (figure 1.10), ce qui implique une vitesse de groupe positive (type forward wave).

1.3.2.4 Onde magnétostatiques dans un ruban

Le passage d'un film mince à un ruban de section finie (largeur w et épaisseur t) impose des conditions aux limites supplémentaires, ce qui se traduit par la formation de modes stationnaires dans la largeur du ruban. Nous ne traitons ici que le cas qui nous intéresse, celui du mode MsFVW dans un ruban de section rectangulaire (largeur : w et épaisseur : t) [4]. Pour une aimantation d'équilibre perpendiculaire au plan du film, le potentiel magnétostatique dans le ruban ($0 < y < w$ et $0 < z < t$) se réécrit :

$$\psi_{int}(x, y, z) = A_{int} \cos(q_{int} z) B(\cos(k_y y)) e^{i k_x x} \quad (1.63)$$

et vérifie toujours après substitution dans l'équation de Walker la relation : $-(1 + \chi)(k_x^2 + k_y^2) = q_{int}^2$. Dans le cas simple d'un ruban entièrement métallisé sur toutes ses faces, et pour une aimantation d'équilibre perpendiculaire au plan du film, la condition aux limites sur les bords latéraux du ruban (selon y , figure 1.7a) s'obtient de la même manière que pour celle des faces supérieure et inférieure Eq.(1.52) ($b_{\perp}^> = b_{\perp}^< = 0$) :

$$k_y = \frac{l\pi}{w} \quad (1.64)$$

où $l=1,2,3, \dots$, représente également le nombre de demi-périodes du potentiel dans la largeur du ruban. On a donc une simple modification de la norme du vecteur d'onde dans la relation de dispersion qui dépend du mode l dans la largeur : $k = \sqrt{k_x^2 + \frac{l\pi}{w}}$. Cette modification du vecteur d'onde a notamment pour effet de lever la dégénérescence du mode MsFVW sur une gamme de vecteurs d'onde pas trop élevés. On a en effet séparation des différents modes ($l=1, l=2, \dots$) sur des plages de fréquences qui leur sont propres.

Comme l'ont montré Joseph et Schlömann [51] pour les modes MsBVW et MsSW, le cas plus complexe de rubans non-métallisés ne présente pas de grosses différences avec le cas d'un ruban métallisé. En première approximation, on s'en tiendra donc à l'expression (1.64) pour rendre compte de la largeur finie du ruban.

1.3.3 Ondes de spin dans le régime "dipôle-échange"

Lorsque la longueur d'onde des ondes de spin diminue au point de se rapprocher de la longueur d'échange définie par la relation Eq.(1.14), on ne peut plus négliger l'interaction d'échange. L'objectif de cette partie est d'une part de présenter les modifications de la relation de dispersion dues à l'introduction du terme d'échange et d'autre part de comprendre à quelle échelle la déviation au régime purement dipolaire devient significative.

1.3.3.1 Ondes de spin dans un volume infini

Dans le cas d'un volume infini, où les solutions ont la forme d'onde plane $m = m_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$, le terme d'échange définit par l'équation Eq.(1.21) s'écrit simplement :

$$\vec{h}_X = -\frac{2A_{ech}}{\mu_0 M_s^2} k^2 \vec{m} \quad (1.65)$$

L'équation du mouvement Eq.(1.26) après introduction de ce terme d'échange prend alors la forme :

$$i\omega \vec{m} = -\gamma(m \wedge \vec{H}_{equ} + \vec{M}_{equ} \wedge \vec{h}_d - \frac{2A_{ech}}{M_s^2} k^2 \vec{M}_{equ} \wedge \vec{m}) \quad (1.66)$$

où l'aimantation d'équilibre et le champ d'équilibre sont pris uniformes sur le volume considéré et h_d représente le champ dynamique dipolaire. Il est aisé de voir que l'introduction de ce terme d'échange dans l'équation du mouvement conduit à la substitution :

$$\omega_H \rightarrow \omega_H + \eta k^2 \quad (1.67)$$

où $\eta = \gamma \frac{2A_{ech}}{\mu_0 M_s}$. Par conséquent, la relation de dispersion Eq.(1.43) des ondes de volume se réécrit simplement :

$$\omega^2 = (\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k) \quad (1.68)$$

On remarque que la fréquence devient une fonction parabolique en k . Le terme d'échange a donc pour effet de supprimer la fréquence de coupure haute et de faire se propager l'énergie. Contrairement au cas du régime purement dipolaire où la vitesse de groupe était nulle, elle devient strictement positive et croissante avec le vecteur d'onde.

1.3.3.2 ondes de spin dans un film mince

Dans le cas d'un film mince, la résolution de l'équation du mouvement modifiée par un terme d'échange se complique sensiblement. En raison de la courte portée de l'interaction d'échange, l'ancrage des spins à la surface dépendra fortement de son proche environnement. En d'autres termes, le champ effectif proche de la surface diffère sensiblement de celui au sein du film. L'écriture des conditions de raccordement de Maxwell aux interfaces du film n'est plus suffisante et il nous faut une condition aux limites supplémentaire portant directement sur l'aimantation. Rado et Weertman [73] ont montré que cette condition supplémentaire se déduisait de l'équation du mouvement l'aimantation :

$$\vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial n} + \xi (\vec{n}_0 \cdot \vec{M}) \vec{n}_0 \wedge \vec{M} = 0 \quad (1.69)$$

où \vec{n}_0 désigne la normale du film et le paramètre ξ caractérise le degré d'ancrage des spins. Ainsi pour un ancrage parfait ($\xi \rightarrow \infty$), la nouvelle condition limite est $m=0$ et pour un ancrage nul ($\xi = 0$), cela donne $\frac{\partial m}{\partial n} = 0$.

Pour obtenir la relation de dispersion dans le régime dipole-échange, il est plus commode d'utiliser une approche variationnelle développée par Kalinikos et Slavin [54]. Elle consiste à écrire l'aimantation sur la base de modes propres $\vec{m}_n(r)$ solutions de l'équation du mouvement modifiée par le terme d'ancrage mais sans le terme dipolaire. On injecte ensuite ces solutions dans l'équation du mouvement complète comprenant le terme dipolaire. L'approximation consiste à négliger le couplage dipolaire entre les différents modes de la base choisie ($\vec{m}_n(r)$). On se ramène ainsi à un système diagonal par bloc plus simple à calculer. Dans le cas d'un ancrage isotrope (i.e quelque soit la direction de M_{equ}), la fréquence du n -ième mode s'écrit :

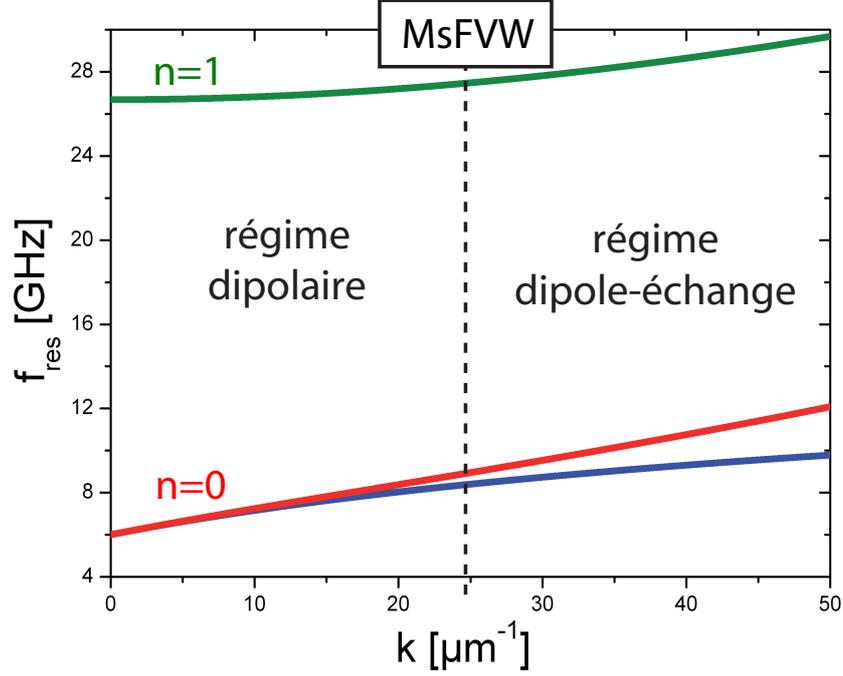


FIG. 1.12 – Dispersion dans le régime dipôle-échange des ondes MsFVW pour les deux premiers modes ($n=0$, courbe rouge) et ($n=1$, courbe verte) avec comme paramètre $\mu_0 H_{eff} = 0.2 T$, $\mu_0 M_s = 0.9 T$, $\frac{\gamma}{2\pi} = 30 GHz \cdot T^{-1}$ et une épaisseur $t=20$ nm, la courbe bleue étant la dispersion du mode $n=0$ sans le terme échange.

$$\omega_n^2(k) = (\omega_H + \eta k_n^2) (\omega_H + \eta k_n^2 + \omega_M F_{nn}) \quad (1.70)$$

avec $k_n^2 = k^2 + q_n^2$ où k est le vecteur d'onde de la propagation et q_n le vecteur d'onde du n -ième mode² selon l'épaisseur du film.

$$F_{nn} = G_{nn} + \sin^2 \theta (1 - G_{nn} (1 + \cos^2 \varphi)) + \omega_M \frac{G_{nn} (1 - G_{nn} \sin^2 \varphi)}{\omega_H + \eta k_n^2} \quad (1.71)$$

où θ est l'angle entre l'aimantation et la normale au plan du film et φ l'angle entre \vec{M} et \vec{k} et les éléments de matrice G_{nn} relient l'aimantation dynamique au champ dipolaire. Lorsque l'ancrage est nul ($\xi = 0$), $q_n = n\pi/d$ et les G_{nn} s'écrivent :

$$G_{nn} = \frac{k^2}{k_n^2} \left(1 + \frac{k^2}{k_n^2} \frac{2}{1 + \delta_{0n}} \frac{1 - (-1)^n e^{-kt}}{kt} \right) \quad (1.72)$$

où δ_{0n} est le symbole de Kronecker ($\delta_{0n}=1$ si $n=0$ et $\delta_{0n}=0$ sinon).

²Dans cette formulation du régime dipôle-échange, le mode $n=0$ correspond au mode fondamental (équivalent du mode $n=1$ pour le régime purement dipolaire).

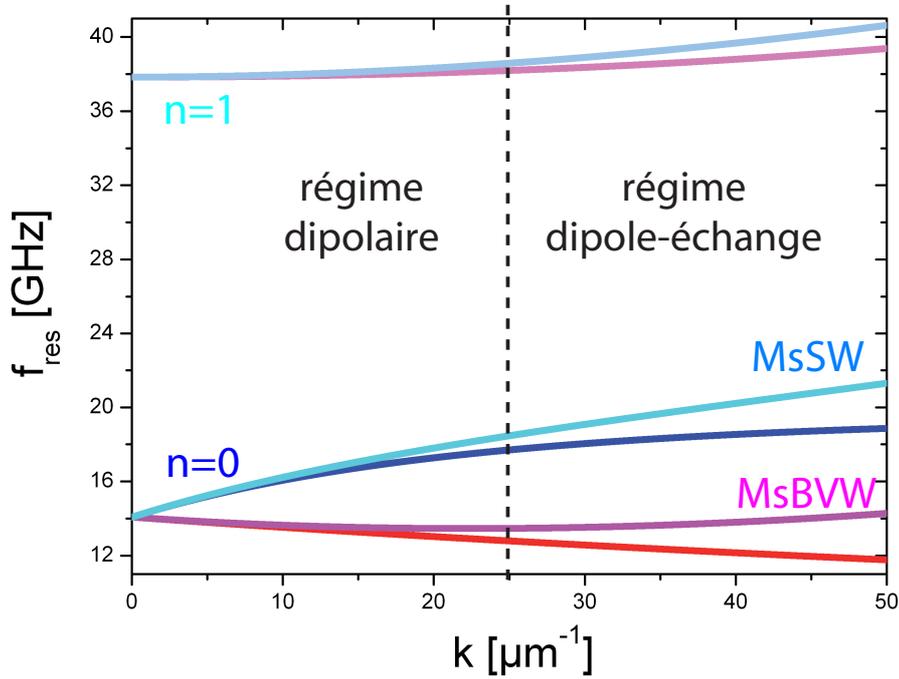


FIG. 1.13 – Dispersion dans le régime dipôle-échange des ondes MsSW (courbes bleues) et MsBVW (courbes rouges) pour les deux premiers modes ($n=0$ et $n=1$) avec comme paramètre $\mu_0 H_{\text{eff}} = 0.2 T$, $\mu_0 M_s = 0.9 T$, $\frac{\gamma}{2\pi} = 30 \text{ GHz} \cdot T^{-1}$ et une épaisseur $t=20 \text{ nm}$, les courbes bleu foncé et rouge foncé étant respectivement les dispersions sans terme d'échange des ondes MsSW et MsBVW pour le mode $n=0$.

A partir des équations (1.70), (1.71) et (1.72), on a représenté sur les figures 1.12 et 1.13 les courbes de dispersion pour les deux premiers modes ($n=0$ et $n=1$), des trois principaux types d'ondes (MsFVW, MsBVW, MsSW) dans le régime dipôle-échange. On constate d'abord que pour tout type d'onde, la prise en compte de l'échange lève la dégénérescence des différents modes dans le cas d'un film mince, i.e. les différents modes ne cohabitent plus sur une même plage de fréquence pour la gamme de vecteurs d'onde considérée sur la figure 1.13. Par ailleurs les ondes de surface présentent maintenant plusieurs modes contrairement au cas du régime purement dipolaire.

On voit, de plus, par la déviation entre les dispersions avec, ou sans, le terme d'interaction d'échange, la limite à partir de laquelle une description purement dipolaire n'est plus suffisante. Typiquement, pour $k = 20 \mu\text{m}^{-1}$, on a un écart relatif d'environ 3%. En dessous de cette valeur on pourra donc raisonnablement négliger l'interaction d'échange pour décrire la dispersion des ondes de spin.

Enfin on remarque que la dispersion du premier mode ($n=0$) des ondes "backward" n'est plus monotone (figure 1.13.b). Elle passe par un minimum vers $k = 25 \mu\text{m}^{-1}$ et croît paraboliquement ensuite du fait du terme d'échange. Elle perd donc son caractère de propagation indirecte à haut vecteur d'onde.

1.4 Processus d'amortissement et cohérence des oscillations

On a jusqu'ici considéré le cas idéal d'un système sans amortissement. En réalité si l'on cesse l'excitation, l'aimantation va relaxer vers sa position d'équilibre et l'énergie sera redistribuée vers les autres degrés de liberté du système (réseau cristallin, électrons de conduction, défauts ou impuretés). On présentera tout d'abord l'approche phénoménologique couramment employée en résonance ferromagnétique pour décrire la relaxation. On explicitera ensuite les largeurs de raies des pics d'absorption en s'intéressant également aux autres sources possibles de décohérence rencontrées dans la pratique. On abordera pour finir les principaux mécanismes de relaxation au niveau microscopique.

1.4.1 Approche phénoménologique de l'amortissement

La façon la plus simple de décrire l'atténuation d'une onde consiste à supposer l'amortissement exponentiel en remplaçant la fréquence ω par la quantité complexe $\omega' + i\omega''$. Il en résulte une partie imaginaire dans les composantes χ et χ_a de la susceptibilité décrivant l'absorption de l'énergie électromagnétique. Il est cependant préférable pour rendre compte phénoménologiquement de l'amortissement, d'introduire un couple supplémentaire dans l'équation du mouvement de l'aimantation s'opposant à $\frac{d\vec{M}}{dt}$. Ceci fut initialement proposé par Landau et Lifschitz [62] qui ont utilisé un terme proportionnel à $-\vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H}_{eff})$:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \wedge \mu_0 \vec{H}_{eff} - \gamma \frac{\lambda}{M_s^2} \vec{M} \wedge (\vec{M} \wedge \vec{H}_{eff}) \quad (1.73)$$

où λ est un paramètre de dissipation qui a la dimension d'un champ. Pour de faibles perturbations, en remplaçant dans le terme dissipatif de Eq.(1.73) $(\vec{M} \wedge \vec{H}_{eff})$ par $\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$, on obtient l'équation du mouvement couramment utilisée et initialement proposée par Gilbert [38] :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \wedge \mu_0 \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (1.74)$$

où α est le paramètre dissipatif qui est sans dimension. Tout se passe ici comme si l'on avait un champ effectif de friction $(\frac{-\alpha}{\gamma M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t})$ agissant sur l'aimantation. Ces deux équations purement phénoménologiques Eq.(1.73) et Eq.(1.74) vérifient la relation (1.24) de conservation de la norme de l'aimantation. Comme on le verra dans la dernière partie de ce chapitre certains processus de relaxation ne conservent pas la norme de l'aimantation et donc cette approche phénoménologique ne suffit pas.

Une autre approche phénoménologique, qui dérive de la formulation Bloch-Bloembergen en résonance magnétique nucléaire [15], permet de prendre en compte la variation de la norme de l'aimantation en distinguant les temps de relaxation longitudinale (T_1) et transverse (T_2) :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \wedge \mu_0 \vec{H}_{eff} - \frac{\vec{M}_{tr}}{T_2} - \frac{M_z - M_s}{T_1} \vec{u}_z \quad (1.75)$$

où M_z et M_{tr} représentent respectivement l'aimantation parallèle et perpendiculaire à l'aimantation d'équilibre. Dans le cas des petites angles, l'équation (1.75) conserve la norme de l'aimantation pour $T_1 = T_2/2$. Localement certains processus de décohérence spatiale (processus à deux magnons) peuvent conduire à une relaxation transverse plus rapide et sans conservation de la norme totale de l'aimantation.

Comme nous le verrons plus tard, les processus d'amortissement sont multiples et complexes et ne se décrivent pas simplement avec un ou deux paramètres de dissipation. Les approches phénoménologiques ne rendent compte que de certains processus de relaxation et sont mises en défaut pour des grands angles de précession. Toutefois, la formulation de Landau-Lifschitz-Gilbert Eq.(1.74) s'avère suffisante pour quantifier la relaxation à partir des données expérimentales dans de nombreux cas. C'est cette description de l'amortissement qu'on adoptera dans le reste de la thèse.

1.4.2 Largeur de raies et cohérence de la précession

L'amortissement intrinsèque du système conduit à une certaine décohérence des oscillations. Autrement dit, du fait des frottements, l'oscillateur ne se couple plus rigoureusement à une unique fréquence mais présente dans sa réponse une certaine largeur autour de sa fréquence de résonance (ou de son champ de résonance si c'est le champ qu'on balaye).

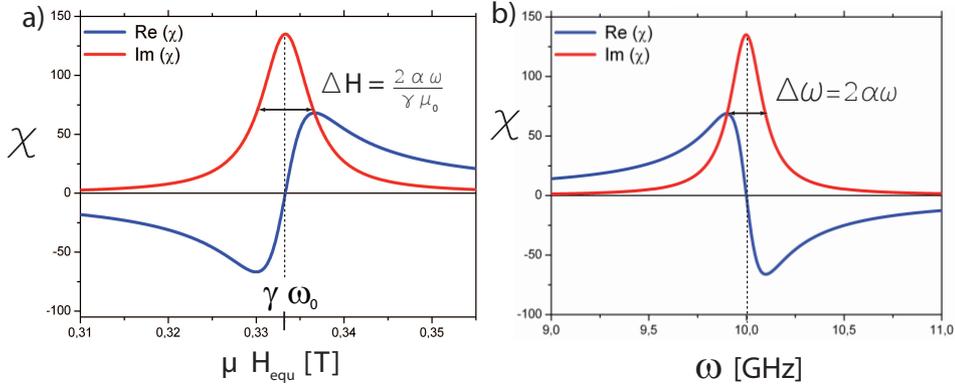


FIG. 1.14 – Parties réelle et imaginaire de la susceptibilité en présence d'amortissement dans le cas de la résonance uniforme avec les paramètres $\alpha = 10^{-2}$, $\mu_0 M_s = 0.9 T$, $\frac{\gamma}{2\pi} = 30 \text{ GHz}\cdot\text{T}^{-1}$ et une épaisseur $t=20 \text{ nm}$; a) pour un balayage en champ à la fréquence $\omega = 10 \text{ GHz}$ et b) pour un balayage en fréquence sous un champ d'équilibre $\mu_0 H_{equ} = 1/3 T$

Dans le cadre des petits angles de précession, l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert Eq.(1.74) se réécrit sous sa forme linéarisée et harmonique :

$$i\omega \vec{m} = -\gamma(m \wedge \vec{H}_{equ} + \vec{M}_{equ} \wedge \vec{h}) + i\omega \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_{equ} \wedge \vec{m} \quad (1.76)$$

On remarque que ce terme conduit à la substitution suivante dans les composantes χ et χ_a de la susceptibilité de Polder :

$$\omega_H \rightarrow \omega_H + i\alpha\omega \quad (1.77)$$

On montre alors en effectuant cette substitution dans la susceptibilité, que la réponse magnétique à une excitation impulsionnelle ($\vec{h}_{ext} = \delta(t)\vec{e}_x$) dans le volume du matériau ferromagnétique (i.e $\bar{\chi} \equiv \bar{\chi}_P$) est une spirale sphérique qui s'amortit exponentiellement [80] :

$$\begin{aligned} m_x(t) &= \omega_M e^{-\alpha\omega_H t} \sin(\omega_H t) \\ m_y(t) &= -\omega_M e^{-\alpha\omega_H t} \cos(\omega_H t) \end{aligned} \quad (1.78)$$

Exprimons à présent les largeurs de raie des pics d'absorption en champ et en fréquence autour de la résonance. On a montré au paragraphe (§1.2.2) que seul le mode polarisé circulairement droite (V_+ , Eq.1.32) présente un caractère résonant pour la valeur propre $\chi_+ = \frac{\omega_M}{\omega_H - \omega}$. En ajoutant le terme d'amortissement (substitution Eq.(1.77)) à l'expression de χ_+ , on obtient ainsi les parties réelle et imaginaire de la réponse dynamique :

$$\begin{aligned} \chi'_+ &= \text{Re}\{\chi_+\} = \frac{\gamma\mu_0 M_s (\gamma\mu_0 H_{equ} - \omega)}{(\gamma\mu_0 H_{equ} - \omega)^2 + \alpha^2 \omega^2} \\ \chi''_+ &= \text{Im}\{\chi_+\} = \frac{-\alpha \gamma\mu_0 M_s \omega}{(\gamma\mu_0 H_{equ} - \omega)^2 + \alpha^2 \omega^2} \end{aligned} \quad (1.79)$$

Par conséquent, pour une précession circulaire, la formulation de Gilbert donne rigoureusement pour un balayage en champ des pics d'absorption de forme Lorentzienne ($\text{Im}(\chi_+)$ figure 1.14 b) dont la pleine largeur à mi-hauteur s'écrit :

$$\Delta H = \frac{2\alpha\omega}{\gamma\mu_0} \quad (1.80)$$

On montre que cette expression Eq.(1.80) est aussi valable pour une ellipticité quelconque de la précession dans la limite d'un faible amortissement ($\alpha \ll 1$). On déduit ensuite les largeurs en fréquence $\Delta\omega$ en différenciant la condition de résonance du mode considéré $\frac{\Delta\omega}{\Delta H_{equ}} = \frac{\partial\omega}{\partial H_{equ}}$. Conformément aux relations de dispersion obtenues pour des ondes magnétostatiques dans un film mince (equations (1.56), (1.59) et (1.62)), les largeurs de raies des trois modes MsFVW, MsBVW et MsSW s'écrivent dans la limite des faibles vecteurs d'onde :

$$\begin{aligned} \text{M} \perp \text{plan (MsFVW)} & \quad \Delta\omega = 2\alpha\omega_{res} \\ \text{M} \parallel \text{plan (MsBVW et MsSW)} & \quad \Delta\omega = \alpha(2\omega_0 + \omega_M) \end{aligned} \quad (1.81)$$

On remarque ainsi que dans la limite des faibles vecteurs d'onde, la largeur de raie du mode MsFVW croît linéairement en fréquence tandis que pour les modes tangentiels (MsBVW et MsSW), cette largeur peut-être dominée par la valeur de l'aimantation M_s .

A partir de la largeur en fréquence, on peut définir un temps de relaxation caractéristique $\tau = \frac{2}{\Delta\omega}$. On peut aussi définir une longueur d'atténuation caractéristique L_{att} :

$$\begin{aligned} \text{pour le mode MsFVW} \quad L_{att} &= v_g \tau = \frac{v_g}{\alpha \omega} \\ \text{pour les modes MsSVW et MsBVW} \quad L_{att} &= v_g \tau = \frac{2 v_g}{\alpha (2 \omega_0 + \omega_M)} \end{aligned} \quad (1.82)$$

On a reporté sur la figure (1.15) l'évolution de la longueur d'atténuation en fonction du vecteur d'onde pour les trois premiers modes ($n=0$) des ondes MsFVW, MsBVW et MsSW.

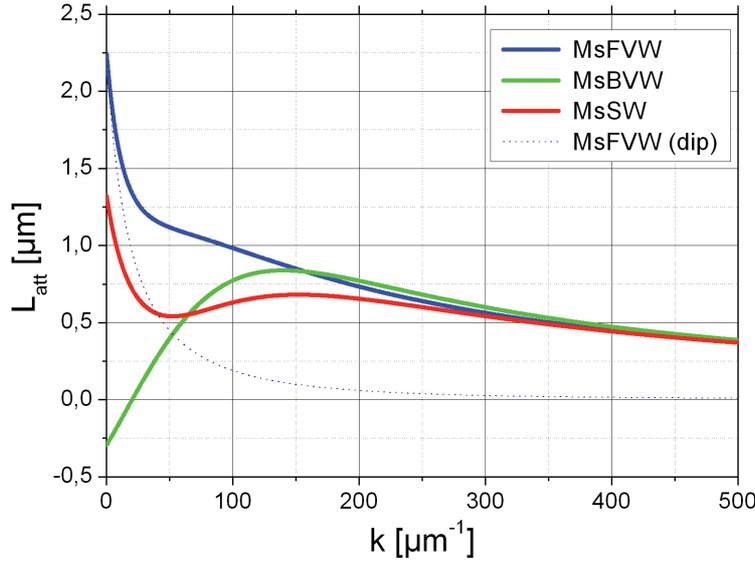


FIG. 1.15 – Dependance en vecteur d'onde de la longueur d'atténuation $L_{att}(k)$ pour les trois premiers modes ($n=0$) des ondes MsFVW, MsBVW et MsSW; calculé à partir de la dispersion du régime dipôle-échange (cf§1.3.3.2) avec les paramètres suivant : $t=20$ nm, $\alpha = 0.01$, $\mu_0 H_{equ} = 0.2 T$, $\mu_0 M_s = 0.9 T$, $\gamma=30$ GHz.T⁻¹.

Cependant, dans la pratique, l'amortissement intrinsèque décrit par le paramètre α n'est pas le seul responsable de la largeur des pics de résonance. D'une façon immédiate, toute fluctuation dans le temps de la mesure d'un des paramètres expérimentaux (température, champs appliqué, etc...) conduira nécessairement à un élargissement des spectres d'absorption mesurés. En excluant cette éventualité, d'autres sources de décohérence, soit propres au système (inhomogénéités), soit inhérentes à la mesure elle-même (largeur spectrale d'excitation non-nulle), ou encore combinaison des deux (courants de Foucault) peuvent aussi intervenir dans la largeur de raie.

Influence de la largeur spectrale

Comme nous le verrons par la suite, il est très difficile d'exciter sélectivement

un vecteur d'onde (mis à part le cas $k=0$). Toute excitation à vecteur d'onde non-nul s'accompagne alors d'une certaine largeur spectrale (Δk) qui se traduit par une largeur en fréquence du pic d'absorption :

$$\Delta \omega)_{disp} = \left| \frac{\partial \omega}{\partial k} \right| \Delta k = |v_g| \Delta k \quad (1.83)$$

Ainsi, suivant la vitesse de groupe des différents modes propres (MsFVW, MSBVW ou MsSW) (cf figure 1.10), l'élargissement des raies due à la largeur spectrale sera plus ou moins important.

L'élargissement inhomogène

Une deuxième cause fréquente d'élargissement est celle des inhomogénéités magnétiques au sein du système. Celles-ci peuvent provenir soit des impuretés ou des défauts, soit des variations de l'anisotropie dans le cas d'un échantillon polycristallin, ou encore d'une non-uniformité de l'aimantation due à la rugosité de surface. Le champ d'équilibre H_{equ} ne sera donc plus homogène sur tout le volume de l'échantillon. On peut en quelque sorte le voir comme une grandeur fluctuant dans l'espace. En posant par ΔH_{inh} l'écart-type de ces fluctuations, on obtient dans la limite où les grains n'interagissent pas entre eux, un élargissement de la raie respectivement pour des balayages en champ et en fréquence :

$$\Delta \omega = \Delta H_{inh} \quad \text{et} \quad \Delta \omega)_{inh} = \frac{\partial \omega}{\partial H} \Delta H_{inh} \quad (1.84)$$

En réalité comme l'a montré R.D. McMichael [68], ces inhomogénéités ne peuvent pas être considérées indépendantes à cause du caractère longue portée de l'interaction dipolaire. Ceci a pour effet de réduire la valeur de l'élargissement inhomogène.

Dans certains cas, l'élargissement inhomogène se décrit mieux comme un processus à deux magnons. Ce processus à deux magnons correspond à la diffusion d'une onde de spin sur une inhomogénéité magnétique en un mode de vecteur d'ondes plus élevé ($k_i > k_f$) mais avec conservation de l'énergie ($\omega = C^{te}$) voir figure 1.17a [42]. De par la nature de ce mécanisme, le processus à deux magnons exige une forme non-monotone de la dispersion des ondes de spin ou une bande de dégénérescence pour que la diffusion soit possible. Dans le cas d'un film mince, seules les modes propres d'un film aimanté tangentiellement (cf figure 1.13 b) offrent cette possibilité de diffusion à ω constante vers un k plus grand ; la dispersion des modes propres de la configuration normale étant monotone et non dégénérée.

Élargissement dû aux courants de Foucault

Dans un matériau métallique, les champs électromagnétiques sont écartés par les électrons de conduction sur une profondeur δ appelé profondeur de peau : $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 (1+\chi) \sigma}}$. Le champ exciteur a donc un caractère évanescent dans la direction perpendiculaire au film, et par suite, l'onde de spin excitée a également un caractère évanescent, ce qui se traduit par une composante imaginaire du vecteur d'onde : $k_{Fouc} = \frac{1}{\delta} \frac{1+i}{\sqrt{2}}$. En reportant cette expression supplémentaire du vecteur d'onde k_{Fouc} dans la relation de dispersion du mode excité, il en ressort une composante imaginaire de la fréquence, ce qui se traduit par un

élargissement des raies de résonance.

La dissipation par les courants de Foucault sera d'autant plus importante que l'épaisseur de l'échantillon sera grande devant la profondeur de peau [6]. Comme à la résonance $\chi \sim \frac{\omega M}{2\alpha\omega}$ est maximum et peut devenir importante, $1/\delta$ peut rapidement devenir non-négligeable pour un bon conducteur. Typiquement, pour l'alliage de Nickel-Fer, $\rho = 1/\sigma = 25\mu\Omega.cm$, $\mu_0 M_s = 1T$, $\alpha = 10^{-2}$ et $\gamma = 30\text{ GHz.T}^{-1}$, à 10 GHz $\delta \approx 400\text{ nm}$. On en conclut que vis à vis des épaisseurs usuelles de film mince (quelques dizaines de nanomètres), l'influence des courants de Foucault peut largement être négligée.

1.4.3 Mécanismes de relaxation pour un système de spins en interaction

Le système de spins n'est pas un système purement isolé mais se couple à d'autres degrés de liberté tels que les vibrations du réseau (phonons), les électrons de conduction (dans le cas des métaux), les inhomogénéités magnétiques (impuretés, défauts du réseau ou grains) [42]. Comme on l'a schématisé sur la figure 1.16 pour le cas d'une excitation entretenue uniforme (ou non-uniforme), l'énergie électromagnétique absorbée par le mode principal se redistribue respectivement entre les différents modes propres du système de spins et les autres systèmes auxquels il est couplé, pour finalement dissiper cette énergie sous forme de chaleur. On distingue d'une part les processus de relaxation dit "spin-spin", pour lesquels un mode d'onde de spin (qu'on appelle communément magnon) est diffusé sur une inhomogénéité en un autre mode avec conservation de l'énergie; et d'autre part les processus appelés "spin-réseau" où l'énergie du magnon est entièrement absorbée directement (ou indirectement s'il y a diffusion intermédiaire vers un sous-système) par le réseau avec création d'un phonon. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la diffusion des électrons itinérants par les ondes de spin qui est un des mécanismes prépondérants dans la relaxation des films minces métalliques.

1.4.3.1 Diffusion des électrons itinérants par les ondes de spin

C'est un processus qui couple les ondes de spin aux excitations électroniques. Un magnon d'énergie ($\hbar\omega$) peut être absorbé par un électron de conduction qui sera ensuite diffusé vers les différents états électroniques disponibles (dans la même bande, intra-bande, ou alors vers une autre bande, interbande) dans une bande de largeur $\hbar\omega$ autour du niveau de Fermi (condition de conservation de l'énergie). On a représenté sur la figure 1.17 b le cas de la diffusion d'une onde de spin par un électron de conduction, suivie du renversement du spin de ce dernier lors du processus de collision (comme cela peut se produire lors d'une diffusion électron-phonon en présence d'interaction spin-orbite). Le temps caractéristique de ce renversement de spin est noté $\tau_{\uparrow\downarrow}$. Cette relaxation des électrons génère des fluctuations du vecteur d'onde inversement proportionnelles au libre parcours moyen l_m . Le calcul du temps de relaxation $\tau_{\uparrow\downarrow}$ s'effectue en considérant le recouvrement des fonctions d'ondes de l'électron pour les différents niveaux accessibles. Dans l'approche simplifiée de Berger [10], on trouve un taux de relaxation proportionnel à la fréquence, ce qui donne une largeur de raie linéaire en fréquence compatible avec la formulation de Gilbert d'un paramètre α indépendant de la fréquence.

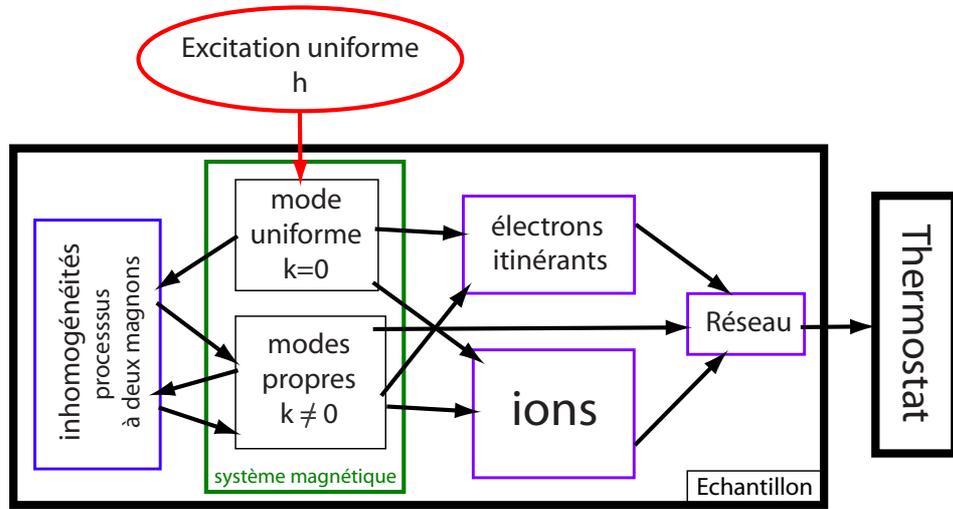


FIG. 1.16 – Schéma des principaux mécanismes de relaxation dans un système ferromagnétique, ainsi que les flux d'énergie entre les différents degrés de liberté du système.

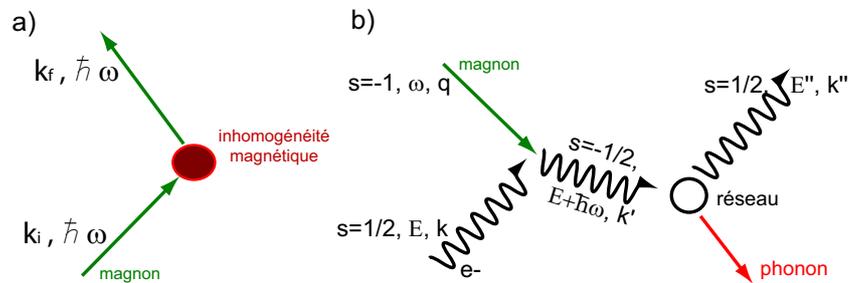


FIG. 1.17 – a) Schéma du processus à deux magnons. b) Schéma du mécanisme de diffusion d'un magnon par un électron itinérant, suivi de la relaxation du spin de l'électron par diffusion sur le réseau en présence de couplage spin-orbite.

Choix du mode MSFVW

Nous concluons ce premier chapitre en justifiant le mode d'onde de spin que nous avons retenu pour cette thèse.

On cherche tout d'abord le mode qui se propage le mieux. En comparant les vitesses de groupe des différents modes magnétostatiques (figure 1.10 b)), l'onde de surface (MsSW) semble être la meilleure candidate. Aux vecteurs d'onde usuels ($k = 5 \mu\text{m}^{-1}$) et pour un film d'épaisseur 20 nm, on a $v_g^{MsSW} = 1.6 \mu\text{m}.ns^{-1} > v_g^{MsFVW} = 0.7 \mu\text{m}.ns^{-1} > v_g^{MsBVW} = 0.3 \mu\text{m}.ns^{-1}$. Pour des valeurs standards d'expérience ($\alpha = 10^{-2}$, $\mu_0 M_s = 0.9 T$, $\mu_0 H_{equ} = 0.2 T$, $t=20$ nm), on estime d'après les expressions des largeurs de raies Eq.(1.81) et les courbes de dispersion de la figure 1.10 a, des temps caractéristiques d'atténuation $\tau = 2/\Delta\omega$: $\tau_{MsFVW} \sim 2.4 10^{-9} s$ pour le mode MsFVW et de $\tau_{MsSW} \sim 0.8 10^{-9} s$. Cela donne des longueurs d'atténuation ($L_{att} = v_g \tau$) équivalentes de l'ordre de $2 \mu\text{m}$. Cependant comme on l'a vu précédemment, le caractère onde de surface peut conduire à des non-réciprocités suivant la direction de propagation, ce qui complique la mesure de l'effet recherché. Il est préférable d'opter pour une onde de volume pour laquelle la propagation est parfaitement réciproque.

Par ailleurs outre sa plus faible longueur d'atténuation, le mode MsBVW est expérimentalement plus difficile à exciter et devrait produire un effet Doppler inverse en vertu de son caractère d'onde backward (vitesse de phase opposée à la vitesse de groupe), ce qui n'est pas complètement intuitif au premier abord.

Chapitre 2

Le transfert de spin

Nous traitons dans ce deuxième chapitre du phénomène de transfert de spin. Ce concept fut introduit par Berger et Slonczewski en 1996 [14] [78]. Il consiste à agir sur l'aimantation d'un matériau ferromagnétique en injectant un courant d'électrons polarisés. L'introduction de ce concept a engendré une profusion de nouvelles thématiques de recherche aux perspectives très prometteuses notamment pour le stockage de données ou l'électronique hyperfréquence.

On s'intéressera dans un premier temps au couplage entre des électrons polarisés et l'aimantation d'un matériau ferromagnétique (§2.1). On commencera pour cela avec l'exemple pédagogique de l'expérience de Weber et al. de l'interaction d'un faisceau d'électrons polarisés avec un film ferromagnétique, que l'on confrontera au cas, plus usuel, d'une interface entre un métal normal et un métal ferromagnétique (N/F). On présentera ensuite les manifestations expérimentales les plus courantes du transfert de spin. Puis on donnera les bases physiques nécessaires pour décrire le transfert de spin au sein de la matière. Enfin on terminera ce chapitre en abordant la controverse de la non-adiabaticité.

2.1 Couplage entre électrons polarisés et aimantation

Lorsqu'un courant d'électrons polarisés en spin traverse une couche magnétique dont l'aimantation M n'est pas colinéaire à la direction de la polarisation du courant, le moment magnétique de spin $\vec{\mu}$ des électrons subit un couple d'échange :

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\Gamma} = \frac{1}{\tau_{ech}} \vec{\mu} \wedge \frac{\vec{M}}{M_s} \quad (2.1)$$

où τ_{ech} est le temps caractéristique de la précession et dépend de la valeur de l'interaction d'échange du matériau. Ce mouvement de précession s'accompagne d'une relaxation progressive de la composante transverse initiale des électrons injectés. Comme on le verra, ces deux processus constituent l'origine microscopique du transfert de spin.

Pour illustrer ces processus, on commencera par présenter à titre pédagogique les expériences de faisceaux d'électrons polarisés menées par le groupe de Wolfgang Weber à l'IPCMS depuis quelques années [91] [50]. On soulignera ensuite

les différences essentielles entre cette manifestation du transfert de spin et les expériences conventionnelles de transfert de spin au sein de la matière en présentant le phénomène de décohérence de la précession, lorsqu'un courant traverse une interface entre un métal normal et un métal ferromagnétique (N/F).

2.1.1 Effet d'un film magnétique sur un faisceau d'électrons polarisés

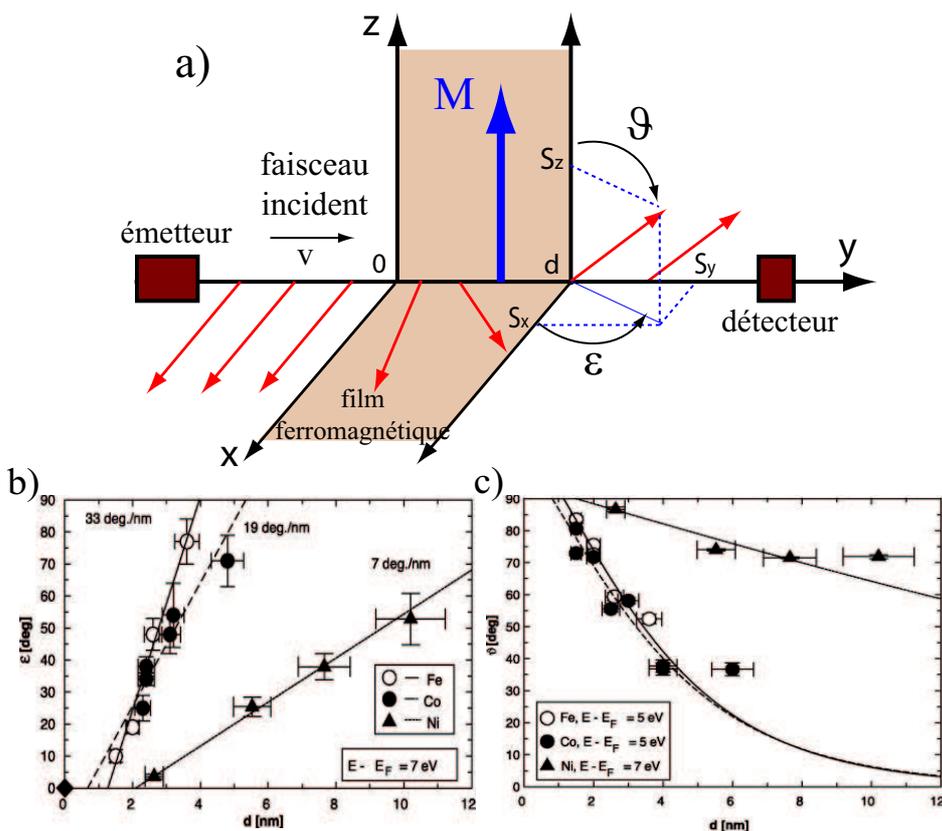


FIG. 2.1 – a) Schéma de la transmission du faisceau d'électron polarisé à travers un film ferromagnétique dans le cas de l'expérience [91]. b) Mesures de l'angle de précession ϵ en fonction de l'épaisseur d du film. c) Mesure de la relaxation (angle ϑ) en fonction de d .

Dans ce type d'expériences, on compare directement la polarisation en spin d'un faisceau d'électron après réflexion [50] ou transmission [91] sur un film ferromagnétique (Fe, Ni, Co). On part d'un faisceau d'électrons "chauds" ($E > E_F$), de polarisation incidente P_0 perpendiculaire à la direction de l'aimantation (2.1 a). On suppose que la polarisation est totale $P_0 = 1$ et on mesure la polarisation du faisceau réfléchi ou transmis. On aura, d'une part, une précession d'un angle ϵ autour de la direction de l'aimantation (pendant le temps que l'électron aura passé dans l'épaisseur du film ferromagnétique : quelques fs), et

d'autre part un tilt d'un angle $\frac{\pi}{2} - \vartheta$ vers l'aimantation suite aux différentes diffusions dépendantes du spin (cf. figure 2.1 a). On a représenté sur la figure (2.1 b et c) les mesures de ϵ et ϑ obtenues par Weber et al. [91] en transmission en fonction de l'épaisseur du film ferromagnétique. On remarque que l'angle de précession croît linéairement avec l'épaisseur d du film magnétique, et que la relaxation augmente de manière exponentielle avec d (ϑ diminue de manière exponentielle) : le transfert de spin est d'autant plus complet que l'épaisseur augmente.

2.1.2 Eléments de compréhension

Une manière simple de comprendre les variations de ϵ et ϑ en fonction de l'épaisseur du film ferromagnétique consiste à écrire la fonction d'onde ψ d'un électron sous la forme d'un spineur dans la base $\left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\}$ liée à la direction de M (direction z , figure (2.1 a)) [82]. Pour un électron situé en $y < 0$ (dans le vide), on écrit la superposition des fonctions d'ondes incidente et réfléchie :

$$\psi^V = e^{i k y} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + e^{-i k y} \begin{pmatrix} R_{\uparrow} \\ R_{\downarrow} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

où $R_{\uparrow, \downarrow}$ sont les coefficients de réflexion dépendant du spin. De même, la fonction d'onde d'un électron en $y > 0$ (dans le métal ferromagnétique) s'écrit :

$$\psi^F = \begin{pmatrix} T_{\uparrow} e^{i k_{\uparrow} y} \\ T_{\downarrow} e^{i k_{\downarrow} y} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

où $T_{\uparrow, \downarrow}$ sont les coefficients de transmission qui dépendent aussi du spin et $k_{\uparrow, \downarrow}$ désignent les vecteurs d'onde des différents canaux de spin, qui dépendent du potentiel interne des différents canaux (\uparrow ou \downarrow) pour le matériau considéré.

La variation de potentiel étant finie, les fonctions d'ondes sont continûment dérivables et on obtient les relations suivantes à l'interface $y=0$:

$$\begin{cases} 1 + R_{\uparrow, \downarrow} & = & T_{\uparrow, \downarrow} \\ (1 - R_{\uparrow, \downarrow}) k & = & T_{\uparrow, \downarrow} k_{\uparrow, \downarrow} \end{cases} \quad (2.4)$$

D'où l'on tire l'expression des coefficients de réflexion et transmission à l'interface :

$$\begin{aligned} R_{\uparrow, \downarrow} &= \frac{k - k_{\uparrow, \downarrow}}{k + k_{\uparrow, \downarrow}} \\ T_{\uparrow, \downarrow} &= \frac{2k}{k + k_{\uparrow, \downarrow}} \end{aligned} \quad (2.5)$$

On peut alors écrire les composantes du spin $\langle \hat{S} \rangle$ du faisceau d'électrons au bout d'une distance d parcourue dans le film :

$$\begin{aligned} \langle \hat{S}_x \rangle &= \frac{\hbar}{2} \frac{\langle \psi | \sigma_x | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = \frac{\hbar}{2} \frac{2T_{\uparrow} T_{\downarrow}}{T_{\uparrow}^2 + T_{\downarrow}^2} \cos((k_{\uparrow} - k_{\downarrow})d) \\ \langle \hat{S}_y \rangle &= \frac{\hbar}{2} \frac{\langle \psi | \sigma_y | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = \frac{\hbar}{2} \frac{2T_{\uparrow} T_{\downarrow}}{T_{\uparrow}^2 + T_{\downarrow}^2} \sin((k_{\uparrow} - k_{\downarrow})d) \\ \langle \hat{S}_z \rangle &= \frac{\hbar}{2} \frac{\langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = \frac{\hbar}{2} \frac{T_{\uparrow}^2 - T_{\downarrow}^2}{T_{\uparrow}^2 + T_{\downarrow}^2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

où $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ et $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ sont les matrices de Pauli. On en déduit ainsi les expressions de ϑ et ϵ en fonction de l'épaisseur d du film ferromagnétique :

$$\begin{aligned} \epsilon(d) &= \arctan\left(\frac{\langle \hat{S}_y \rangle}{\langle \hat{S}_x \rangle}\right) = (k_\uparrow - k_\downarrow) d \\ \vartheta(d) &= \arctan\left(\frac{\sqrt{1 - \langle \hat{S}_z \rangle^2(d)}}{\langle \hat{S}_z \rangle(d)}\right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

On retrouve ainsi en accord avec les résultats de la figure (2.1 b et 2.1 c) une dépendance linéaire de la précession dans l'épaisseur fonction de $(k_\uparrow - k_\downarrow)$. En introduisant un amortissement dépendant du spin dans les coefficients de transmission (T_\uparrow et T_\downarrow), on trouve également une décroissance de l'angle ϑ en fonction de l'épaisseur.

En résumé, on vient de décrire assez simplement le mouvement du spin d'un électron traversant une couche ferromagnétique, à savoir d'une part un mouvement de précession autour de la direction de l'aimantation à la fréquence $\frac{1}{\tau_{ech}} = \epsilon \frac{v}{d}$ (v étant la vitesse de l'électron) et d'autre part une relaxation de son spin vers M .

Or, conformément au principe de l'action et de la réaction, l'aimantation se couple de manière réciproque aux spins des électrons injectés d'après la relation Eq.(2.1). Dans cette expérience, le transfert de spin peut ainsi être déduit de l'observation du mouvement de la polarisation des spins [91] et le couplage d'échange par unité de volume Γ_e agissant sur les électrons injectés s'écrit : $\Gamma_e = \tau_{ech} S_e \sin \vartheta$. D'où en posant $j = n_e e v$ la densité de courant du faisceau (n_e étant la densité d'électron, e la charge élémentaire et v la vitesse des électrons), le couple de transfert de spin Γ_{ST} s'exprime simplement en fonction de l'angle effectif de précession $\frac{\epsilon}{d}$ et de l'angle de désalignement ϑ :

$$\Gamma_{ST} = \frac{\hbar}{2e} j \frac{\epsilon}{d} \sin \vartheta \quad (2.8)$$

Ainsi, le transfert de spin sera d'autant plus important que le désalignement entre la polarisation du faisceau incident et l'aimantation du film ferromagnétique sera grand (i.e, Γ_{ST} est maximum lorsque $\vartheta = \frac{\pi}{2}$), mais également lorsque la densité de courant de moment cinétique (i.e $\frac{\hbar}{2e} j \equiv$ courant de spin) sera forte.

L'expérience que l'on vient de décrire est en réalité un cas très spécifique de l'effet de transfert de spin, dans la mesure où l'énergie des électrons injectés (issus d'une source extérieure au matériau) est supérieure au niveau de Fermi. Comme nous le verrons par la suite, la plupart des expériences de transfert de spin font se coupler l'aimantation aux électrons de conduction de la sphère de Fermi ; le courant d'électrons polarisés étant obtenu par application d'un champ électrique au sein d'un matériau à la fois ferromagnétique et métallique. Cela complique quelque peu cette vision simple du transfert de spin, étant donné que l'on doit d'une part composer avec l'ensemble des électrons au niveau de Fermi qui ont des vitesses et des vecteurs d'onde différents, et que, d'autre part, les processus de diffusions pour des électrons de conduction ne sont pas comparables aux diffusions élastiques des électrons transmis dans l'expérience de Weber et al. [91].

2.1.3 Décohérence de la précession

Considérons comme sur la figure 2.2 un courant de spin (i.e. flux de moments magnétiques) circulant dans un métal normal (N) et qui est injecté dans un métal ferromagnétique (F) en $x=0$. On ne s'occupe pas pour l'instant de l'origine de ce courant de spin que nous traiterons plus en détail plus tard (cf §2.3.2.2). Supposons simplement que le courant de spin est polarisé dans une direction \vec{P}_0 non-colinéaire à l'aimantation \vec{M} du ferromagnétique. On note θ l'angle entre \vec{P}_0 et \vec{M} .

Comme pour l'exemple précédent (§2.1.1), un électron incident de vecteur

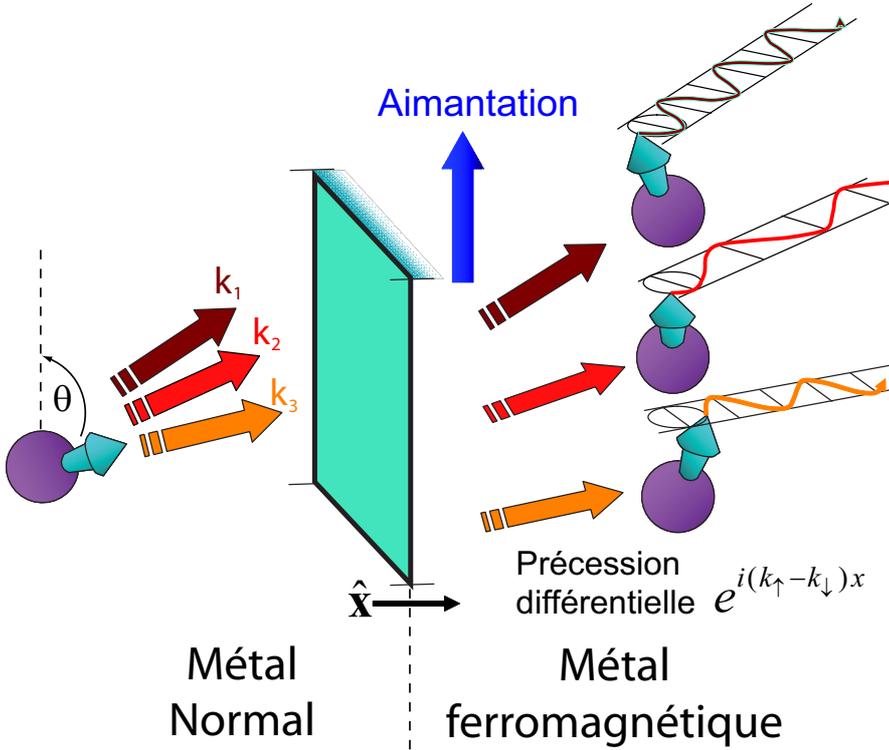


FIG. 2.2 – Schématisation de la décohérence de la précession lorsqu'un courant de spin traverse une interface N/F (tiré de [82]).

d'onde k subira premièrement un effet de filtre en spin qui tiltera une première fois la direction P_0 de son spin d'un angle θ' , conformément aux réflexions et transmissions dépendantes du spin à l'interface (équations 2.5). L'angle θ' étant déterminé par les coefficients T_{\uparrow} et T_{\downarrow} : $\tan \frac{\theta'}{2} = \frac{T_{\downarrow}}{T_{\uparrow}} \tan \frac{\theta}{2}$ [82]. Ensuite, l'électron transmis avec un angle θ' aura un mouvement de précession autour de la direction du champ d'échange (c.a.d \sim l'aimantation) suivant les différences des vecteurs d'onde ($k_{\uparrow} - k_{\downarrow}$) des bandes majoritaire et minoritaire du métal ferromagnétique.

Pendant, à la différence de l'expérience précédente (figure 2.1) où tous les électrons du faisceau ont la même vitesse et la même direction (imposées par

l'émetteur), un courant d'électrons polarisés dans la matière comprend l'ensemble des électrons de la sphère de Fermi, se propageant dans toutes les directions. Ceci complique quelque peu la description, étant donné qu'on n'a plus rigoureusement un flux homogène de spin mais que l'on doit sommer sur tous les états participant au transport pour décrire le courant de spin (cf 2.3.2.2).

Autrement dit, des électrons incidents ayant des vecteurs d'ondes k_i différents, précéderont à différentes fréquences, ce qui se traduira par un déphasage dans la précession des différents électrons transmis (figure 2.2). Par conséquent, au delà d'une certaine longueur l_{decoh} , dite longueur de décohérence (qui est de l'ordre de 5 nm pour le Permalloy [30]), la résultante transverse du courant de spin deviendra nulle en moyenne du fait de la décohérence de la précession. Et donc, conformément à l'expression Eq.(2.1) du couplage d'échange, l'effet de transfert de spin s'annulera au delà de l_{decoh} ; la composante transverse du courant de spin aura été absorbée par l'aimantation de la couche ferromagnétique.

Dans ce cas précis, si l'on néglige les effets de renversement de spin (spin-flip) sur cette longueur de décohérence ($l_{decoh} \ll l_{sf}$), le couple de transfert de spin agissant sur l'aimantation du ferromagnétique est donc proportionnel à la composante transverse du courant de spin incident Q_{\perp}^{in} [82] :

$$\vec{\Gamma}_{STT} \simeq Q_{\perp}^{in} A \vec{u}_x \quad (2.9)$$

où A est l'aire de l'interface N/F et $Q_{\perp}^{in} = \|\frac{\hbar}{2e} \mathcal{P} j(\vec{s} - (\vec{s} \cdot \vec{M})\vec{M})\|$, \mathcal{P} étant la polarisation en spin du courant. On reviendra plus en détail sur les notions de courant de spin et de polarisation au § 2.3. Ainsi, le couple de transfert de spin aura pour effet d'orienter l'aimantation selon la direction des spins incidents.

2.2 Manifestations expérimentales du transfert de spin

Nous donnons dans cette section un aperçu des différentes manifestations expérimentales du transfert de spin et de leurs perspectives d'applications. On présentera dans l'ordre chronologique d'apparition les trois principales thématiques jouant avec l'effet de transfert de spin. On s'intéressera d'abord au renversement d'aimantation et à la précession de l'aimantation induite par un courant dans les structures du type vanes de spin. On présentera ensuite les expériences de déplacement de paroi induite par un courant qui se rapproche d'avantage du sujet de cette thèse.

2.2.1 Renversement d'aimantation dans les vanes de spin

Après les développements dans les années 90 de la Magnétorésistance géante (GMR) dans des vanes de spin [5] [28] [87], c'est à dire des structures tri-couches { métal ferromagnétique 1 / métal normal / métal ferromagnétique 2 } (F1/N/F2, voire figure 2.3 a), des chercheurs ont eu l'idée d'utiliser ces dispositifs pour réaliser du renversement d'aimantation par transfert de spin.

Dans une "vanne de spin" [29], l'une des couches ferromagnétiques (disons F1) est plus dure magnétiquement que l'autre couche ferromagnétique (F2), ce qui s'obtient expérimentalement soit en variant les épaisseurs relatives des couches F1 et F2, soit en choisissant des matériaux à champs coercitifs bien

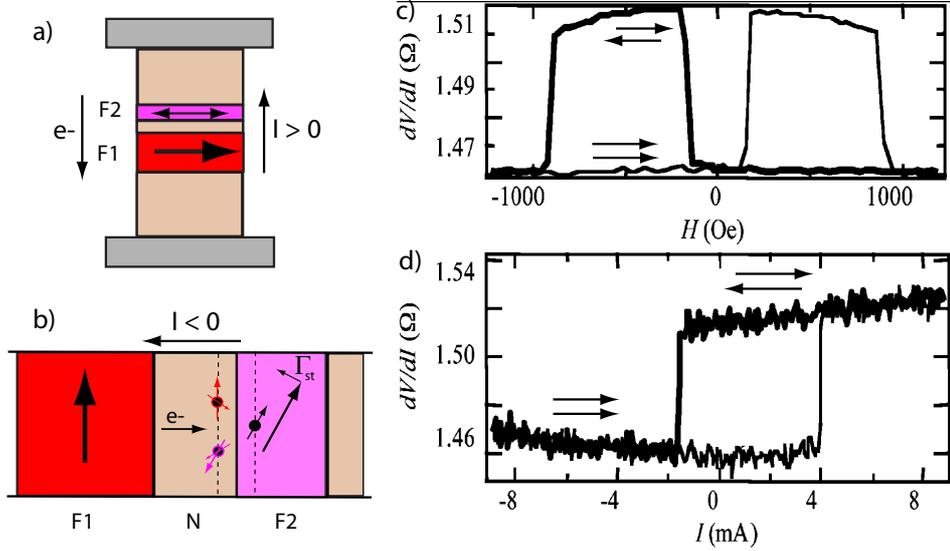


FIG. 2.3 – a) Schéma d'une vanne de spin. b) Schéma explicatif du mécanisme de transfert de spin dans une vanne de spin. c) et d) Mesures de Résistance différentielle respectivement de magnétorésistance géante et renversement d'aimantation par courant continu (tiré de l'article [1]).

différents. Pour un courant électrique ($I < 0$), on obtient alors un courant d'électrons polarisés par la couche F1 susceptible d'agir par transfert de spin sur la couche F2 (cf figure 2.3 b).

A champ magnétique nul, on observe en fonction du courant injecté dans la vanne de spin deux niveaux de résistance [1] [66], qui sont identiques aux valeurs de magnétorésistance obtenues dans les configurations parallèle et anti-parallèle des deux couches magnétiques (figures 2.3 c et 2.3 d). De plus, le renversement de l'aimantation dans la couche douce (F2) qui est hystérétique, intervient pour des valeurs critiques asymétriques de courant, ce qui exclut l'interprétation du renversement par un effet d'Oersted.

Partant d'une configuration initiale non-colinéaire (cf figure 2.3 b), un flux d'électrons polarisés injecté de F1 dans F2 (i.e un courant négatif) sera diffusé dans F2 avec absorption de la composante transverse S_1^\perp . Et comme on l'a vu au §2.1.3 sur le couple de transfert de spin à une interface N/F Eq.(2.9), l'aimantation M_2 aura tendance à s'orienter selon M_1 , jusqu'à se stabiliser dans une configuration parallèle.

Slonczewski avait proposé en 1996 [78] avant que les premiers effets de renversement ne soient observés, une expression élégante du couple de transfert de spin agissant sur la couche douce pour cette géométrie de spin-valve :

$$\vec{\Gamma}_{Sloncz} = \frac{d\vec{M}_2}{dt} = g(\theta) \frac{\hbar I}{2m M_2^2 M_1} \vec{M}_2 \times (\vec{M}_2 \times \vec{M}_1) \quad (2.10)$$

où $g(\theta)$ traduit le degré de polarisation en spin du courant à l'interface N/F2 et ne dépend que de la polarisation statique $P = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow}$ de la couche incidente

(n_{\uparrow} et n_{\downarrow} sont les densités d'états au niveau de Fermi des spins majoritaires et minoritaires), et de l'angle θ de désalignement entre M_1 et M_2 :

$$g(\theta) = \frac{1}{-4 + (1 + P)^3 (3 + \cos\theta)/4P^{3/2}} \quad (2.11)$$

Selon cette expression du transfert de spin 2.10, la direction du couple qui s'exerce sur la couche douce F2 dépend du signe du courant injecté. On retrouve ainsi conformément aux résultats de la figure 2.3 d, qu'un courant positif, c'est à dire un flux d'électron allant de F2 vers F1, produit un couple tel que M_2 soit anti-parallèle à M_1 et inversement un courant négatif (électrons allant de F1 vers F2), favorise une configuration parallèle des deux couches. Il faut bien comprendre cet effet de transfert de spin en terme d'absorption de la composante transverse des spins à l'interface [96]. En quelque sorte le cas un peu moins intuitif d'un flux d'électrons allant de F2 vers F1 doit se voir comme la conséquence des réflexions des électrons au niveau de F1 qui "renverraient" une majorité de spins anti-parallèles vers F2. C'est bien le degré de polarisation à l'interface $g(\theta)$ qui contient toute l'information de l'intensité du transfert. En particulier $g(\theta)$ est une fonction monotone et croissante sur $[0, \pi]$, impliquant une asymétrie en angle dans le terme de transfert de spin [8], ce qui justifie des valeurs critiques asymétriques pour des renversements de l'aimantation M_2 depuis des configurations anti-parallèle ou parallèle.

Par ailleurs le couple Eq.(2.10) s'annule pour des configurations rigoureusement parallèle ou anti-parallèle, ce qui ne sous-entend aucune modification de M_2 quel que soit le signe de I . En réalité la plus infime des fluctuations (due par exemple à la température ou même à l'effet du champ d'Oersted dû au courant circulant dans la vanne de spin), peut amorcer un désalignement des couches F1 et F2 qui sera amplifié (ou atténué) suivant l'orientation et l'intensité du courant, de façon à déstabiliser (ou stabiliser) complètement la configuration de départ.

Outre l'intérêt purement fondamental que représente l'étude du mécanisme de transfert de spin dans les vanes de spin, une des motivations initiales, et qui reste encore un défi en terme de réalisation technologique, serait de produire un dispositif de stockage de données entièrement contrôlable par courant électrique (MRAM à transfert de spin [55]).

2.2.2 Oscillateur à transfert de spin

Le deuxième effet prévu dans ces dispositifs de spin-valves était celui de la précession induite de l'aimantation dans la couche douce lorsqu'on applique un courant en présence d'un champ. Berger proposa un modèle différent de celui de Slonczewski (quasiment au même moment en 1996) [14], basé également sur les réflexions et transmissions dépendantes du spin à l'interface, mais dans lequel il rend compte du mouvement des spins transmis en les assimilant à des processus de spin-flip. Par conservation du moment cinétique, le renversement d'un spin s'accompagne d'une émission ou d'une absorption d'un magnon d'énergie $\varepsilon_m = \hbar\omega$, suivant que l'électron passe de $\text{spin}\downarrow$ à $\text{spin}\uparrow$ (émission = $-\hbar\omega$) ou de $\text{spin}\uparrow$ à $\text{spin}\downarrow$ (absorption = $+\hbar\omega$). En sommant sur tous les états disponibles pour les deux possibilités de renversement ($\uparrow\downarrow$ et $\downarrow\uparrow$), il en déduit le taux de variation du nombre de magnons n_m , qu'il identifie à l'inverse du temps de relaxation τ_m des ondes de spin et qu'il écrit :

$$\tau_m = -\frac{1}{n_m} \frac{dn_m}{dt} = \frac{1}{n_m} \frac{D_N}{4\bar{\tau}_{\uparrow\downarrow}} (\Delta\mu + \hbar\omega) \quad (2.12)$$

où D_N est la densité d'état au niveau de Fermi dans le métal, $\bar{\tau}_{\uparrow\downarrow}$ est une moyenne du temps de spin-flip sur la demi-sphère de Fermi (seule une moitié des électrons de la sphère traverse l'interface) et $\Delta\mu = \Delta\mu_{\downarrow} - \Delta\mu_{\uparrow}$ est la différence entre les variations de potentiels chimiques des spins up et spins down à l'interface. Cette différence de potentiel chimique est nulle en l'absence de courant et croît en valeur absolue avec la densité de courant injecté.

Ainsi, pour une densité de courant suffisante (et suivant la valeur du champ appliqué), on arrive au cas où $\Delta\mu + \hbar\omega < 0$. A ce moment, on obtient une émission stimulée de magnons ($\frac{dn_m}{dt} > 0$ cf Eq.(2.12)), c'est à dire une précession uniforme entretenue de l'aimantation M_2 dans la couche douce. Pour des valeurs de champs de l'ordre de 0.1 T, cela correspond à des fréquences de l'ordre du GHz et un courant critique de l'ordre de $10^7 A.cm^{-2}$.

De plus, conformément aux diffusions dépendantes du spin à l'interface, la précession de M_2 ne peut avoir lieu que pour des courants positifs (électrons injectés de F2 vers F1), pour lequel on a une réflexion d'électrons de spin down vers F2 (c.f figure 2.4 c).

Le groupe de Tsoi et al. [86] a été le premier à observer des excitations induites par un courant dans des multi-couches $(Co/Cu)_N$ aimantées à saturation perpendiculairement, en observant des pics de la résistance différentielle pour une unique polarité du courant injecté (figure 2.4 a). Au vu du fort champ appliqué, la configuration anti-parallèle ne peut s'envisager si bien que les pics de la résistance différentielle s'interprètent comme une variation de l'aimantation des couches ferromagnétiques sur un régime transitoire que l'on ne peut résoudre. Il montre de plus que les seuils d'apparitions de pics dV/dI varient de manière linéaire en fonction du champ appliqué, ce qui suggère un effet de résonance magnétique. Des résultats similaires ont également été obtenus par contact ponctuel d'une pointe métallique sur un simple film ferromagnétique [49].

Les premières preuves directes de la précession de l'aimantation induite par un courant ont été apportées par les mesures de Kiselev et al. [57] et celles de Ripard et al. [76]. En combinant un analyseur de spectre au dispositif expérimental initial, ils ont mis en évidence des pics d'émission dans le domaine du GHz à partir des valeurs de courants critiques pour lesquels on a apparition de pics de la résistance différentielle (c.f figure 2.4 b). De plus, dans certaines gammes de courant et de champ, les pics d'émission peuvent être très étroits, avec des facteurs de qualité de l'ordre de 10000 [75]. Ils trouvent par ailleurs que pour un champ appliqué dans le plan, les fréquences de résonance décroissent en fonction du courant injecté. Cela peut se comprendre par la formule de résonance de Kittel dans le plan $\omega \propto \sqrt{H_0(H_0 + M_{equ})}$. Lorsque le courant augmente, l'amplitude m_{\perp} des oscillations augmente, et par conservation de la norme de l'aimantation, $M_{equ} = \sqrt{M_s^2 - m_{\perp}^2}$ diminue et donc la fréquence de résonance aussi.

Enfin, plus récemment, Boule et al. [17] ont démontré que dans le cas d'une vanne de spin formée d'une couche dure de cobalt et d'une couche douce de permalloy, le couple de transfert de spin s'annule pour une valeur d'angle comprise

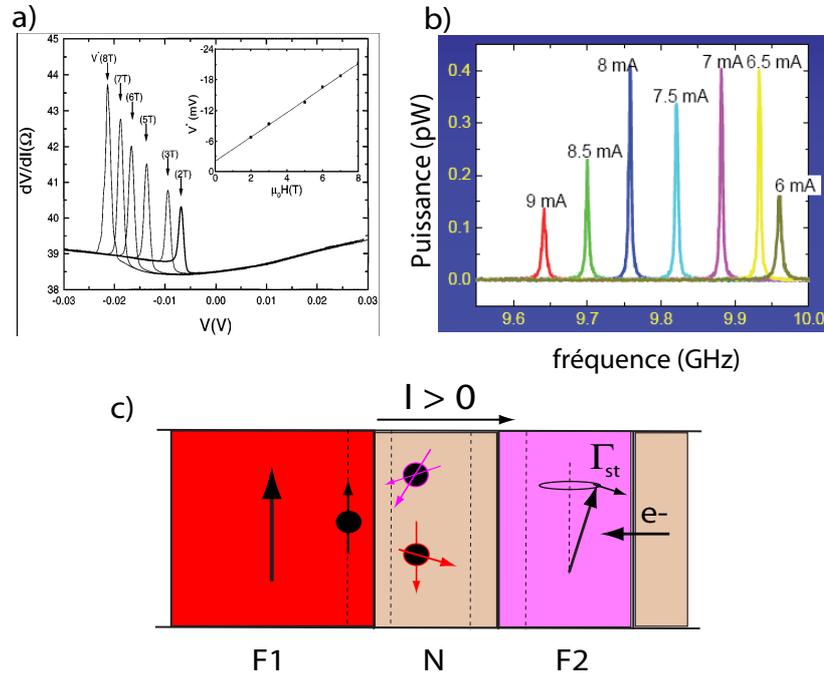


FIG. 2.4 – a) Mesure de la résistance différentielle dans des multi-couches $(Co/Cu)_N$ aimantées à saturation perpendiculairement. Le courant est injecté par contact ponctuel avec une pointe d'Ag (surface de contact $\approx 10 \text{ nm}^2$) (Graphe tiré de [86]). b) Mesures à l'analyseur de spectres de la précession induite sous champ. Le courant ($I > 0$) est injecté par contact ponctuel dans des tri-couches type spin-valve (tiré de Rippard et al. "Microwave Dynamics and Phase Locking in Spin Transfer Nanocontacts" conférence IWST2006). c) Schéma explicatif de l'effet de précession induite dans les spin valves

strictement entre 0 et π . Partant d'une configuration anti-parallèle ou parallèle, et pour un courant négatif (i.e un flux d'électron allant de F_1 vers F_2), cela a pour effet de déstabiliser à la fois les configurations P et AP. Ils obtiennent ainsi pour ce type de système, une précession induite pour des valeurs de champ quasiment nulles.

Ces trois derniers points, résonance ajustable en courant, à haut facteur de qualité et sous champ quasiment nul, laissent envisager la possibilité de produire des émetteurs hyperfréquence contrôlables, en synchronisant plusieurs de ces oscillateurs pour obtenir des puissances suffisantes [41] [52]. C'est probablement l'un des enjeux actuels les plus prometteurs de l'électronique de spin.

2.2.3 Déplacement de paroi induit par un courant

Un peu après les premières avancées dans les vannes de spin, on a eu l'idée de se servir de la configuration inhomogène qu'offre une paroi de domaine pour réaliser du transfert de spin et proposer une alternative supplémentaire aux

dispositifs de stockage de données.

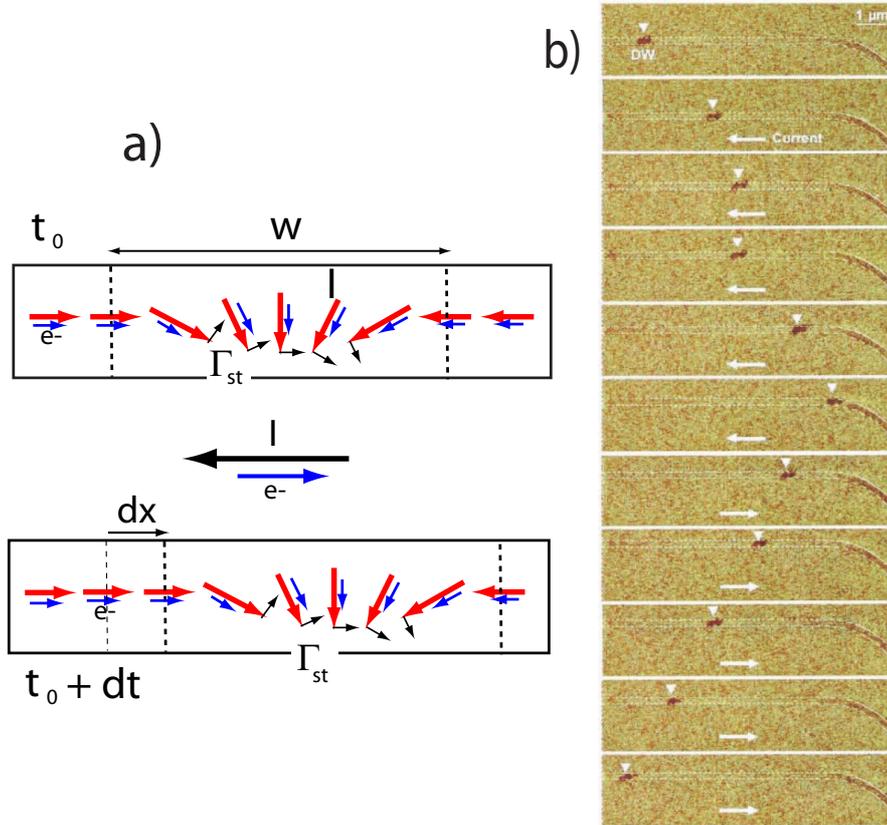


FIG. 2.5 – a) Schéma explicatif de la propagation d'une paroi de domaine par transfert de spin dans un ruban étroit. b) Images au Microscope à force magnétique du déplacement d'une paroi dans un ruban sub-micrométrique après applications successives d'impulsions de courant (tiré de Yamaguchi et al. [94]).

C'est en 2004 que Yamaguchi et al. [94] démontrèrent pour la première fois par leurs observations en Microscopie à Force Magnétique (MFM) qu'un déplacement de parois de domaine pouvait être obtenu uniquement par transfert de spin, dans des rubans de permalloy de taille sub-micronique en forme de L (figure 2.5-b). Par applications successives de différents champs magnétiques, on peut faire apparaître des domaines dans le ruban de type "head to head" (les directions d'aimantation de part et d'autre du domaine se font faces : figure 2.5-a) où réciproquement des domaines "tail to tail" (les directions d'aimantation de part et d'autre du domaine se font dos). Ils ont ainsi mis en évidence par application de pulses de forte densité de courant une propagation des deux types de domaines ("head to head" et "tail to tail") sur plusieurs dizaines de microns dans les deux directions suivant le signe du courant injecté. Au delà d'une densité de courant critique de l'ordre de 10^{12} A.m^{-2} , ils observent notamment une variation linéaire du déplacement de la paroi en fonction de la durée de l'impulsion du courant. Ils écartent par ces observations toutes les interpré-

tations autres que celle du transfert de spin. En effet, le chauffage ne peut avoir d'incidence sur la direction de propagation, l'effet Hall ("drag force" [11]) est trop faible pour des films fins et le champ d'Oersted n'explique pas la propagation dans le même sens des parois "head to head" et "tail to tail".

D'autres groupes ont confirmé ces observations dans des dispositifs similaires variant les géométries de piégeages de la paroi (ruban en U [88], "zigzag" [60], anneaux [69]), en montrant par ailleurs que la vitesse de déplacement de la paroi dépend fortement du type de paroi et qu'une forte densité de courant peut modifier la topologie de la paroi de domaine. Il en ressort notamment que la propagation d'une paroi de domaine dans un ruban sous l'effet d'un courant est un processus stochastique.

En outre, parmi toutes les expériences réalisées, des séries d'impulsions s'avèrent plus efficaces qu'un courant continu pour déplacer une paroi, d'une part, parce que les densités critiques nécessaires au déplacement de la paroi détérioreraient rapidement le ruban, et d'autre part, à cause de la nature même du mécanisme de transfert de spin au sein de la paroi.

En réalité, bien avant que l'idée du transfert de spin ne se soit généralisée, Berger fut le premier dès 1978 [11] [12] à s'intéresser à l'interaction entre un courant électrique et une paroi de domaine. Il proposait un modèle adiabatique du transfert de spin dans une paroi basé sur l'interaction d'échange de type s-d où le spin des électrons de conduction est en tout point aligné sur l'aimantation locale. Il en concluait notamment que l'influence seule de l'interaction d'échange entre les électrons de conduction et l'aimantation locale avait pour unique effet de déformer la paroi sans la faire se déplacer de manière significative [13]. Ce point a notamment été confirmé ultérieurement par des simulations micromagnétiques. Zhang et Li [64] [65] ont ainsi démontré que pour un ruban sans défaut de piégeage et pour des fortes densités de courant ($\sim 10^9 A.cm^{-2}$), le seul terme adiabatique conduit à un déplacement très limité de la paroi de l'ordre de 100 nm avec une déformation notoire de son profil. Ils montrent en plus que la paroi retrouve sa position d'origine quand le courant est coupé.

Comme l'ont confirmé d'autres simulations micromagnétiques prenant notamment en compte des irrégularités de surface [85], un terme de transfert de spin purement adiabatique ne rend compte ni des densités critiques nécessaires au déplacement de la paroi, ni des distances sur lesquelles les déplacements de paroi sont observés. Il a en effet été démontré que le terme adiabatique de transfert de spin est responsable de la vitesse initiale de la paroi [97], tandis qu'un terme supplémentaire dit non-adiabatique, perpendiculaire au gradient de l'aimantation, est nécessaire pour rendre compte de la vitesse finale de la paroi. La forme la plus couramment utilisée pour ce couple non-adiabatique est :

$$\vec{\Gamma}_{nonadia} = -\beta \mathcal{P} \frac{\mu_B j_c}{e M_s^2} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (2.13)$$

Le paramètre β qui est de l'ordre du paramètre d'amortissement de Gilbert α , traduit en quelque sorte le degré de désalignement du courant de spin sur l'aimantation locale. Curieusement, ce degré de non-adiabaticité, qui est rigoureusement égal au rapport des termes non-adiabatique et adiabatique ($\beta = |\Gamma_{nonadia}|/|\Gamma_{adia}|$), est pris constant et ne dépend pas du profil de l'aimantation (de la "vitesse" de variation de M dans l'espace). Ce dernier point peut sembler

contre-intuitif dans la mesure où l'on s'attendrait à ce que le degré de désalignement augmente avec le gradient de l'aimantation.

On note que la compréhension de la non-adiabaticité du courant de spin reste un sujet très controversé au sein de la communauté du transfert de spin.

2.3 Transfert de spin dans le volume d'un métal ferromagnétique

Nous présentons maintenant une description théorique du transfert de spin dans le volume d'un métal ferromagnétique. On commencera par expliciter le couple de transfert de spin pour un élément de volume du métal ferromagnétique en nous appuyant sur le concept de courant de spin. On s'intéressera ensuite plus en détail à l'origine de la polarisation en spin du courant dans le cadre du modèle à deux courants, puis l'on donnera l'expression du couple de transfert de spin pour le cas adiabatique. Enfin on terminera cette section par une discussion ouverte sur les différentes approches utilisées pour décrire le terme non-adiabatique de transfert de spin.

2.3.1 Expression du couple de transfert de spin

On définira de manière formelle le courant de spin, afin d'explicitier le couple de transfert de spin.

2.3.1.1 Définition du courant de spin

Par définition, on a un courant de spin lorsqu'un ensemble de spin est mis en mouvement. Comme le spin $\vec{s} = \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \\ s_z \end{pmatrix}$ et la vitesse \vec{v} de l'électron sont tous deux des quantités vectorielles, le courant de spin $(\mathbb{Q})_{ij}$ est une quantité tensorielle que l'on définit en exprimant le flux de moments magnétiques à travers une surface élémentaire dans les trois directions de l'espace (figure 2.6). Pour simplifier les expressions à venir, on utilisera en fait le courant de moments magnétiques (courant d'aimantation), que l'on nommera par abus de langage courant de spin ($\vec{\mu} = g\mu_B \vec{s}$ avec $\|\vec{s}\| = \frac{1}{2}$). Formellement, $(\mathbb{Q})_{ij}$ s'écrit simplement :

$$\mathbb{Q}_{ij} = \frac{\delta^2 \mu_i(\delta A_j, \delta t)}{\delta A_j \delta t} \quad (2.14)$$

Ici i et j se réfèrent respectivement aux coordonnées du spin et du flux spatial. $\delta^2 \mu_i(\delta A_j, \delta t)$ est la i -ème composante de la quantité de moment magnétique traversant la surface δA_j (orientée par l'axe j) pendant l'intervalle de temps δt .

2.3.1.2 Couple de transfert de spin

Explicitons maintenant le couple de transfert de spin s'exerçant sur un élément de volume ($A dx$) dans le volume d'un matériau ferromagnétique (figure 2.7). Pour simplifier, on se ramène à un problème à une dimension en considérant un courant de spin circulant dans la direction x . Du coup, dans le courant

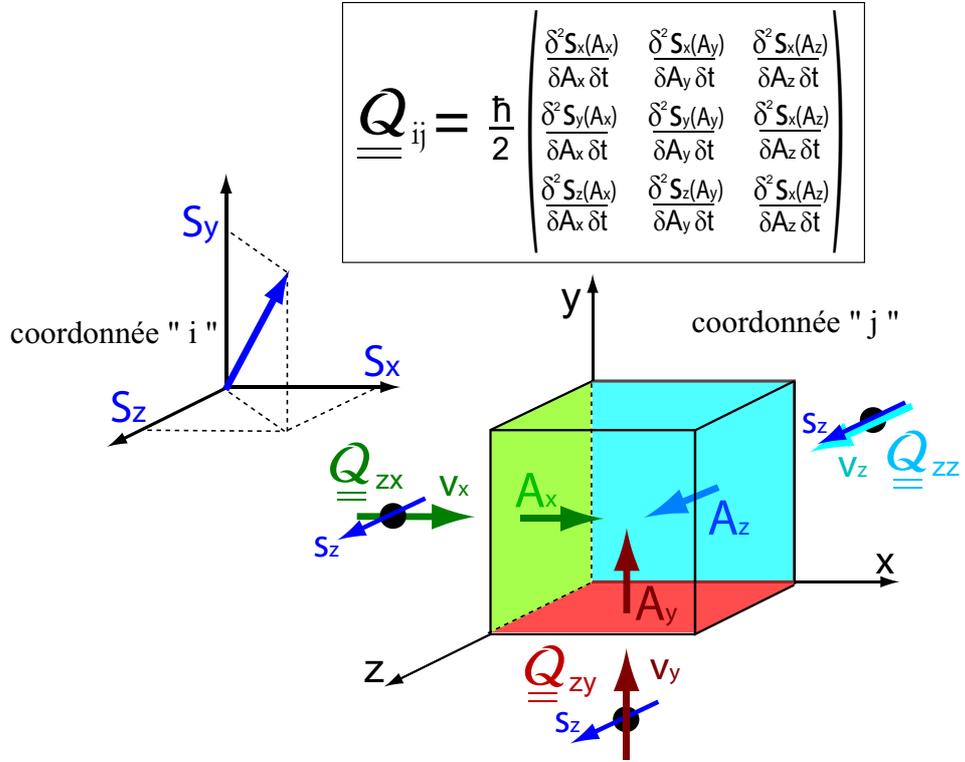


FIG. 2.6 – Description formelle du courant de spin : flux élémentaire de moments magnétiques de spin.

de spin défini précédemment Eq.(2.14), seules les composantes $(\underline{\underline{Q}})_{ix}$ sont non-nulles :

$$\underline{\underline{Q}}(x) = \begin{pmatrix} \frac{\delta^2 \mu_x(x)}{\delta A_x \delta t} & 0 & 0 \\ \frac{\delta^2 \mu_y(x)}{\delta A_x \delta t} & 0 & 0 \\ \frac{\delta^2 \mu_z(x)}{\delta A_x \delta t} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

On effectue ensuite un bilan de quantité de moment magnétique sur l'élément de volume $A dx$ pendant un temps dt . La quantité de moment magnétique $\delta \vec{\mu}_e$ qui entre dans l'élément de volume pendant dt s'écrit à partir du "flux" de spin entrant $\underline{\underline{Q}}(x)$:

$$\delta \vec{\mu}_e = \underline{\underline{Q}}(x) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} A dt \quad (2.16)$$

De même la quantité de moment sortant s'écrit :

$$\delta \vec{\mu}_s = \underline{\underline{Q}}(x + dx) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} A dt \quad (2.17)$$

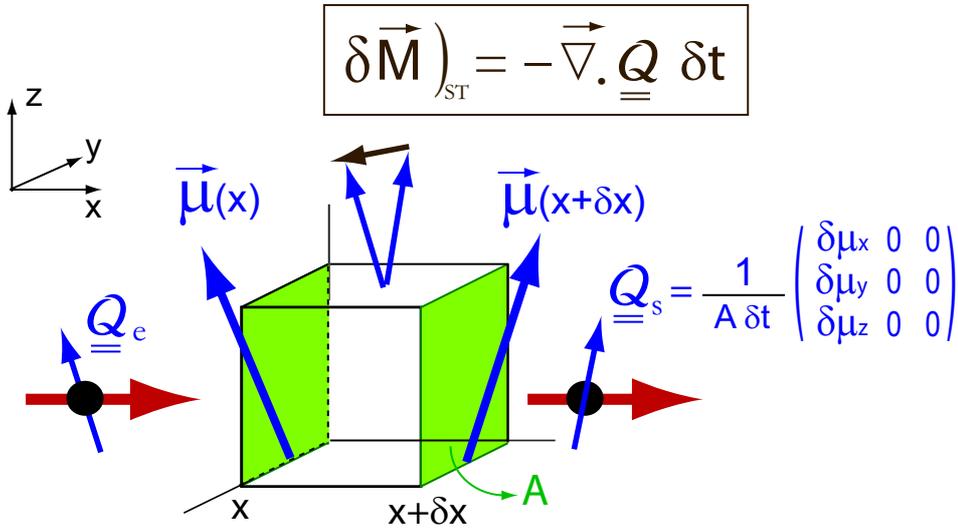


FIG. 2.7 – Schéma du bilan de moment magnétique pour définir le couple de transfert de spin.

Par conservation du moment cinétique, on en déduit ainsi la variation de moment magnétique dans l'élément de volume :

$$d\vec{S} = \delta\vec{\mu}_e - \delta\vec{\mu}_s = (\mathbb{Q}(x) - \mathbb{Q}(x+dx)) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} A dt = -\frac{d\mathbb{Q} \cdot \vec{u}_x}{dx} dx A dt \quad (2.18)$$

Finalement on obtient la quantité de moment transférée par le courant de spin à l'aimantation locale ($\vec{M} = \frac{\vec{\mu}}{A dx}$) :

$$\left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right)_{STT} = -\frac{d\mathbb{Q}}{dx} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Par cette démonstration, on apprécie la nature du terme de transfert de spin qui résulte d'un flux net de spin traversant un élément de volume. L'orientation du couple de transfert de spin étant opposée à la variation spatiale du courant de spin, l'aimantation locale aura tendance à s'orienter suivant la direction des spins incidents en absorbant la composante transverse de leur spin.

On peut maintenant généraliser l'expression du transfert de spin pour le cas à trois dimensions en définissant une "pseudo-divergence" pour le courant de spin \mathbb{Q} :

$$\left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right)_{ST}(\mathbf{r}) = -\nabla \cdot \mathbb{Q}(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

où la "pseudo-divergence" du courant de spin s'écrit :

$$(\nabla \cdot \mathbb{Q})_i = \sum_{j=x,y,z} \frac{\partial \mathbb{Q}_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.21)$$

Ce terme de transfert de spin Eq.(2.20) pourra ensuite être introduit dans l'équation du mouvement de l'aimantation (équation L.L.G, Eq.(1.74)) pour décrire la dynamique de l'aimantation en présence d'un courant [9].

Comme on peut le constater, la difficulté d'obtenir le terme de transfert de spin Eq.(2.20) réside dans le fait d'exprimer le courant de spin en tout point de l'espace. On a en effet supposé que $\mathbb{Q}(\mathbf{r})$ était parfaitement connue à l'entrée et la sortie de l'élément de volume pendant l'intervalle dt et que l'aimantation variait avec conservation du moment cinétique total.

2.3.2 Formalisme de base pour le courant de spin

Intéressons nous maintenant à l'origine du courant polarisé en spin. Nous donnerons d'abord une ébauche de l'approche quantique permettant d'explicitier le courant de spin. Nous nous focaliserons ensuite sur le cas du courant de spin adiabatique en adoptant une approche semi-classique basée sur le modèle à deux courants pour décrire le transport polarisé.

2.3.2.1 Approche quantique

Le courant de spin est une quantité tensorielle que l'on définit à partir du produit direct du spin de l'électron $\hat{\mathbf{s}}$ par sa vitesse $\hat{\mathbf{v}}$:

$$(\hat{\mathbf{s}} \otimes \hat{\mathbf{v}})_{ij} = \frac{\hbar}{2m} \hat{\sigma}_i \frac{\partial}{\partial x_j} \quad (2.22)$$

Pour décrire le transport polarisé en spin, on définit comme "Building Block" les "courants de spin à une particule" $\mathcal{Q}(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ à partir des fonctions d'onde propres du système électronique, les spineurs $\psi_p(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ [83] :

$$\mathcal{Q}_p(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{\hbar}{2m} \text{Im}[\psi_p^*(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \vec{\sigma} \otimes \vec{\nabla} \psi_p(\mathbf{r}, \mathbf{k})] \quad (2.23)$$

où l'indice $p = 1, 2$ se réfèrent aux solutions propres du système électronique. Pour exprimer le courant de spin total lorsque le métal ferromagnétique est dans un état hors équilibre (comme lorsqu'il est soumis à un champ électrique, figure 2.8 b), il nous faut sommer sur tous les états :

$$\mathbb{Q}(\mathbf{r}) = \sum_{p=1,2} \int d\mathbf{k} [g_{\pm}(\mathbf{k}) - g_{\pm}^0(\mathbf{k})] \mathcal{Q}_p(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \quad (2.24)$$

où $g^0(\mathbf{k})$ et $g(\mathbf{k})$ sont respectivement les fonctions de distribution à l'équilibre et hors équilibre, décrivant le taux d'occupation pour chacune des bandes et chacune des directions de spin.

On va s'intéresser maintenant plus en détail aux fondements du transport polarisé en régime diffusif.

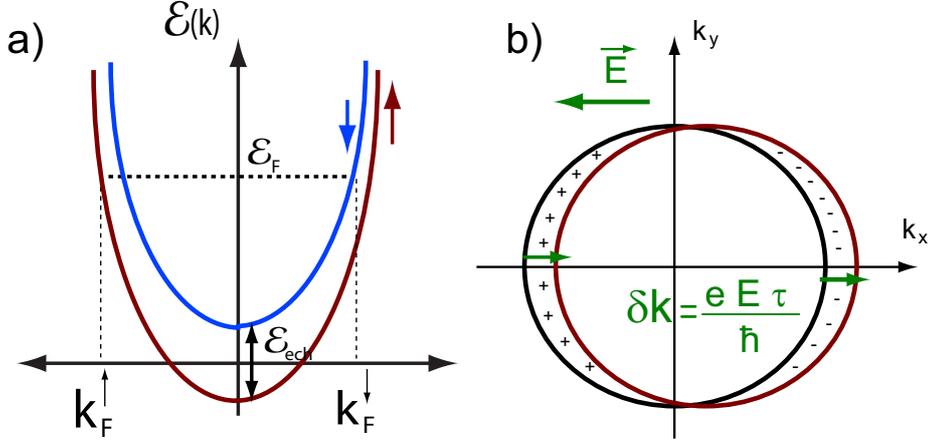


FIG. 2.8 – a) Splitting des bandes de spins opposés dans un modèle de Stoner. b) Décalage des sphère de Fermi dépendant du spin sous l'effet d'un courant électrique.

2.3.2.2 Transport en régime diffusif

Pour décrire le transport polarisé dans un métal ferromagnétique, il est commode d'utiliser la théorie semi-classique de la conductivité dans les métaux, en distinguant cependant les différentes bandes de spin majoritaire et minoritaire. Selon cette approche, on définit pour chaque processus de diffusion ($i \equiv$ phonons, défauts, magnons, etc..) un temps de relaxation $\tau_{n,s}^i(k)$ lié à la probabilité d'un électron de la bande n , de spin s et de vecteur d'onde k de diffuser vers un état k' d'une bande n' :

$$\frac{1}{\tau_{n,s}^i(k)} = \sum_{n'} \int \frac{dk'}{(2\pi)^3} W_{n,n';s;k,k'}^i [1 - g_{n',s}(k')] \quad (2.25)$$

$g_{n',s}(k')$ est la fonction de distribution hors équilibre qui traduit le taux d'occupation de l'état k' sur lequel l'électron est diffusé, et $W_{n,n';s;k,k'}^i$ est la probabilité d'un électron de la bande n , de spin s de vecteur d'onde k de diffuser vers un état de vecteur d'onde k' de la bande n' . On supposera que le spin de l'électron est conservé pour chacune des diffusions envisagées (on néglige le spin-flip). D'après l'équation Eq.(2.25), plus le nombre d'états disponibles sur lesquels l'électron peut diffuser est grand, plus la probabilité de diffusion sera grande et donc plus le temps de relaxation sera court. On peut définir la probabilité de diffusion $W_{n,n';s;k,k'}^i$ en appliquant la règle d'or de Fermi pour un potentiel U_i défini suivant le type de centre diffuseur [3] :

$$W_{n,n';s;k,k'}^i = \frac{2\pi}{\hbar} d_i \delta(E(k) - E(k')) | \langle n', s, k' | U_i | n, s, k \rangle |^2 \quad (2.26)$$

où d_i est la densité de sites diffusants.

Enfin, on exprime les résistivités ρ_s^i dépendantes du spin pour chaque type de diffusion i [3] en calculant la fonction de distribution hors-équilibre $g(k)$ dans l'approximation du temps de relaxation, soit :

$$\frac{1}{\rho_s^i} = e^2 \sum_n \int \frac{dk}{4\pi^3} \tau_{n,s}^i(k) (v_{n,s}(k))^2 \frac{\partial f}{\partial E(k)} \quad (2.27)$$

$v_{n,s}(k)$ est la vitesse des électrons et $f(E) = \frac{1}{1+e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}}$ la fonction de distribution de Fermi-Dirac.

Dans le cas où les différents processus de diffusions sont indépendants, la règle de Matthiessen [3] dit que l'on peut sommer les différentes probabilités de diffusions, $W_{n,n';s;k k'} = \sum_i W_{n,n';s;k k'}^i$, ce qui revient au final à sommer les résistivités associées aux différents processus de diffusion :

$$\rho_s = \sum_i \rho_s^i \quad (2.28)$$

Ainsi, on aura une assymétrie dans le transport entre les deux populations de spin majoritaire et minoritaire, si les probabilités de diffusion $W_{n,n';s;k k'}^i$ et le nombre d'états disponibles après collision diffèrent Eq.(2.25). En particulier, dans le cas des métaux de transitions, les différences de séparation des bandes d_\uparrow et d_\downarrow conduisent à des taux de diffusions différents entre les électrons de conduction des bandes majoritaires et ceux des bandes minoritaires, et donc à des différences de conductivité entre les canaux de spin up et down.

Cette approche permet donc de comprendre, de par les disparités entre bandes minoritaires et majoritaires au niveau de Fermi, l'origine d'une polarisation en spin du courant.

On a représenté sur la figure 2.8 le cas simple d'un modèle de Stoner avec un temps de relaxation constant. On ne prend en compte qu'une bande de type électrons libres. L'interaction d'échange ε_{ech} conduit à un décalage d'énergie entre les spins minoritaires et majoritaires (Fig. 2.8 a). En supposant que les temps de relaxations τ_\uparrow et τ_\downarrow ne dépendent pas du vecteur d'onde, l'application d'un champ électrique se traduit par un simple décalage en vecteur d'onde de chacune des sphères de Fermi d'une quantité $\frac{eE\tau}{\hbar}$ (Fig. 2.8 b).

2.3.2.3 Modèle à deux courants

Le modèle à deux courants suppose que les effets de spin flip sont suffisamment faibles pour que l'on puisse décrire la conduction électrique en terme de deux courants parallèles portés par les spins minoritaires et majoritaires. On a alors le schéma équivalent représenté sur la figure (2.9i) et la résistivité totale s'écrit :

$$\rho = \frac{\rho_\downarrow \rho_\uparrow}{\rho_\downarrow + \rho_\uparrow} \quad (2.29)$$

Pour une aimantation uniforme, le courant de spin s'écrit simplement à partir de la densité de courant électronique totale $j_c = j^\uparrow + j^\downarrow$ et d'un scalaire \mathcal{P} décrivant le degré de polarisation en spin du courant ($\mathcal{P} = \frac{j^\uparrow - j^\downarrow}{j^\uparrow + j^\downarrow}$) :

$$\mathbb{Q} = -\mathcal{P} \frac{\mu_B}{e} \frac{\vec{M}}{M_s} \otimes \vec{j}_c \quad (2.30)$$

On appelle aussi \mathcal{P} le paramètre d'asymétrie en spin du courant et on l'exprime simplement dans le cas du modèle à deux courants à partir des résistivités des différents canaux de conduction ρ_\uparrow et ρ_\downarrow :

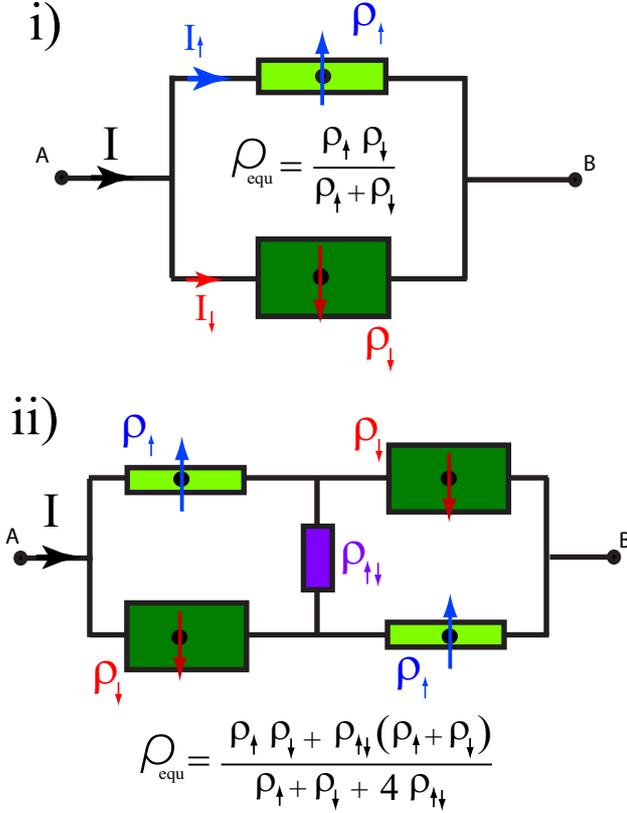


FIG. 2.9 – i) Circuit équivalent illustrant le modèle à deux courants. ii) Circuit équivalent lorsque l'on prend en compte les effets de spin flip

$$\mathcal{P} = \frac{\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \quad (2.31)$$

Tout se passe alors comme si l'on avait un flux effectif de spin dont l'intensité serait égale au produit $\mathcal{P} j_c$. Dans ce cas, on parlera de la direction du courant de spin pour désigner la direction nette des spins dans ce flux effectif.

2.3.2.4 Courant de spin adiabatique

Si les variations de l'aimantation sont suffisamment lentes devant les longueurs caractéristiques de transport, c'est à dire la longueur de décohérence (l_{decoh}), les libres parcours moyens (l_m^{\uparrow} et l_m^{\downarrow}) et la longueur de diffusion de spin (l_{sf}), il est raisonnable de supposer que le spin des électrons de conduction est aligné sur l'aimantation locale en tout point de l'espace. En quelque sorte, le spin des électrons a largement le temps de relaxer vers l'aimantation locale durant sa traversée de l'élément de volume et tout se passe comme dans le cas d'une aimantation uniforme Eq.(2.30). On réécrit alors le courant de spin simplement à partir de l'aimantation locale $\vec{M}(\vec{r})$:

$$\mathbb{Q}(\mathbf{r}) = -\mathcal{P} \frac{\mu}{e} \frac{\vec{M}(\mathbf{r})}{M_s} \otimes \vec{j}_c \quad (2.32)$$

Pour une densité de courant électrique constante qui circule dans la direction x , $\vec{j}_c = j_c \vec{u}_x$, le couple de transfert de spin (Eq.2.20) est alors proportionnel au gradient de l'aimantation :

$$\left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right)_{ST} = \mathcal{P} \frac{\mu_B j_c}{e M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (2.33)$$

Pour une densité de courant \vec{j}_c dans une direction quelconque, le couple de transfert de spin s'écrit alors :

$$\left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right)_{ST} = \mathcal{P} \frac{\mu_B}{e M_s} (\vec{j}_c \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \quad (2.34)$$

Cette expression est connue sous le terme de transfert de spin adiabatique. Pour des variations suffisamment lentes de l'aimantation, la connaissance du profil de $\vec{M}(\mathbf{r})$ suffit à décrire le transfert de spin entre le courant et l'aimantation locale.

En revanche, en deçà de cette limite d'adiabaticité, la description du transfert de spin est un vrai problème encore sujet à controverse que nous allons aborder maintenant.

2.3.3 Terme non-adiabatique de transfert de spin

Depuis l'introduction phénoménologique du couple de transfert de spin pour décrire le déplacement des parois de domaines Eq.(2.13), plusieurs approches théoriques ont été proposées. On peut distinguer deux types d'approches. Dans la première approche, la question qui se pose est celle de la forme du courant de spin en présence d'une variation "suffisamment brusque" de l'aimantation, c'est à dire lorsque l'échelle spatiale des inhomogénéités de l'aimantation devient comparable aux longueurs caractéristiques du transport. Nous illustrerons cette approche en décrivant le travail de Xiao et Al. [84]. Dans la deuxième approche, la question qui se pose est l'influence des processus de collisions avec spin flip.

2.3.3.1 Approche Quantique de Xiao et al

L'approche quantique de Xiao et al passe par la recherche des états propres d'un Hamiltonien décrivant le système électronique sans terme de relaxation (Hamiltonien de Stoner, figure 2.8 a). Suivant le profil de l'aimantation, le problème peut vite devenir ardu et les solutions propres peuvent ne pas être analytiques. On exprime ensuite le courant de spin $\mathbb{Q}(\mathbf{r})$ en sommant sur tous les états Eq.(2.24) avec l'hypothèse d'un temps de relaxation uniforme (figure 2.8 b). La dernière étape consiste simplement à dériver $\mathbb{Q}(\mathbf{r})$ par rapport à la direction de transport pour obtenir le terme de transfert de spin conformément à la conservation du moment cinétique.

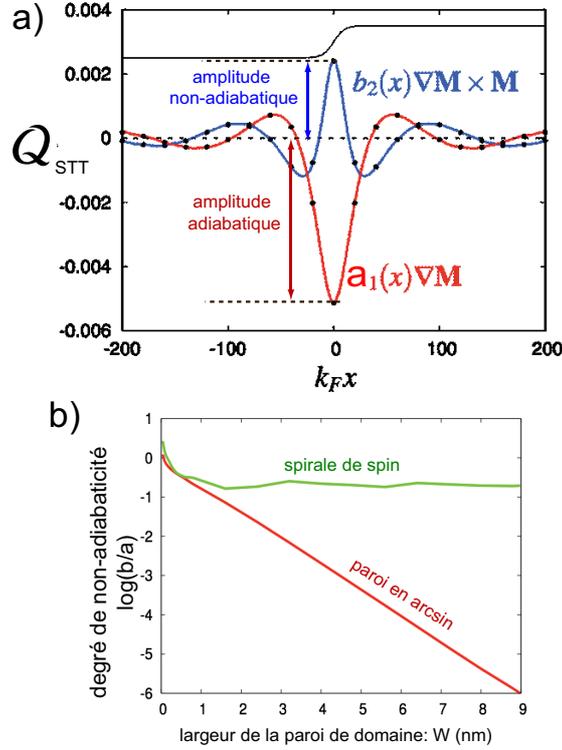


FIG. 2.10 – a) Couple de transfert de spin adiabatique $a_1(x)$ et non-adiabatique $b_2(x)$ pour une paroi de domaine en arcsin dans l’approche de Xiao et al utilisant un modèle de Stoner d’électrons libres. b) Variations du degré de non-adiabaticité ($\max(b)/\max(a)$) en fonction de la taille de la paroi. (Graphes tiré de la conférence de Mark Stiles à IWST2006 [93]).

Xiao et al traitent d’abord le cas particulier d’une spirale de spin infinie [84] pour lequel le problème a des solutions analytiques. La périodicité spatiale de l’aimantation selon x ($\vec{M} = \begin{pmatrix} \sin \theta(x) \\ 0 \\ \cos \theta(x) \end{pmatrix}$ avec $\theta(x) = px$) permet de chercher des solutions simples de l’équation de Schrödinger sous la forme d’ondes de Bloch : $\psi_j(\vec{k}, \vec{r}) \propto e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \begin{pmatrix} \alpha_j \\ \beta_j \end{pmatrix}$ ($j = 1, 2$ désigne l’état propre $|j\rangle$). Le courant de spin total qu’ils obtiennent de cette façon est parfaitement colinéaire à l’aimantation : $\mathbb{Q}(x) \cdot \vec{u}_x \parallel \vec{M}$. Cela montre qu’un courant de spin circulant dans une variation périodique d’aimantation est parfaitement adiabatique, quelle que soit l’extension spatiale des variations de \vec{M} (tout au moins dans une approche diffusive simple qui néglige les spin-flips).

Xiao et al abordent ensuite le problème d’une paroi de domaine de profil $\theta(x) = \pi/2 - \arcsin(\tanh(x/w))$ (où w est la largeur de la paroi), qui n’a pas de

solution analytique. Ils trouvent par un traitement numérique une expression du couple de transfert de spin Γ_{STT} de la forme :

$$\vec{\Gamma}_{STT} = \vec{\Gamma}_{adia} + a(x) \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \frac{b(x)}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (2.35)$$

où $\vec{\Gamma}_{adia}$ correspond au terme adiabatique de transfert de spin Eq.(2.33). les coefficients $a(x)$ (composante non-adiabatique colinéaire à $\vec{\Gamma}_{adia}$) et $b(x)$ (composante non-adiabatique perpendiculaire à $\vec{\Gamma}_{adia}$) sont des fonctions non-locales de l'aimantation qui ont des comportements oscillants bien au-delà de la paroi (cf figure 2.10 a). Xiao et al définissent par ailleurs le degré de non-adiabaticité du terme de transfert de spin comme le rapport $\mathcal{R} = \frac{max|b(x)|}{max|\Gamma_{adia}(x)|}$ et ils montrent qu'il décroît exponentiellement avec la largeur de la paroi de domaine (cf figure 2.10 b) pour une paroi en arcsin (il devient même inférieur à 10^{-6} pour $w \geq 10nm$).

Cette approche, semble donc indiquer que pour des variations suffisamment douces de l'aimantation, en particulier des parois de domaine suffisamment grandes, le couple de transfert de spin reste raisonnablement adiabatique.

2.3.3.2 Modèle type "s-d" de Zhang et Li

L'approche semi-classique de Zhang et Li [97] s'appuie sur une description du système électronique du type "s-d" ($H_{sd} = \frac{\hbar}{\tau_{ech} M_s} s \cdot M(\mathbf{r}, \mathbf{t})$), dans laquelle l'aimantation est essentiellement portée par les électrons d supposés fixes, tandis que la conduction électrique est assurée par les électrons s uniquement. Zhang et Li prennent le problème par un autre biais en considérant dans un premier temps le sous-système des électrons de conduction (électrons s) séparément. Ils commencent par écrire l'équation bilan du mouvement de l'aimantation des électrons s (\vec{m}) comprenant l'interaction d'échange avec les électrons d , la variation spatiale du courant de spin, ainsi qu'un terme de relaxation Γ_{relax} (déviation à la conservation du moment cinétique) :

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \frac{1}{\tau_{ech} M_s} \vec{m} \wedge \vec{M}(r, t) - \nabla \cdot \mathcal{Q}(\mathbf{r}) - \Gamma_{relax} \quad (2.36)$$

Pour simplifier le problème, ils identifient la relaxation des électrons s au temps de spin flip τ_{sf} : $\Gamma_{relax} = \frac{\delta m}{\tau_{sf}}$ (δm étant la déviation à la direction de l'aimantation locale), et ils négligent la partie non-adiabatique du courant de spin.

Dans un deuxième temps, ils calculent le couple qui s'exerce entre les électrons de conduction et l'aimantation (loi des actions réciproques), puis l'injectent dans l'équation L.L.G. du mouvement de l'aimantation locale Eq.(1.74). Ils trouvent après renormalisation du paramètre d'amortissement de Gilbert (α) et du facteur gyromagnétique (γ) deux termes de transfert de spin dépendants du courant :

$$\vec{\Gamma}_{ZhangetLi} = -d \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} - \frac{c}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (2.37)$$

où $d = P \frac{j_c \mu}{e M_s (1+\xi^2)}$ et $c = P \frac{j_c \mu \xi}{e M_s (1+\xi^2)}$, avec $\xi = \frac{\tau_{ech}}{\tau_{sf}}$. Le premier terme s'identifie clairement au terme adiabatique de transfert de spin tandis que le deuxième terme, pondéré par c , correspond au couple supplémentaire qu'implique le désalignement du courant de spin sur l'aimantation. Ce terme a précisément la forme du terme Eq.(2.13) utilisé le plus souvent pour expliquer le déplacement de paroi sous l'influence d'un courant.

La différence essentielle dans le résultat de ces deux approches est certainement dans la variation du degré de non-adiabaticité en fonction de la taille et de la forme des inhomogénéités magnétiques. Dans le cas de l'approche de Xiao et al., il décroît exponentiellement avec la taille des parois pour une paroi en arcsin (c.f figure 2.10b)), alors que selon l'approche de Zhang et Li, il est constant et égal à ξ ($\xi \approx 10^{-2}$ pour des métaux de transitions [97]). Cette différence provient du fait que d'un côté, dans l'approche de Xiao et al., on cherche d'abord à exprimer le courant de spin puis on détermine le couple de transfert de spin en supposant la conservation du moment cinétique ($\Gamma_{ST} = -\nabla \cdot \mathcal{Q}(\mathbf{r})$) (c.f Eq.(2.20)). Alors que dans l'approche de Zhang et Li, la non-adiabaticité résulte d'un terme supplémentaire de relaxation qui est dû aux diffusions avec spin-flip.

La description de la relaxation transverse des électrons "hors-équilibre" (désalignés par rapport à \mathbf{M}) par un temps de spin-flip demeure un sujet de controverse. Il est par ailleurs intéressant de souligner que le groupe de Duine et al. [31] obtiennent en traitant le transport par une toute autre approche, un terme non-adiabatique identique à celui de Zhang et Li, dont le poids est directement dépendant des temps de relaxation τ_{\uparrow} et τ_{\downarrow} et $\tau_{\uparrow\downarrow}$. Ils concluent notamment que le degré de non-adiabaticité pour la plupart des métaux de transitions serait supérieur au (ou de l'ordre du) coefficient d'amortissement de Gilbert α .

Chapitre 3

Ondes de spin et transfert de spin

Après nous être intéressés à la dynamique de l'aimantation puis à l'interaction entre courant polarisé et aimantation, nous présentons maintenant, dans ce chapitre, l'objet de cette thèse, à savoir la combinaison entre ondes de spin et transfert de spin. On se propose en effet d'utiliser la configuration inhomogène de l'aimantation qu'offre une onde de spin, pour réaliser du transfert de spin. En injectant un courant continu dans un ruban où l'on excite des ondes magnétostatiques, on s'attend comme pour le déplacement de paroi induit par un courant, à une modification de l'onde de spin par transfert de moment cinétique de spin entre les électrons de conduction et l'aimantation locale.

Bien avant l'émergence du transfert de spin, Lederer et Mills [63] avaient prévu que la "dérive" du système électronique induit par le courant d'électrons devrait se traduire par un décalage en fréquence des ondes de spin semblable à un effet Doppler (nous verrons par la suite que cet effet n'est pas rigoureusement un effet Doppler conventionnel). A l'époque, Lederer et Mills suggéraient cette expérience en tant que preuve-test du caractère itinérant du ferromagnétisme. Un effet de ce type avait également été évoqué par Hirst [45]. Cependant, cet effet n'a jusqu'à maintenant jamais été observé expérimentalement.

Plus récemment, Fernandez-Rossier et al. [34] ont reconsidéré l'influence d'un courant continu sur les excitations collectives de l'aimantation par de multiples approches : premièrement par la vision simple d'un effet de dérive globale du système électronique, deuxièmement en considérant la modification du spectre d'onde de spin à partir d'un modèle de Hubbard du ferromagnétisme, troisièmement en reprenant l'approche semi-quantique de Bazaliy et al. [9] et quatrièmement en envisageant l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant comme résultant d'un effet de transfert de spin. Toutes ces approches sont intimement liées et aboutissent au même résultat, à savoir un décalage de la fréquence des excitations magnétiques proportionnel au produit du vecteur d'onde \vec{k} de l'onde de spin par la densité du courant électrique \vec{j} :

$$\delta\omega_{doppler} \propto \vec{k} \cdot \vec{j} \quad (3.1)$$

où le facteur de proportionnalité contient, entre autres, le degré de polarisation en spin du courant \mathcal{P} .

D'un point de vue purement "transfert de spin", l'harmonicité spatiale et temporelle qu'offre l'onde de spin permet de comprendre simplement les modifications de la dynamique d'aimantation induite par le couple de transfert de spin. En effet, pour de faibles angles de précession, i.e dans le régime linéaire, l'onde de spin a la forme d'une onde plane ($\vec{m} \simeq m_0 e^{i(\omega t - kx)}$), si bien que la dérivée temporelle ($\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = i\omega \vec{m}$) et le gradient de l'aimantation ($\frac{\partial \vec{m}}{\partial x} = -ik \vec{m}$) restent parfaitement connus. On s'affranchit notamment des problèmes de variation brutale de l'aimantation ayant lieu dans le cas des parois de domaine. De ce fait, l'onde de spin constitue, un moyen idéal d'étudier quantitativement l'effet de transfert de spin en observant la modification de la dynamique d'aimantation sous l'effet d'un courant.

On commencera par présenter de manière qualitative l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant continu. Dans un deuxième temps, on explicitera la modification du spectre d'onde de spin induite par un courant en utilisant les couples de transfert de spin adiabatique et non-adiabatique introduits au chapitre 2.

3.1 Approche qualitative de l'effet Doppler d'onde de spin induit

On présentera deux visions différentes de l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant électrique suivant que l'on est à fréquence fixe ou à vecteur d'onde fixe.

3.1.1 Modification de la fréquence à k fixe

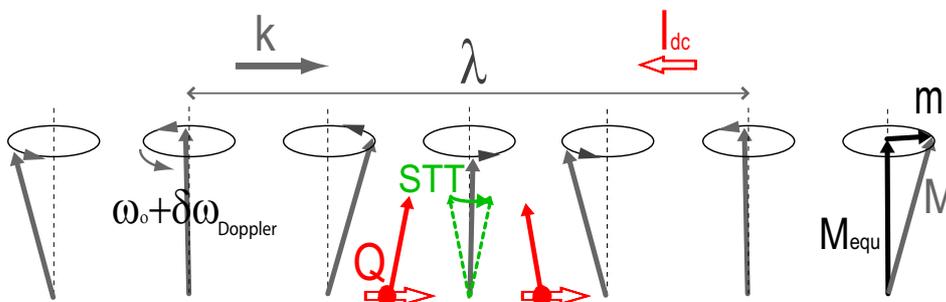


FIG. 3.1 – Schéma explicatif de l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant à vecteur d'onde fixe. Le flux d'électrons est orienté dans la même direction que la vitesse de phase (k) : augmentation de la fréquence de l'onde.

Imaginons une expérience où l'on puisse sélectionner de manière précise le vecteur d'onde \vec{k}_0 d'une onde de spin (par exemple avec une antenne à onde de spin d'extension infinie, cf chapitre 4). Consid rions une onde de spin de vecteur d'onde $\vec{k}_0 = k_0 \vec{u}_x$ se propageant dans la direction x dans un métal ferromagnétique dans lequel on injecte un courant continu ($\vec{j}_c = j_c \vec{u}_x$) parallèlement à la direction de propagation l'onde de spin. On note ω_0 la fréquence de l'onde

spin en l'absence de courant I_{dc} .

On se retrouve alors dans le cas de figure où un courant d'électrons traverse une configuration inhomogène (et périodique) de l'aimantation (i.e l'onde de spin). Conformément à l'équation (2.19), les électrons de conduction engendrent un couple de transfert de spin Γ_{STT} sur l'aimantation locale. Selon le signe du courant, ce couple s'oppose ou renforce la variation spatiale de l'aimantation. Si le flux d'électrons va dans la même direction que l'onde de spin ($j_c < 0$) comme on l'a représenté sur la figure (3.1), le couple de transfert de spin ira dans la même direction que le couple de précession, conformément à la variation d'aimantation donnée par l'onde de spin. Par conséquent, la fréquence des ondes de spin de vecteur d'onde \vec{k}_0 sera augmentée. Inversement si le flux d'électrons est contraire à la propagation, la fréquence ω_0 sera diminuée.

On peut retrouver cet effet de manière simple en assimilant l'effet du courant

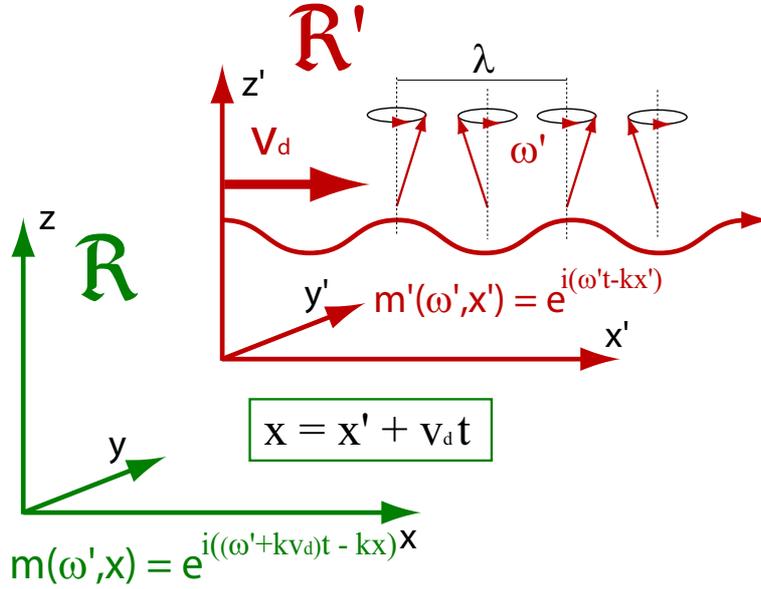


FIG. 3.2 – Illustration du décalage Doppler induit dans le cas d'une dérive globale du système électronique.

électrique à une dérive globale des électrons à la vitesse $\vec{v}_{d,eff}$ [63]. Dans le référentiel \mathcal{R}' lié à ce mouvement de dérive (figure 3.2), l'onde de spin s'écrit :

$$\vec{m}'(x') = \vec{m}_0 e^{i(\omega_0 t - k_0 x')} \quad (3.2)$$

Dans le référentiel \mathcal{R} du laboratoire, $x = x' + v_{d,eff} t$, et l'onde de spin s'écrit :

$$\vec{m}(x) = \vec{m}_0 e^{i(\omega_0 t - k_0 x + k_0 v_{d,eff} t)} \quad (3.3)$$

d'où une fréquence apparente $\omega = \omega_0 + k_0 v_{d,eff}$. On retrouve un décalage en fréquence de type "Doppler" :

$$\delta\omega_{Doppler} = \vec{k}_0 \cdot \vec{v}_{d,eff} \quad (3.4)$$

En réalité, l'effet du courant est beaucoup plus complexe qu'une simple dérive de électrons. Néanmoins, comme on le verra au §3.2.1, l'équation 3.4 peut être utilisée à condition de prendre en compte la polarisation du système d'électrons dans l'expression de la vitesse effective $\vec{v}_{d,eff}$. En fonction des densités de courant électrique dépendantes du spin j_{\uparrow} et j_{\downarrow} définis au §2.3.2.3 et des densités électroniques totales des deux populations de spin n_{\uparrow} et n_{\downarrow} , $\vec{v}_{d,eff}$ s'écrit :

$$\vec{v}_{d,eff} = \frac{\vec{j}_{\uparrow} - \vec{j}_{\downarrow}}{(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})e} = -\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}'} \frac{\vec{j}_c}{en} \quad (3.5)$$

On a utilisé la polarisation en spin du courant \mathcal{P} et la polarisation \mathcal{P}' de la densité totale d'électrons n : $M_s = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) \mu_B = \mathcal{P}' n \mu_B$.

L'expression 3.4 est la signature d'un effet Doppler induit au sens où la fréquence de l'onde est modifiée suite au mouvement additionnel de dérive des porteurs de l'onde sous l'effet du courant.

Il ne doit toutefois pas être confondu avec un décalage Doppler conventionnel, étant donné que l'on n'a pas au sens propre un déplacement relatif entre l'émission et la réception de l'onde. Notons par ailleurs qu'un effet Doppler d'onde de spin conventionnel a déjà été observé par le groupe de Stancil et al dans des films de YIG (Yttrium Iron Garnet) [61], en plaçant une antenne sur la tranche d'un disque en rotation. Ils ont notamment mis en évidence un effet Doppler [79] inverse pour des ondes de type Backward volume waves (c.f §1.3.2).

Insistons sur le fait que l'effet Doppler induit, que l'on se propose de mettre en évidence, est d'une toute autre nature et fait intervenir le couplage entre les électrons de conduction et l'aimantation d'un métal ferromagnétique.

3.1.2 Déformation de l'onde de spin à fréquence fixe

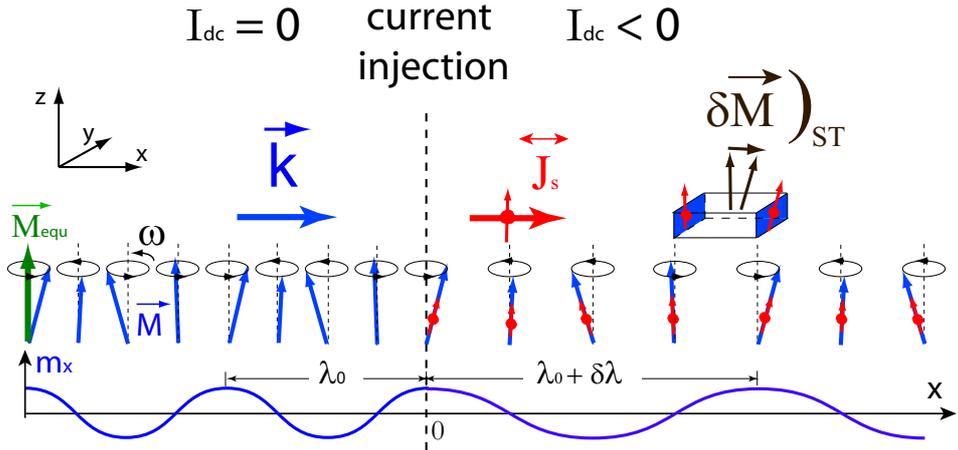


FIG. 3.3 – Schéma explicatif de l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant à fréquence fixe. Le flux d'électrons est orienté dans la même direction que la vitesse de phase (k) : augmentation de la longueur d'onde.

Considérons maintenant le cas d'une excitation locale, inhomogène, entretenue à fréquence fixe ω_0 dans un film à la fois ferromagnétique et métallique. A l'aide d'un dispositif d'antennes (c.f chapitre 4), on excite (et se couple à) des ondes de spin propagatives centrées autour du vecteur d'onde k_0 avec une certaine largeur spectrale. Comme précédemment, on pose x la direction de propagation de l'onde de spin.

Imaginons ensuite comme on l'a représenté sur la figure (3.3) que l'onde arrive au point $x = x_0$ dans une zone où circule un courant continu $\vec{j}_c = j_c \vec{u}_x$ négatif tel que le flux d'électrons aille dans la même direction que la propagation de l'onde de spin (i.e $\vec{k}_0 \cdot \vec{v}_{d,eff} > 0$). A nouveau, en $x > x_0$, on retrouve le cas de figure d'un courant d'électrons circulant à travers une configuration inhomogène d'aimantation (i.e l'onde de spin), ce qui engendre un couple de transfert de spin allant dans le même sens que la précession. Mais cette fois, comme l'on travaille à fréquence fixe, le couple Γ_{STT} induit une augmentation de la longueur d'onde $\delta\lambda_{Doppler}$.

Dans notre approche d'une dérive effective des porteurs de l'onde à la vitesse $\vec{v}_{d,eff}$, la déformation de l'onde s'apparenterait en quelque sorte à celle d'une vague subitement prise dans un courant ou d'une onde sonore prise dans un courant d'air. Dans l'hypothèse d'une faible déformation, on suppose la vitesse de groupe constante sur la plage de longueur d'onde $[\lambda_0.. \lambda_0 + \delta\lambda]$ et la déformation de l'onde dans le milieu où circule le courant s'écrit :

$$\delta\lambda_{Doppler} = v_{d,eff} \frac{2\pi}{\omega} \quad (3.6)$$

Ainsi, lorsque la vitesse de dérive est positive (i.e $\vec{k}_0 \cdot \vec{v}_{d,eff} > 0$), l'onde de spin sera dilatée; et inversement lorsque $v_{d,eff} < 0$ (i.e $\vec{k}_0 \cdot \vec{v}_{d,eff} < 0$), l'onde sera contractée.

3.1.3 Résumé de l'approche qualitative

L'effet Doppler induit tel qu'on l'a décrit correspond à un décalage de la relation de dispersion ($\omega(k)$). Comme on l'a vu avec l'équation Eq.(3.3), c'est la phase de l'onde de spin qui est modifiée sous l'effet du courant, ce qui se traduit soit par une modification de la fréquence de l'onde de spin $\delta\omega_{Doppler}$ si l'on travaille à vecteur d'onde fixe, soit par une déformation de l'onde $\delta\lambda_{Doppler}$ si l'on travaille à fréquence fixe.

Le cas peu banal de l'onde Backward, pour lequel l'effet serait tout simplement inversé, mérite d'être évoqué. Avec un dispositif de transduction d'onde de spin (c.f antennes à onde de spin, partie expérimentale), la direction de propagation de l'onde, au sens de l'énergie contenue dans l'onde, est la direction qui va de l'antenne émettrice vers l'antenne réceptrice. Or dans le cas contre-intuitif de l'onde Backward, la vitesse de groupe (propagation de l'énergie) est tout simplement opposée à la vitesse de phase donnée par le vecteur d'onde \vec{k} . Selon la relation (3.4), l'effet observé de décalage en fréquence sera tout comme dans l'expérience de Stancil [79], un effet Doppler inversé par rapport à celui d'une onde forward.

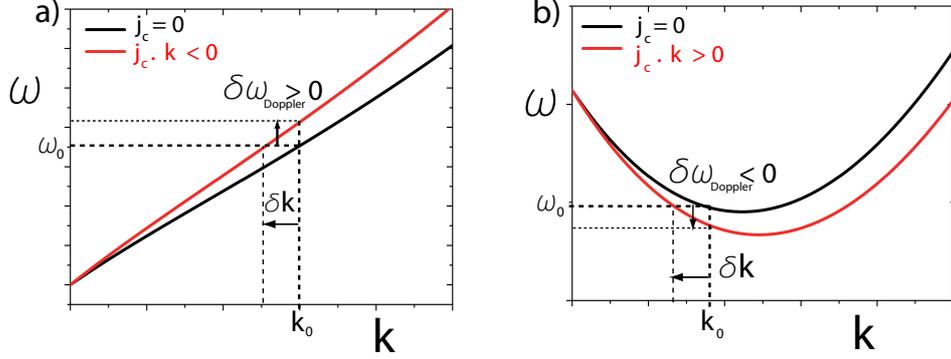


FIG. 3.4 – Modification de la relation de dispersion sous l'influence d'un courant continu pour une polarisation $P > 0$ et pour une propagation de l'énergie sans le même sens que le flux d'électrons ($v_g \cdot j_c < 0$ dans les deux cas). a) Cas du mode forward volume wave (MsFVW) ($k \cdot j_c < 0 \rightarrow \delta\omega_{Doppler} > 0$). b) Cas du mode backward volume wave (MsBVW) ($k \cdot j_c > 0$), l'effet est inversé par rapport à celui d'une onde forward.

3.2 Modifications du spectre d'onde de spin par transfert de spin

On cherche maintenant à comprendre plus en détail, par l'approche du transfert de spin, les modifications d'un spectre d'onde de spin sous l'effet d'un courant continu. On résout pour cela l'équation du mouvement de l'aimantation (LLG) modifiée par les termes adiabatique et non-adiabatique de transfert de spin définis précédemment Eq.(2.33) et Eq.(2.13) :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \mu_0 \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - u \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} + \beta u \frac{\vec{M}}{M_s} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \quad (3.7)$$

où l'on suppose que le courant est dirigé suivant \vec{u}_x et où l'on a posé $u = -\mathcal{P} \frac{\mu_B j_c}{e M_s}$ conformément à la notation la plus courante [85]. Notons que u est l'équivalent de notre vitesse de dérive effective $v_{d,eff}$ (Eq.3.5).

En considérant le cas d'une onde plane et une précession à faible angle ($m(x,t) = m_0 e^{i(\omega t - kx)}$), on linéarise ensuite l'équation du mouvement en reprenant les notations du chapitre 1 ($\vec{M} = \vec{M}_{equ} + \vec{m}$ et $\vec{H} = \vec{H}_{equ} + \vec{h}$, c.f §1.2.1.2) :

$$i\omega \vec{m} = -\gamma (\vec{m} \times \mu_0 \vec{H}_{equ} + \vec{M}_{equ} \times \mu_0 \vec{h}) + \frac{i\omega\alpha}{M_s} \vec{M}_{equ} \times \vec{m} + i k u \vec{m} - i k \beta u \frac{\vec{M}_{equ}}{M_s} \times \vec{m} \quad (3.8)$$

On remarque alors que les termes de transfert de spin adiabatique et non-adiabatique conduisent respectivement aux substitutions suivantes :

$$\begin{aligned} \Gamma_{adia} &\Rightarrow \omega_{res} \rightarrow \omega_{res} + \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} \\ \Gamma_{non-adia} &\Rightarrow \alpha \rightarrow \alpha - \frac{\beta \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}}{\omega} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Autrement dit, la fréquence et l'amortissement sont renormalisés en présence de transfert de spin. On observe ainsi deux effets distincts sur les modes propres de propagation qui dépendent du signe du produit $\mathbf{u} \cdot \mathbf{k}$ (figure 3.5) :

- ◇ une modification de la fréquence de l'onde de spin ("ce qui se passait à ω en l'absence de transfert de spin se passe à $\omega + uk$ en présence de transfert de spin"),
- ◇ ainsi qu'une modification de l'atténuation de l'onde.

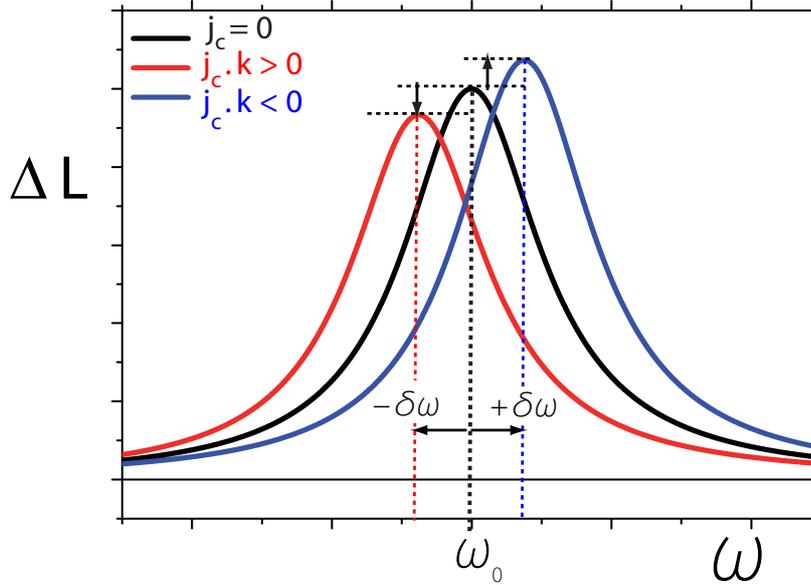


FIG. 3.5 – Courbes schématiques décrivant la modification du spectre d'onde de spin : (bleue et (resp. rouge)) Décalage en fréquence pour un flux d'électron dans la même (resp. opposée) direction que la vitesse de phase, avec diminution (resp. augmentation) de l'atténuation.

3.2.1 Décalage en fréquence induit par le terme de transfert de spin adiabatique

Le premier effet dû au seul terme adiabatique et qu'on avait précédemment prévu dans l'approche qualitative consiste simplement en un décalage constant de la relation de dispersion (cf figure 3.5) :

$$\delta\omega_{Doppler} = -\mathcal{P} \frac{\mu_B}{e M_s} \vec{j}_c \cdot \vec{k} \quad (3.10)$$

Sous l'effet d'un courant continu, on s'attend à observer un décalage en fréquence des spectres d'ondes de spin. Ce décalage est proportionnel au produit de la densité de courant \vec{j}_c par le vecteur d'onde \vec{k} et son signe dépend de leur orientation relative. Pour un courant négatif, c.a.d un flux d'électrons allant dans la même direction que la propagation de l'onde selon les notations de la figure (3.3), le décalage se fera vers les plus hautes fréquences si la polarisation

en spin du courant est positive ($\mathcal{P} > 0$).

En considérant des paramètres expérimentaux raisonnables, ($\mathcal{P} = 1$, $\mu_0 M_s = 1 T$, $j_c = -10^{11} A.m^{-2}$ et $k = 8 \mu m^{-1}$), on obtient un décalage en fréquence $\frac{\delta\omega}{2\pi} = +9 MHz$, alors que les fréquences des ondes de spin se situent dans le GHz. L'effet de décalage en fréquence des spectres d'ondes de spin est donc relativement faible : $\frac{\delta\omega_{Doppler}}{\omega} \simeq 10^{-3}$. Pour le mesurer, il faudra combiner des hauts vecteurs d'onde, des fortes densités de courant et une grande résolution en fréquence.

Par ailleurs, conformément à la relation (3.10), la mesure de l'effet Doppler induit nous donne directement la valeur du degré de polarisation en spin du courant \mathcal{P} dans le volume même du matériau. On rappelle que ce paramètre de polarisation Eq.(2.31) contient, en quelque sorte, toute l'information du transport dépendant du spin dans le matériau. Par conséquent, la mesure de l'effet Doppler d'onde de spin constitue une manière alternative d'étudier le transport polarisé en spin dans la matière. Et c'est là, la perspective première de notre expérience.

3.2.2 Modification de l'atténuation de l'onde de spin

Le deuxième effet du courant qui provient à la fois des termes non-adiabatique et adiabatique, concerne l'atténuation de l'onde de spin. D'une part, le terme non-adiabatique induit une renormalisation du coefficient d'amortissement de Gilbert Eq.(3.9) proportionnelle au décalage relatif en fréquence $\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}}{\omega}$ et au degré de non-adiabaticité β . Et d'autre part, le décalage en fréquence se traduit comme une variation de la vitesse de groupe égale à $\frac{\delta\omega}{k} = u$, ce qui entraîne donc une modification de la longueur d'atténuation selon la définition Eq.(1.82) ($L_{att} = v_g T_2$ et $T_2 = 1/\alpha\omega$ pour le cas du mode forward). Écrivons la longueur d'atténuation modifiée L_{att}^{ST} en présence de transfert de spin :

$$L_{att}^{ST} = \frac{v_g^0 + u}{\left(\alpha - \frac{\beta \mathbf{k}\cdot\mathbf{u}}{\omega_{res} + \mathbf{k}\cdot\mathbf{u}}\right)(\omega_{res} + \mathbf{k}\cdot\mathbf{u})} \quad (3.11)$$

v_g^0 désigne la vitesse de groupe en l'absence de transfert de spin ($\mathbf{u} = 0$). Un développement limité au premier ordre en $\frac{\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}}{\omega_{res}}$ conduit à une expression approchée suivante pour la longueur d'atténuation :

$$L_{att}^{ST}(\omega) = \frac{v_g^0}{\alpha\omega_{res}} + \frac{u}{\alpha\omega_{res}} + \frac{\beta - \alpha}{(\alpha\omega_{res})^2} v_g^0 \mathbf{k}\cdot\mathbf{u} + \mathcal{O}\left(\left(\frac{\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}}{\omega_{res}}\right)^2\right) \quad (3.12)$$

Le premier terme de Eq.(3.12) correspond à la longueur d'atténuation L_{att}^0 en l'absence de courant ($u = 0$), le second terme ($\frac{u}{\alpha\omega_{res}}$) provient directement de la modification de la vitesse de groupe due à l'effet Doppler et le troisième terme proportionnel à $(\beta - \alpha)$ résulte à la fois des couples de transfert de spin adiabatique et non-adiabatique.

On constate alors que ce troisième terme dépend du signe de $(\beta - \alpha)$:

- Si $\beta > \alpha$, la longueur d'atténuation sera augmentée pour une onde se propageant dans la même direction que le courant d'électrons, c'est à dire que l'onde se propagera mieux.
- Si $\beta = \alpha$, on est dans le cas d'une invariance galiléenne, le système électronique dérive simplement à la vitesse u et l'atténuation supplémentaire est simplement due à la modification de la vitesse de groupe.
- Enfin, si $\beta < \alpha$, les variations d'atténuation dues aux termes adiabatique et non-adiabatique vont dans des sens opposés.

Le rapport du troisième terme ($\delta L_{att}^{(\beta-\alpha)}$) sur le deuxième terme (δL_{att}^u : provenant de la modification de v_g) est proportionnel au produit du vecteur d'onde par la longueur d'atténuation et s'écrit $\frac{\delta L_{att}^{(\beta-\alpha)}}{\delta L_{att}^u} = \frac{\beta-\alpha}{\alpha} \frac{v_g^0 k}{\omega_H} = (\beta - \alpha) L_{att}^0 k$. Pour des paramètres usuels correspondant à notre expérience, c'est à dire $\alpha = 10^{-2}$, $\beta \simeq 2\alpha$ [31], $k = 8 \mu m^{-1}$, $v_g = 0.7 \mu m.ns^{-1}$, $\frac{\omega}{2\pi} = 5 GHz$ et $\mathcal{P} = 1$, on trouve un rapport $\frac{\delta L_{att}^{(\beta-\alpha)}}{\delta L_{att}^u} \simeq 0.1$. Par conséquent, l'influence du terme non-adiabatique sur la modification de l'atténuation apparaît négligeable dans le cadre de cette thèse. En fait, comme on le verra par la suite, notre méthode de mesure n'est pas encore suffisamment stable en amplitude pour nous permettre de mesurer précisément les atténuations propagatives. Pour ces mêmes valeurs de paramètres expérimentaux, la variation relative de longueur d'atténuation $\frac{\delta L_{att}^u}{L_{att}^0} = \frac{u}{v_g^0} \simeq 10^{-2}$ est relativement faible.

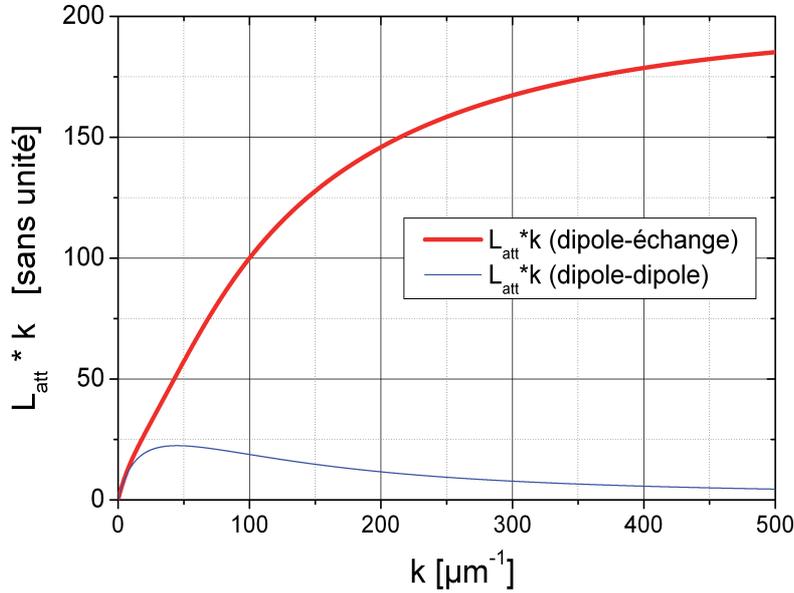


FIG. 3.6 – Dépendance en vecteur d'onde du produit $L_{att}.k$ pour une onde MsFVW.

Par ailleurs, on a reporté sur la figure (3.6) la dépendance en vecteur d'onde du produit $L_{att}.k$, qui représente l'évolution du rapport $\frac{\delta L_{att}^{(\beta-\alpha)}}{\delta L_{att}^u}$ avec le vec-

teur d'onde de l'onde de spin. Le produit $L_{att} \cdot k$ est monotone et croissant, et il converge aux grands vecteurs d'onde (régime purement "échange") vers la valeur $\frac{2}{\alpha}$. En particulier, pour des vecteurs d'onde de l'ordre de $100 \mu m^{-1}$ et pour $(\beta - \alpha = 0.01)$, $\frac{\delta L_{att}^{(\beta-\alpha)}}{\delta L_{att}^0} \simeq 1$ et l'atténuation due au couple de transfert de spin non-adiabatique devient comparable à celle due à la modification de la vitesse de groupe.

En conclusion, il serait intéressant de pousser les recherches vers l'observation d'effets non-adiabatiques en augmentant au maximum le vecteur d'onde et en améliorant la stabilité de l'expérience.

Comme on l'a vu au chapitre précédent, dans le cas d'une spirale de spin infini, et plus généralement pour une variation continue, sans irrégularité (points anguleux) et périodique de l'aimantation, Stiles et al. prévoient que le courant de spin est purement adiabatique [84] quelle que soit l'extension des variations de l'aimantation. Et par conséquent, l'onde de spin, en raison de son harmonicité, devrait se coupler de manière adiabatique au courant de spin.

Deuxième partie

Réalisation expérimentale

Chapitre 4

Spectroscopie d'ondes de spin

Nous présentons dans ce chapitre la technique de spectroscopie d'ondes de spin propagatives que l'on a retenue pour exciter et détecter des ondes de spin dans un ruban. Nous détaillerons ensuite le principe de cette technique en proposant un modèle d'électromagnétisme pour décrire la transduction d'onde de spin.

4.1 Spectroscopie d'ondes de spin à micro-antennes

La spectroscopie d'ondes de spin à micro-antennes dans les films de YIG (Grenat d'Yttrium) a été largement explorée dès l'époque de la guerre froide notamment pour le développement des radars. Initialement introduite par l'expérience de Brundle et Freedmann [19], cette technique qui repose sur le couplage inductif entre un conducteur et un film ferromagnétique n'a cessé de se développer en suggérant de nombreuses applications pour le traitement du signal directement dans les hyperfréquences [89].

On a représenté sur la figure 4.1 le principe de fonctionnement de cette technique que l'on a un peu adaptée pour notre expérience. Le dispositif consiste en une paire de guides d'onde coplanaires identiques, disposés au-dessus d'un ruban ferromagnétique. Ces guides d'ondes sont court-circuités à leurs extrémités. Sur la figure 4.1 n'est représentée qu'une partie de l'antenne ; il faut voir en réalité ce guide d'onde comme étant replié en plusieurs "méandres". Dans ce contexte, ces guides d'ondes seront appelés des antennes à ondes de spin.

Lorsqu'on injecte un signal hyperfréquence dans l'une des antennes, le courant qui circule dans le conducteur crée un champ magnétique fortement inhomogène ($h(\omega, k)$ sur la figure (4.1)), en raison de la forme en méandres de l'antenne. Ce champ magnétique oscillant excite des ondes de spin dans le film magnétique dont la longueur d'onde correspond à la périodicité spatiale de l'excitation [16], c'est à dire typiquement l'espacement entre deux brins latéraux du guide d'onde. L'onde ainsi excitée se propage dans le ruban et engendre, lors de son passage à proximité de la deuxième antenne, une variation de flux magnétique, ce qui se traduit par une tension induite aux bornes du deuxième guide d'onde. On mesure le rapport entre ce flux induit et le courant injecté, qui constitue l'inductance mutuelle, notée ΔL_{21} . On obtient ainsi un dispositif de transduction (émission-réception) d'onde de spin en mesurant la variation d'inductance mu-

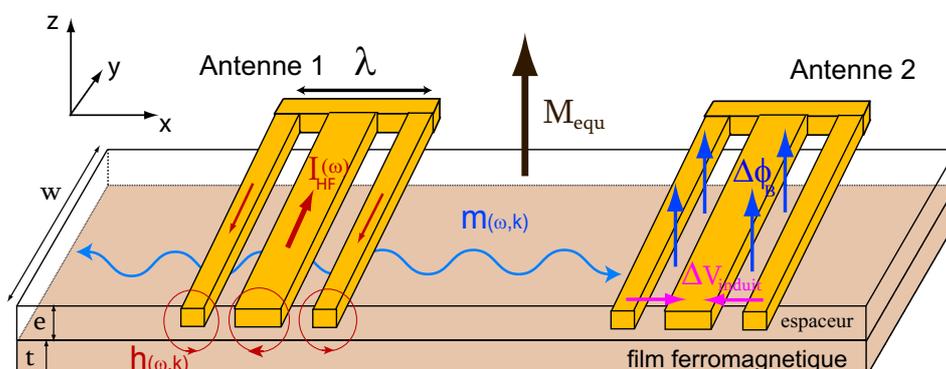


FIG. 4.1 – Schéma de notre dispositif de spectroscopie d'ondes de spin à micro-antennes.

tuelle ΔL_{21} entre les deux antennes. Notons que l'on peut mesurer de la même manière la variation d'auto-inductance ΔL_{11} aux bornes de l'antenne où l'on a émis l'onde de spin.

La faisabilité de notre expérience Doppler dépend certes de la résolution en fréquence de l'appareil que l'on utilise, mais surtout de la sensibilité de la mesure (seuil d'amplitude du signal), qui dépend elle des dimensions du dispositif. Les analyseurs modernes fonctionnent avec des bandes passantes de coupure ("IF Bandwidth") allant jusqu'à 1Hz, de sorte que l'on ne sera pas limité par la résolution en fréquence. En revanche, le décalage en fréquence que l'on désire observer exige d'après les estimations du § 3.2, de fortes densités de courant (10^{11} A.m^{-1}) et des vecteurs élevés ($k \geq \mu\text{m}^{-1}$). Cela nous impose d'une part de travailler avec des rubans fins ($t \sim 10 \text{ nm}$) et étroits ($w \sim \mu\text{m}$) et d'autre part de pousser les dimensions des antennes aux limites de la nano-fabrication. Typiquement, exciter des longueurs d'onde de l'ordre de 800 nm, requiert un réseau de lignes de 200 nm de large et espacées de 200 nm, ce qui en soit constitue déjà une petite difficulté. Ces exigences de dimensionnement du dispositif nous rapprochent rapidement des limites de sensibilité de la technique, et une étude prévisionnelle s'impose pour optimiser notamment la distance D entre les antennes et l'espacement h avec le film magnétique. On présentera pour cela un calcul complet d'électromagnétisme pour modéliser l'expérience.

L'avantage principal de la spectroscopie à micro-antenne est de pouvoir travailler directement avec la phase du signal d'onde de spin, à condition, bien sûr, d'utiliser un analyseur de réseau vectoriel (cf chapitre 6 §6.3.2). On bénéficie, de cette manière, d'une finesse supplémentaire pour détecter un effet Doppler d'onde de spin induit en comparant la phase du signal ΔL_{12} (émis par l'antenne 2 et détecté par l'antenne 1) à celle de ΔL_{21} (émis par l'antenne 1 et détecté par l'antenne 2). De cette façon, on comparera deux ondes se propageant en sens contraire, qui subiront donc à courant donné des effets opposés.

On notera finalement que l'effet recherché pourrait en principe être observé

également dans le régime temporel à l'aide de la technique de magnéto-optique résolue en temps [37]. Cependant, l'observation d'un décalage en fréquence d'une dizaine de MHz sur un signal de 10 GHz requiert une précision temporelle meilleure que $\delta t \simeq 2\pi \frac{\delta\omega_{Doppler}}{\omega^2} = 100 \text{ fs}$. Ce qui paraît difficilement réalisable avec les impulsions laser de 100 fs couramment utilisées.

De plus, on est limité en résolution spatiale par la taille du faisceau de sonde que l'on peut difficilement focaliser en dessous de sa longueur d'onde ($\lambda_{sonde} \simeq \mu\text{m}$). Par conséquent, on peut difficilement sonder des ondes de spin dont la longueur d'onde est inférieure au diamètre du faisceau.

4.2 Modèle de la transduction d'ondes de spin

4.2.1 Position du problème

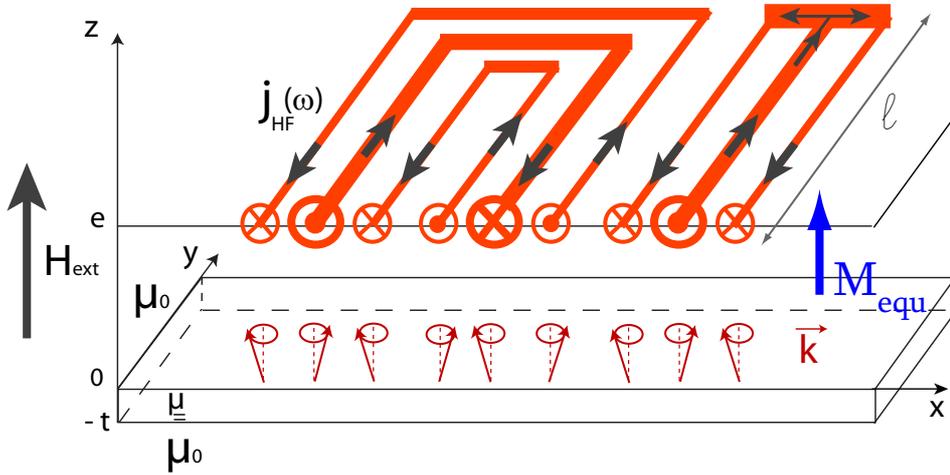


FIG. 4.2 – Schéma pour la modélisation de la transduction d'onde de spin.

On présente ici un calcul complet d'électromagnétisme, qui s'inspire de la formulation de Emtage [33], pour modéliser la transduction d'ondes de spin dans le cadre d'une expérience de spectroscopie à micro-antennes. On aura ainsi une bonne estimation des niveaux de mesure de l'inductance que l'on comparera ultérieurement au seuil de détection de l'analyseur. Ce calcul se décompose en trois étapes principales qui suivent tout simplement le principe de la technique que l'on vient de décrire (§4.1). Il a l'agréable avantage de se comprendre simplement en s'inspirant des solutions du potentiel magnéto-statique dans la couche magnétique (cf Eq.(1.49)).

On a schématisé sur la figure 4.2 la géométrie du calcul. On assimilera l'antenne à une nappe de courant (épaisseur infinitésimale). Cette hypothèse constitue la limitation principale du calcul, puisque dans la réalité, l'épaisseur des antennes $t_{antenne}$ est significative par rapport aux autres dimensions (cf chapitre 5). Néanmoins, cette hypothèse est essentielle pour que le calcul reste abordable. Les étapes du calcul sont les suivantes. Premièrement, connaissant la distribution de courant $j(x, \omega)$ dans l'antenne émettrice, il s'agit d'exprimer le champ

excitateur $h(x, \omega)$ qui en résulte. Deuxièmement, on écrit la réponse magnétique du film $m(x, \omega)$ à cette excitation. Et troisièmement, on calcule le champ électrique induit dans l'antenne réceptrice $E(x, \omega)$ dû à la fois au passage de l'onde de spin à proximité de l'antenne, mais également au couplage électromagnétique direct (champ rayonné dans l'antenne). Enfin on exprime l'inductance de l'antenne réceptrice à partir de la puissance complexe totale P_{totale} .

Explicitons cette dernière étape. Pour une mesure en réflexion, où l'émission et la détection s'effectuent sur la même antenne, l'auto-inductance totale s'écrit :

$$L_{11}(\omega) = \frac{V}{i\omega I} = \frac{P_{totale}}{i\omega I^2} = \frac{1}{i\omega I^2} \int \int \int_{antenne} dV E_y(x, \omega) j_y(x, \omega) \quad (4.1)$$

où I est la valeur du courant injecté dans l'antenne. On suppose l'antenne infiniment fine (nappe de courant) et étendue selon y (pas de dépendance en y), ce qui nous amène à travailler avec une inductance linéique, qui s'écrit :

$$\mathcal{L}_{11}(\omega) = \frac{L_{11}(\omega)}{l} = \frac{1}{i\omega I^2} \int dx E_y(x, \omega) j_\varepsilon(x, \omega) \quad (4.2)$$

où $j_\varepsilon(x, \omega) = t_{antenne} j(x, \omega)$ est la densité linéique de courant.

Selon le théorème de Parseval ("l'énergie totale d'un système ne dépend pas de la représentation choisie"), on peut réécrire l'inductance linéique $\mathcal{L}_{11}(\omega)$ en intégrant dans l'espace réciproque :

$$\mathcal{L}_{11}(\omega) = \frac{1}{i\omega I^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \tilde{E}_y(k, \omega) \tilde{j}_y(k, \omega) \quad (4.3)$$

où $\tilde{j}_y(k, \omega)$ est la transformée de Fourier de la distribution de courant.

Pour une mesure en transmission, où l'excitation s'effectue sur l'antenne 1 et la transmission sur l'antenne 2 par exemple, l'inductance mutuelle s'écrit simplement en introduisant un terme de déphasage (e^{-ikD}) dû à la distance D entre les antennes :

$$\mathcal{L}_{21}(\omega) = \frac{1}{i\omega I^2} \int_0^{+\infty} dk \tilde{E}_y(k, \omega) \tilde{j}_y(k, \omega) e^{-ikD} \quad (4.4)$$

L'intégration ne s'effectue plus que pour une direction de propagation (ex : $k > 0$ pour Eq.(4.4)). Dans les notations de la figure 4.1, $k > 0$ correspond à une propagation de l'antenne 1 vers l'antenne 2.

À l'aide des trois étapes décrites ci-dessus, on pourra expliciter $\tilde{E}_y(k, \omega)$ et $\tilde{j}_y(k, \omega)$. Il s'agira ensuite d'intégrer numériquement les expressions Eq.(4.3) et Eq.(4.4) pour déterminer la matrice d'inductance.

4.2.2 Expression des inductances L_{11} et L_{21}

L'absence de courant dans les demi-espaces supérieur et inférieur de l'antenne, qui dans le cadre de l'approximation magnétostatique implique $\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{H}) = \overrightarrow{0}$, nous permet de travailler avec le potentiel magnétostatique $\phi(x, y, z)$ défini par l'équation (1.40). On exprimera alors le champ $\overrightarrow{h}(x, y, z)$ et l'induction $\overrightarrow{b}(x, y, z)$ à partir du potentiel $\phi(x, y, z)$ correspondant au mode d'onde de spin excité. En revanche $\phi(x, y, z)$ n'est plus défini au niveau de l'antenne ($j(z=e) \neq 0$) et il faut exprimer la discontinuité de champ en $z=e$ en fonction du courant qui circule dans l'antenne.

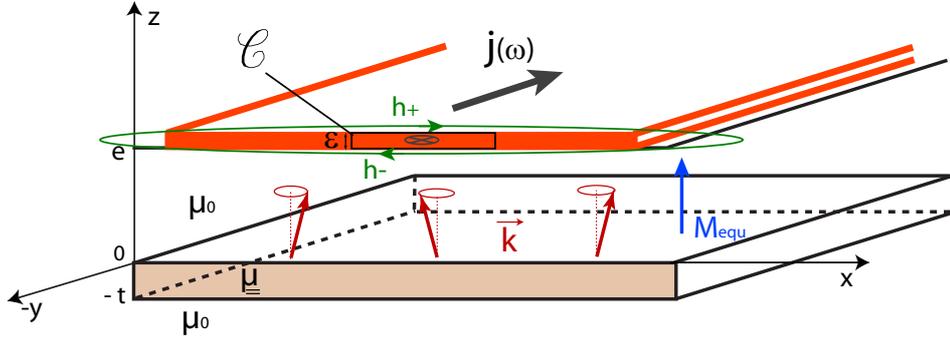


FIG. 4.3 – Schéma explicatif pour le calcul de la relation "champ-courant".

4.2.2.1 Étape 1 : relation champ-courant

La première étape consiste à exprimer la discontinuité de champ au passage de la nappe de courant que représente l'antenne. Il s'agit simplement d'intégrer l'équation de "Maxwell-Ampère" - $\text{rot}(\vec{h}) = \vec{j}$ - sur la surface orientée par le contour \mathcal{C} d'une petite section de l'antenne (figure 4.3). On utilise ensuite le théorème de Stokes pour se ramener à une intégration sur le contour \mathcal{C} en supposant l'épaisseur ε du conducteur infiniment mince.

$$\int \int_{S(\mathcal{C})} \text{rot}(\vec{h}) \cdot d\vec{S} = \int \int_{S(\mathcal{C})} \vec{j}(x, \omega) \cdot d\vec{S} \quad \text{Th. Stokes} \quad \oint_{\mathcal{C}} \vec{h} \cdot d\vec{l} = j_{\varepsilon}(x, \omega) \varepsilon l \quad (4.5)$$

où l représente ici la largeur de la section considérée. On obtient ainsi la première relation qui lie le champ exciteur $h(x, \omega)$ à la densité linéique de courant $j_{\varepsilon}(x, \omega)$:

$$h_x^+(x, \omega) - h_x^-(x, \omega) = j_{\varepsilon}(x, \omega) \quad (4.6)$$

où h_x^+ (resp. h_x^-) désigne la valeur du champ sur la surface supérieure $z \rightarrow e^+$ (resp. inférieure, $z \rightarrow e^-$).

4.2.2.2 Étape 2 : Réponse magnétique du film

En quelque sorte, la réponse magnétique $\vec{b}(x, y, z)$ est déjà donnée par l'expression du potentiel magnétostatique : $\vec{b}(x, y, z) = -(\mathbb{I}d + \underline{\chi}) \vec{\nabla} \phi(x, y, z)$. Il nous faut ici relier l'induction magnétique \vec{b} au courant d'excitation dans l'antenne. On introduit pour cela comme dans l'article initial d'Emtage [33], une grandeur sans dimension, μ_s , que l'on appelle perméabilité de surface et qui simplifiera les expressions. Elle se définit comme la limite en $z = z_0$ du rapport de l'induction transverse $b_z(x, z)$ par le champ de pompage dans le plan $h_x(x, z)$:

$$\mu_s(x, z, \omega) = \lim_{z \rightarrow z_0} -i \frac{b_z(x, z, \omega)}{\mu_0 h_x(x, z, \omega)} \quad (4.7)$$

La relation (4.6) de discontinuité du champ au niveau de l'antenne, se réécrit alors simplement avec les limites supérieure (μ_s^+ en $z = e^+$) et inférieure (μ_s^- en $z = e^-$) de la perméabilité de surface de part et d'autre de l'antenne :

$$\mu_0 \tilde{j}_\epsilon(x, \omega) = i b_z(x, e) \left(\frac{1}{\mu_s^+} - \frac{1}{\mu_s^-} \right) \quad (4.8)$$

Les milieux situés en $z > e$ et $z < -t$ étant diélectriques, leur perméabilité est prise égale à μ_0 . De plus, les solutions de l'équation (1.49) de la magnétostatique décroissent exponentiellement vers zéro ($\phi \propto e^{-|kz|} e^{ikx}$). Par conséquent, dans ces zones, $h_x^{\pm\infty} = ik\phi$, $b_z^{\pm\infty} = \mp |k| \mu_0 \phi$ et la perméabilité de surface à l'infini s'écrit donc :

$$\mu_s^{\pm\infty} = -i \frac{b_z}{\mu_0 h_x} = \pm \frac{|k|}{k} \quad (4.9)$$

Pour une onde se propageant de l'antenne 1 vers l'antenne 2 ($k > 0$), $\mu_s^{\pm\infty} = \pm 1$ et réciproquement $\mu_s^{\pm\infty} = \mp 1$ pour une onde se propageant de l'antenne 2 vers l'antenne 1.

En utilisant l'expression du potentiel magnétostatique du mode MsFVW définie par Eq.(1.40), on montre [33] que la perméabilité de surface en un point z_1 d'un milieu de perméabilité $(\mathbb{I}d + \underline{\chi})$, connaissant la perméabilité de surface en un autre point z_2 , s'écrit pour le mode MsFVW :

$$\mu_s(z_1) = \frac{\mu_s(z_2) + \frac{(1+\chi) \tanh(\sqrt{1+\chi} k (z_1 - z_2))}{\sqrt{1+\chi}}}{1 + \frac{\mu_s(z_2) \tanh(\sqrt{1+\chi} k (z_1 - z_2))}{\sqrt{1+\chi}}} \quad (4.10)$$

où χ est le terme diagonal de la susceptibilité de Polder défini en Eq.(1.28) et modifié par le terme d'amortissement Eq.(1.77). χ vaut bien entendu zéro pour un milieu non-magnétique.

On utilisera l'expression (4.10) en "cascade" pour calculer successivement $\mu_s(z = 0)$ (milieu magnétique) partir de $\mu_s(z = -t) = \mu_s^{-\infty}$, et puis $\mu_s^-(z = e^-)$ à partir de $\mu_s(z = 0)$ (milieu diélectrique).

4.2.2.3 Étape 3 : Champ électrique induit dans l'antenne réceptrice

Il s'agit enfin d'exprimer la variation du champ électrique $E_y(x)$ dans l'antenne en réponse à la résonance d'onde de spin, d'une part, et au couplage électromagnétique direct, d'autre part. Pour cela, on écrit simplement l'équation de "Maxwell-Faraday" - $\vec{rot}(\vec{E}) = -\frac{d\vec{b}}{dt}$ - pour une onde progressive ($e^{i(\omega t - kx)}$) :

$$-i \vec{k} \wedge \vec{E} = -i \begin{pmatrix} k \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} = -i \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ k E_y \end{pmatrix} = i\omega \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{db_z}{dt} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

qui se réécrit simplement :

$$E_y(x, e, \omega) = -\frac{\omega}{k} b_z(x, e, \omega) \quad (4.12)$$

On en déduit alors la relation de couplage inductif entre l'antenne émettrice, le ruban et l'antenne réceptrice en combinant la relation (4.12) à l'expression (4.8) et que l'on exprime directement dans l'espace réciproque :

$$E_y(k, \omega) = i \frac{\mu_0 \omega}{k} \frac{\tilde{j}_\epsilon(k, \omega)}{\frac{1}{\mu_s^+(k, \omega)} - \frac{1}{\mu_s^-(k, \omega)}} \quad (4.13)$$

On a ainsi explicité le champ électrique induit en fonction de la transformée de Fourier de la densité linéique de courant.

L'expression de l'inductance propre linéique \mathcal{L}_{ii} se réécrit simplement :

$$\mathcal{L}_{ii}(\omega) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{1}{k} \left| \frac{\tilde{j}_\varepsilon(k)}{I} \right|^2 \frac{1}{\frac{1}{\mu_s^+(k,\omega)} - \frac{1}{\mu_s^-(k,\omega)}} \quad (4.14)$$

et celle de l'inductance mutuelle \mathcal{L}_{ij} s'écrit :

$$\mathcal{L}_{ij}(\omega) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^{+\infty} dk \frac{1}{k} \left| \frac{\tilde{j}_\varepsilon(k)}{I} \right|^2 \frac{e^{-ikD}}{\frac{1}{\mu_s^+(k,\omega)} - \frac{1}{\mu_s^-(k,\omega)}} \quad (4.15)$$

Après intégration numérique des relations (4.14) et (4.15), il suffira simplement de les multiplier par la largeur du ruban pour avoir une estimation de l'amplitude de l'inductance.

Avant de présenter les résultats de cette modélisation, il nous reste à discuter du choix de la géométrie des antennes et bien évidemment de donner l'expression de la transformée de Fourier $\tilde{j}_\varepsilon(k, \omega)$ pour une antenne.

4.2.3 Transformée de Fourier d'une antenne

Comme on l'a déjà évoqué précédemment, on désire ce rapprocher au maximum du cas idéal d'une excitation monochromatique. Celle-ci serait obtenue pour une antenne dont la distribution de courant serait parfaitement périodique dans l'espace et qui s'étendrait à l'infini, ce qui est naturellement impossible en pratique.

La géométrie choisie pour les antennes correspond à celle d'un guide d'onde coplanaire (un conducteur central entre deux plans de masse), de manière à ce qu'elle s'adapte à la configuration symétrique des câbles coaxiaux. Nous avons choisi de tracer le conducteur central deux fois plus large que les conducteurs périphériques, de sorte à avoir des densités de courant identiques dans chaque brin de l'antenne. Nous avons ensuite réajusté les espacements entre brins pour que la distribution de courant soit la moins éloignée possible de la sinusoïde.

On a représenté sur la figure 4.4 la distribution de courant dans l'espace réel pour une antenne type de notre expérience. On peut décomposer cette distribution en un motif qui serait répété cinq fois en étant pondéré successivement par +1 et -1. Ce motif, qui comprend un brin du conducteur central avec ses deux conducteurs périphériques, peut être décrit comme la somme de trois fonctions "porte" (créneaux) de signes alternés (figure 4.4 b). La transformée de Fourier de ce motif s'écrit :

$$\tilde{j}_{motif}(k) = TF(j_{motif}(x)) = j_0 \left(l_g \operatorname{sinc}\left(\frac{k l_g}{2}\right) - 2 l_p \cos\left(k \frac{l_g + l_p + l_{01}}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{k l_p}{2}\right) \right) \quad (4.16)$$

où j_0 est la densité de courant circulant dans l'antenne et l_{01} , l_p et l_g sont les dimensions données sur la figure 4.4. Ce motif est translaté de $+L_{motif}$ et $-L_{motif}$ en étant multiplié par -1, et de $+2L_{motif}$ et $-2L_{motif}$ en étant multiplié par +1. La transformée de Fourier de la distribution de courant des antennes s'écrit donc :

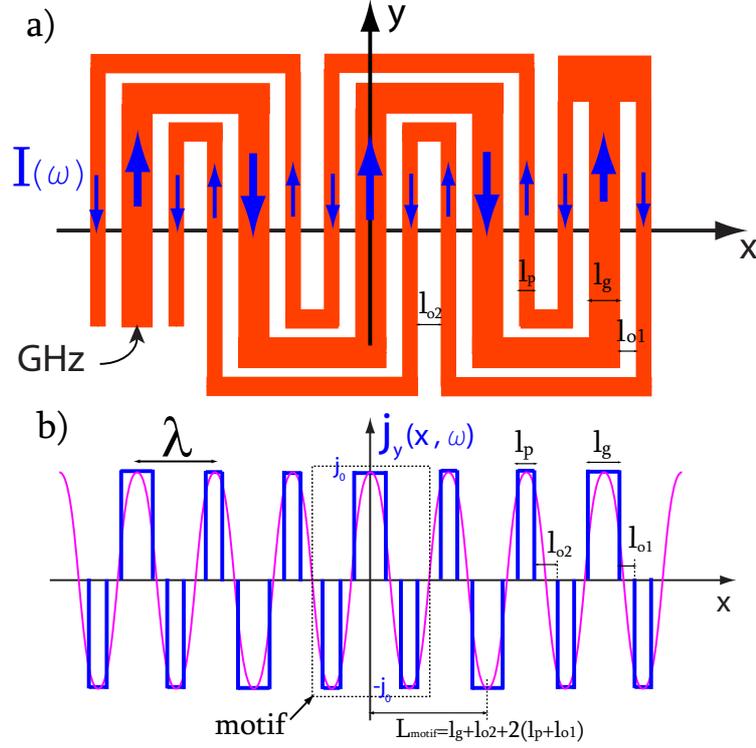


FIG. 4.4 – a) Schéma d'une antenne à onde de spin comportant 5 méandres. b) Distribution de courant correspondante dans l'espace réel.

$$\tilde{j}(k) = TF\{j(x)\} = \tilde{j}_{motif}(k) [1 - 2 \cos(k L_{motif}) + 2 \cos(k 2 L_{motif})] \quad (4.17)$$

L'intégration des expressions (4.14) fait intervenir le carré de la transformée de Fourier normalisée par le courant I injecté dans le conducteur central $|\frac{\tilde{j}(k)}{I}|^2$.

On a donc représenté sur la figure 4.5 le rapport $|\frac{\tilde{j}(k)}{I}|^2$ pour deux antennes de formes et de tailles différentes. Ces courbes s'interprètent directement comme les spectres d'émission d'ondes de spin des antennes. On voit clairement que les spectres de nos antennes ne sont pas monochromatiques.

Pour la première antenne, figure 4.5 a qui comprend cinq méandres et dont les dimensions des brins sont $\{l_p = l_{o1} = 160 \text{ nm}; l_g = 320 \text{ nm}; l_{o2} = 240 \text{ nm}\}$, on distingue un pic principal centré vers $k_1 = 7.8 \mu\text{m}^{-1}$ dont la largeur à mi-hauteur vaut $\Delta k = 0.9 \mu\text{m}^{-1}$ et un pic secondaire environ dix fois moins intense à $k_2 = 2.8 \mu\text{m}^{-1}$ et de largeur équivalente. Il existe également quelques petits pics satellites, environ vingt fois moins intenses, de part et d'autre du pic principal, qui à priori ne devraient pas foncièrement perturber l'excitation du pic principal.

La deuxième forme d'antenne avec laquelle on travaillera ne comprend plus que trois méandres. On a représenté sur la figure 4.5 b la $|\frac{\tilde{j}(k)}{I}|^2$ pour une antenne ayant des dimensions doublées $\{l_p = l_{o1} = 320 \text{ nm}; l_g = 640 \text{ nm}; l_{o2} = 480 \text{ nm}\}$

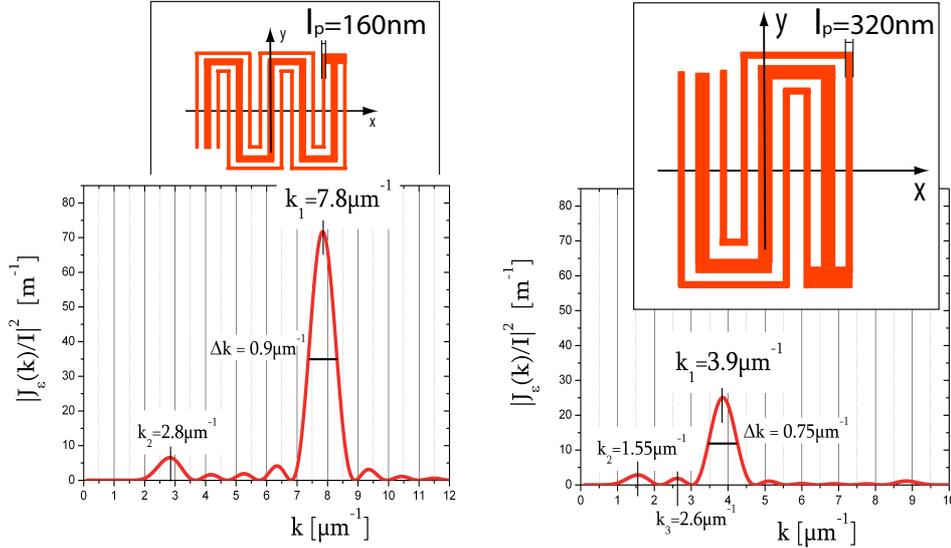


FIG. 4.5 – a) Transformée de Fourier (au carré) de la distribution de courant ($\tilde{j}_\epsilon^2(k)$) d'une antenne de dimensions $\{l_p = l_{o1} = 160 \text{ nm}; l_g = 320 \text{ nm}; l_{o2} = 240 \text{ nm}\}$ et comprenant cinq méandres. b) $\tilde{j}_\epsilon^2(k)$ pour une antenne dont les dimensions sont doublées $\{l_p = l_{o1} = 320 \text{ nm}; l_g = 640 \text{ nm}; l_{o2} = 480 \text{ nm}\}$ et ne comprenant que trois méandres.

par rapport à celle de la figure 4.5 a. Cette fois-ci, on distingue trois pics, le pic principal centré à un vecteur d'onde deux fois plus petit que précédemment $k_1 = 3.9 \mu\text{m}^{-1}$ et dont la largeur à mi-hauteur vaut $\Delta k = 0.75 \mu\text{m}^{-1}$, un deuxième pic, environ 8 fois moins intense, à $k_2 = 1.55 \mu\text{m}^{-1}$ et un troisième pic à $k_3 = 2.6 \mu\text{m}^{-1}$, environ 13 fois moins intense que le principal.

On remarque de plus une nette différence d'intensité entre les pics principaux des deux antennes. Le pic principal d'une antenne à cinq méandres est environ trois fois plus intense qu'une antenne à trois méandres ($72/25 \simeq 2.9$). Ceci se comprend simplement par le fait que l'antenne à 5 méandre présente un plus grand "nombre de périodes" que l'antenne à 3 méandres; 7 périodes pour l'antenne à 5 méandres contre seulement 4 pour l'antenne à 3 méandres. Du coup, l'antenne à 5 méandres est plus proche d'une sinusoïde infinie que celle à 3 méandres et présente donc une distribution plus "piquée", c'est à dire plus intense à énergie égale.

Par la suite, on travaillera avec 4 antennes différentes en variant l'extension (nombres de périodes = 4 ou 7) et la taille des brins (vecteur d'onde principal $k_1 = 3.9$ ou $7.8 \mu\text{m}^{-1}$). On a reporté en annexe A la géométrie des quatre dispositifs d'antennes avec lesquels on travaille, ainsi que les transformées de Fourier des distributions de courant correspondantes.

4.2.4 Simulation des spectres en réflexion et en transmission

On va maintenant présenter quelques résultats de la simulation de l'auto-inductance et de l'inductance mutuelle pour des conditions standard d'expérience afin d'obtenir une estimation des niveaux d'intensité du signal d'onde de spin. Tous les spectres simulés que l'on présente maintenant ont été obtenus en prenant comme paramètre $\alpha = 0.01$, $\mu_0 M_s = 0.9 T$ (valeurs raisonnables pour du permalloy), $\mu_0 H_{equ} = \mu_0(H_{ext} - M_{equ}) = 0.2 T$, $\gamma = 30 GHz.T^{-1}$, une épaisseur du ruban de permalloy $t = 20 nm$ et une épaisseur de l'espaceur isolant $e = 150 nm$. On comparera systématiquement les spectres pour les deux cas limites d'antenne correspondant à la figure 4.5 a et 4.5 b. On nommera ces dispositifs respectivement "antenne- 2μ " et "antenne- 8μ " en relation avec la largeur des rubans ferromagnétiques auxquels ils correspondent (cf annexe A pour la nomenclature des différents dispositifs).

4.2.4.1 Simulation de l'auto-inductance ΔL_{ii}

On a représenté sur la figure 4.6 les parties réelle et imaginaire de l'auto-inductance (L_{ii}) simulées respectivement pour une antenne- 2μ (figure 4.6a)) et une antenne- 8μ (figure 4.6b)). On obtient des courbes typiques de résonance ferromagnétique avec des pics d'absorptions ($Im(L_{ii})$) de forme Lorentzienne, qui reflètent l'allure de la transformée de Fourier du courant $\tilde{j}_\epsilon(k)$. On distingue dans les deux cas un pic principal plus intense correspondant au vecteur d'onde k_1 , et un pic secondaire à plus basse fréquence correspondant au deuxième vecteur d'onde k_2 , conformément à la dispersion $\omega(k)$ croissante du mode MsFVW (Eq.(1.56)). De même, les différences de fréquences des pics principaux entre l'antenne- 2μ ($f_{2\mu} = 6.93 GHz$) et l'antenne- 8μ ($f_{2\mu} = 6.49 GHz$) s'expliquent tout simplement par la différence des vecteur d'ondes $k_{2\mu} = 7.8\mu m^{-1}$ et $k_{8\mu} = 3.9\mu m^{-1}$. On vérifie également que ces fréquences de résonance concordent avec la relation de dispersion du mode MsFVW (Eq.1.56).

Les pics satellites moins intenses de la distribution de courant $\tilde{j}_\epsilon(k)$ étant noyés dans les largeurs de raie, ils ne peuvent s'observer. En guise de confirmation, on a représenté sur les figures 4.6 c et 4.6 d les mêmes spectres respectifs obtenus avec un amortissement hypothétique 100 fois plus faible ($\alpha = 10^{-4}$). On vérifie ainsi que chacun des pics satellites apparaît (transformée de Fourier du courant).

Les largeurs à mi-hauteur de ces spectres simulés (figure 4.6) comprennent, à la fois, l'amortissement intrinsèque $\Delta f_{intrins} = 2\alpha f$ et aussi l'effet de la largeur d'excitation $\Delta f_k \propto v_g \Delta k$. La largeur totale n'est cependant pas rigoureusement égale à la somme de ces deux termes. Par exemple, pour le cas de l'antenne- 8μ dont la vitesse de groupe vaut $v_g \simeq 0.75\mu m.ns^{-1}$ pour le couple ($\frac{\omega}{2\pi} = 6.5 GHz, k = 3.8\mu m^{-1}$) considéré (cf figure 1.9), on trouve que $\Delta f = 175 MHz < \Delta f_{intrins} + \Delta f_{excitation} = 2*0.01*6.5 10^9 + 700*0.75 10^6/2\pi = 130 10^6 + 90 10^6 = 220 MHz$).

La partie réelle de l'auto-inductance quant à elle contient une composante continue indépendante de la fréquence qui correspond au couplage électromagnétique direct de l'antenne sur elle-même. Autrement dit, en l'absence de film

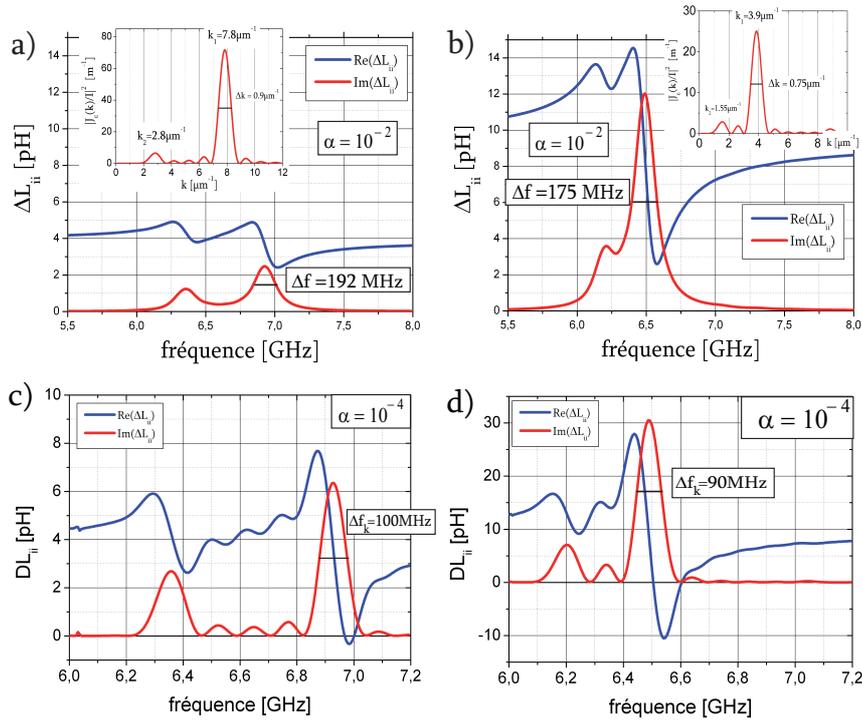


FIG. 4.6 – a) Simulation d'un spectre d'auto-inductance pour une antenne 2μ , de vecteur d'onde principal $k_1 = 7.8 \mu\text{m}^{-1}$ et un ruban de largeur $w = 2 \mu\text{m}$. b) Même simulation pour une antenne 8μ , $k_1 = 3.9 \mu\text{m}^{-1}$ et un ruban de largeur $w = 8 \mu\text{m}$. c) et d) Simulations respectivement identiques aux cas a) et b) mais pour un amortissement hypothétiquement faible ($\alpha = 10^{-4}$).

magnétique et autre résonance électromagnétique (mode propre du guide d'onde par exemple), l'auto-inductance serait strictement réelle (pas d'absorption) et aurait la valeur de cette composante .

Les niveaux d'intensité prévus pour des spectres en réflexion vont de quelques pico-Henry ($\max(\text{Im}(L_{ii})) = 2.5 \text{ pH}$) pour le dispositif antenne- 2μ à la dizaine de pH ($\max(\text{Im}(L_{ii})) = 12 \text{ pH}$) pour le dispositif antenne- 8μ . Bien que la transformée de Fourier soit plus intense dans le premier cas (rapport des intensités $\frac{\max(\text{Im}(L_{ii})(8\mu))}{\max(\text{Im}(L_{ii})(2\mu))} = 25/71$), il faut se rappeler que l'intégrand de l'équation (4.14) comprend un terme en $\frac{1}{k}$ et que le potentiel magnétostatique décroît exponentiellement avec la hauteur (en e^{-kz}). Comme l'antenne- 2μ excite (pour le pic principal) des vecteurs d'ondes deux fois plus grands que l'antenne- 8μ , cela donne à peu près un rapport d'amplitude de l'ordre de $2 * e^{(k_{2\mu} - k_{8\mu})e} \propto 3.5$. De plus, le rapport des largeurs de ruban ajoute un facteur 4 au rapport d'intensité, ce qui donne finalement un rapport d'amplitude entre les deux types d'antennes considérés de l'ordre de $3.5 * 4 * 25/71 \sim 5$, que l'on peut apprécier sur la simulation de la figure 4.6.

4.2.4.2 Simulation de l'inductance mutuelle ΔL_{ij}

On a représenté sur la figure 4.7 les spectres d'inductance mutuelle ΔL_{ij} simulés pour les mêmes paramètres que précédemment et pour des distances D entre antennes de $10 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$.

On constate que les parties réelles et imaginaires de ΔL_{ij} oscillent en quadrature dans l'enveloppe de deux pics dont les fréquences correspondent aux pics en réflexion (voir $|\Delta L_{ij}|$, courbe verte Fig.(4.7)). On constate de plus que le nombre d'oscillations augmente avec la distance entre antennes. En dehors de la zone de résonance, la ligne de base de l'inductance mutuelle est nulle ce qui indique un couplage inductif direct entre antennes très faible. Ainsi, pour des antennes suffisamment éloignées, le signal mesuré en transmission ne devient significatif qu'en présence d'une réponse gyromagnétique résonante. Expliquons tout d'abord l'origine de ces oscillations avant de comprendre leur amplitude.

Dans le cas hypothétique d'une excitation parfaitement monochromatique de vecteur d'onde k_0 (i.e $\tilde{j}_\epsilon(k) = \delta(k - k_0)$), on obtiendrait un signal de phase $\phi = k_0 D$.

La présence d'oscillations résulte de la largeur spectrale Δk finie de l'excitation. Plaçons-nous au sein d'un pic. La différence de phase accumulée au cours de la propagation par deux vecteurs d'onde k_a et k_b distants de $\delta k = k_a - k_b$ s'écrit simplement $\delta\varphi = -D\delta k$. Ce déphasage augmente naturellement avec la distance D entre antennes. On obtient alors une oscillation complète lorsque le déphasage vaut 2π .

Parallèlement, la différence de fréquence correspondante $\delta\omega = \omega(k_a) - \omega(k_b)$, s'obtient en écrivant le développement limité de la dispersion : $\delta\omega = v_g\delta k + \frac{dv_g}{dk} \frac{(\delta k)^2}{2} + \mathcal{O}((\delta k)^3)$. Pour deux vecteurs d'onde suffisamment proches, on peut négliger le second ordre en $(\delta k)^2$ et la période de ces oscillations $\delta f_{\varphi=2\pi}$ nous donne une estimation de la vitesse de groupe : $\delta f_{\varphi=2\pi} = \frac{v_g}{D}$.

Sur la simulation de la figure 4.7c, on mesure entre deux pics successifs de $\text{Re}(L_{ij})$ et $\text{Im}(L_{ij})$ au sein du pic principal ($f_{res} = 6.93 \text{ GHz}$), une différence

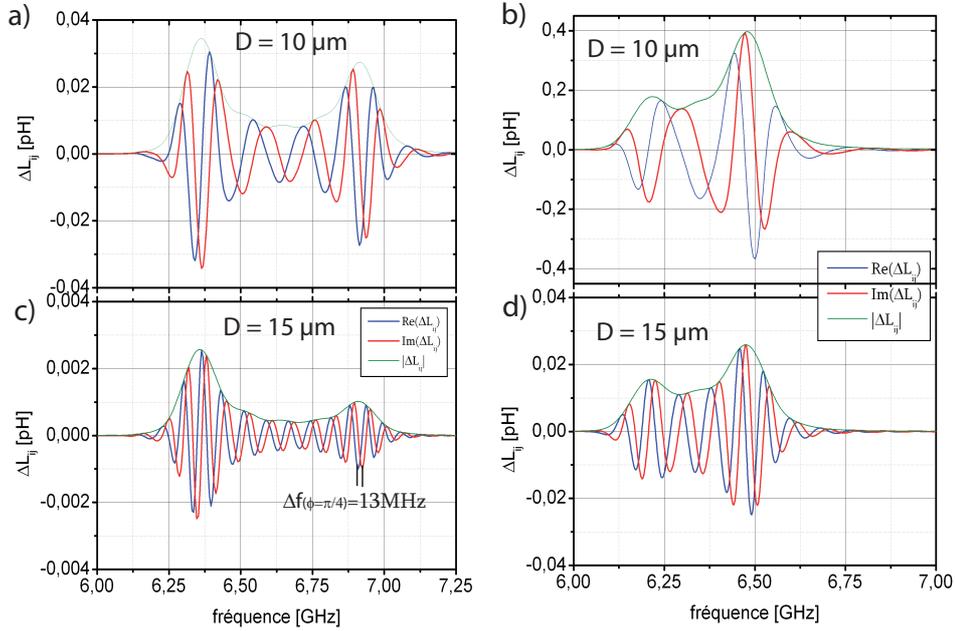


FIG. 4.7 – Simulation des spectres d'inductance mutuelle entre deux antennes distantes respectivement de $D=10\mu m$ (figures a) et b)) et de $D=15\mu m$ (figures c) et d)). a) et c) Inductance mutuelle pour un couple d'antenne- 2μ ($k_1 = 7.8\mu m^{-1}$ et un ruban de largeur $w = 2\mu m$). b) et d) Inductance mutuelle pour un couple d'antenne- 8μ ($k_1 = 3.9\mu m^{-1}$ et un ruban de largeur $w = 8\mu m$).

de fréquence de $\delta f_{\varphi=\pi/2} = 13MHz$. Cette différence de fréquence correspond à un déphasage $\phi = \pi/2$ puisque les deux signaux sont en quadrature. Ceci conduit à une vitesse de groupe $v_g = 15.10^{-6} * 13 * 4 = 0.78m.ns^{-1}$, alors que la dérivée de la relation de dispersion (figure 1.9) prévoit pour ce vecteur d'onde ($k_{2\mu} = 7.8\mu m^{-1}$) une vitesse de groupe de l'ordre de $0.72m.ns^{-1}$. Cette déviation provient essentiellement du recouvrement des différents pics d'absorption. A cette fréquence de résonance, et pour l'amortissement considéré, on a en effet un mélange pour une même fréquence entre signaux de vecteurs d'onde différents. On reparlera de ce point au chapitre 8 lorsque l'on présentera les mesures de spectroscopie d'onde de spin sous courant continu.

La deuxième curiosité de cette simulation concerne les amplitudes relatives des différents pics de l'enveloppe. Au delà d'une certaine distance de propagation, le pic principal devient moins intense que le pic secondaire (comparer les spectres des figures 4.7 a) et 4.7 c) par exemple). Ceci vient simplement du fait que l'atténuation décroît avec la fréquence (resp. avec le vecteur d'onde, cf longueur d'atténuation Eq.(1.82) et figure 1.15). Comme le pic secondaire de plus faible vecteur d'onde correspond à une plus petite fréquence, il se propage mieux.

L'observation d'un effet Doppler d'onde de spin induit par un courant repose sur la faisabilité de la mesure en transmission. Ces simulations des inductances mutuelles réalisées pour des paramètres expérimentaux standards donnent des

niveaux d'intensité compris entre quelques femto-Henry (fH) et la centaine de fH. On comparera plus tard ces niveaux d'intensités au seuil de détection de l'analyseur de réseau.

Chapitre 5

Synthèse de l'échantillon

Après avoir décrit la technique de spectroscopie à micro-antennes, on aborde maintenant la confection d'un échantillon adapté à cette méthode de mesure. On commencera par exposer les méthodes d'élaboration de couches minces en présentant également les propriétés magnétiques initiales des films de permalloy avec lesquels on travaillera. On abordera ensuite les différentes techniques utilisées en micro-fabrication avant de présenter le procédé élaboré pour la réalisation d'un échantillon.

5.1 Dépôt de couches minces

L'effet Doppler d'onde de spin induit que l'on se donne d'observer exige d'injecter de fortes densités de courant. On doit pour cela travailler avec des rubans à la fois étroits et surtout fins dans l'épaisseur. On s'intéressera d'abord aux différentes techniques de dépôt de couches minces, puis on présentera les propriétés magnétiques des films minces utilisés pour notre expérience.

5.1.1 Techniques de dépôt

On ne présente ici que les méthodes de pulvérisation cathodique et d'évaporation Joule que l'on a utilisées pour réaliser nos échantillons.

5.1.1.1 Pulvérisation cathodique

Les films de permalloy que l'on a utilisés ont été réalisés par C. Deranlot à l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thalès par pulvérisation cathodique (sputtering). On a schématisé, sur la figure 5.1 a, le principe de fonctionnement d'une pulvérisation cathodique. Cette technique consiste à venir bombarder avec des ions inertes (ions Argon) une cible faite du matériau à déposer pour en éjecter "mécaniquement" des atomes, qui viendront ensuite se déposer sur un substrat placé en face de la cible.

Le bombardement s'effectue en ionisant le gaz d'Argon (à la pression de quelques microbars) en appliquant une tension (continue ou plus souvent à une fréquence de quelques MHz, entre la cible qui sert de cathode et une anode placée juste au dessus. On dispose aussi des aimants permanents en dessous de la cible ("technique magnétron") afin d'améliorer le confinement du plasma et d'augmenter

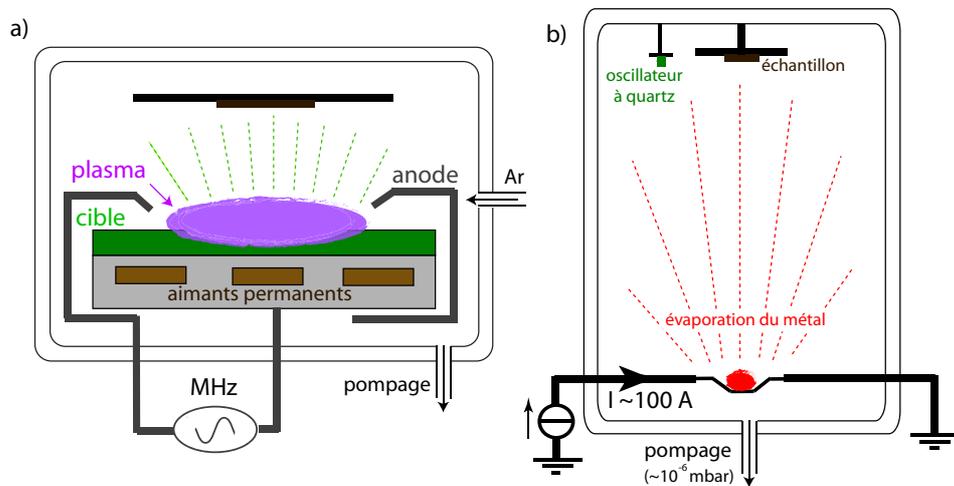


FIG. 5.1 – a) Schéma d'un bâti de la pulvérisation cathodique utilisée pour les dépôts de Permalloy. b) Schéma d'un évaporateur thermique utilisé pour les lift-off de métal.

son efficacité. Les ions Argon sont attirés par la cible lorsqu'elle est à un potentiel négatif, et viennent en extraire des atomes qui se projettent dans le reste de la chambre.

Les films de permalloy avec lesquels on travaille ont été déposés sur des substrats de silicium intrinsèque, oxydés thermiquement ($t_{SiO_x} = 300$ nm). Ils ont été protégés en surface par une couche isolante d'alumine ($t_{Al_2O_3} = 15$ nm), déposée par pulvérisation dans la même séquence.

5.1.1.2 Evaporation thermique

La deuxième technique de dépôt que nous avons utilisée est l'évaporation Joule. Nous l'avons employée pour des lift-off de métaux (or, aluminium, Chrome, Titane) (cf §5.2.2.1). La figure 5.1b illustre schématiquement le fonctionnement d'un évaporateur thermique.

Son principe est assez simple et rustique, et les films obtenus par évaporation Joule sont de moins bonne qualité que ceux obtenus par pulvérisation cathodique (aspect granuleux).

Le matériau à déposer est placé dans un réceptacle le plus souvent en Tungstène¹, qui est chauffé par effet Joule en appliquant un courant très fort de l'ordre de la centaine d'ampères. Lorsque le courant est suffisamment intense, le matériau s'évapore de manière isotrope dans l'enceinte où règne un vide secondaire d'environ 10^{-6} mbar. On contrôle l'épaisseur de matière déposée en mesurant la fréquence d'un oscillateur à quartz, placé à proximité du substrat. On obtient facilement par cette technique des épaisseurs d'une centaine de nanomètres pour des taux de dépôt de l'ordre de l'Å/s.

¹Plus précisément, nous avons utilisé des nacelles de tungstène contenant des pépites d'or ou des morceaux d'"éponge" de titane; des paniers de tungstène contenant des morceaux de fil d'aluminium et des fils de tungstène recouverts de chrome.

5.1.2 Caractérisation des couches minces

5.1.2.1 Pourquoi le permalloy... ?

Comme nous l'avons déjà évoqué lors de la première partie, il nous faut pour réaliser ce projet un matériau qui soit à la fois ferromagnétique, bon conducteur et présentant de faibles pertes hyperfréquences. Il doit par ailleurs posséder une aimantation à saturation raisonnable pour qu'on puisse d'une part l'aimanter facilement hors du plan (mode MsFVW) et d'autre part rester dans la gamme de fréquence délivrée par l'analyseur.

L'alliage de Nickel-Fer $Ni_{80}Fe_{20}$, que l'on appelle le permalloy, apparaît comme le bon candidat. Le fer et le Nickel possèdent tous deux des effets magnétostrictifs et une anisotropie magnétocristalline opposés. Pour un mélange contenant environ 20% de fer, les contributions magnétostrictives se compensent (matériaux dit "doux") et l'anisotropie de l'alliage devient négligeable. Cela permet notamment de travailler avec des films polycristallins, plus simples à fabriquer, sans avoir d'élargissement inhomogène des raies.

Comparé aux métaux de transition purs (Fe, Co, Ni), le permalloy possède à la fois un bon coefficient d'amortissement ($\alpha_{Ni_{80}Fe_{20}} \sim 5.10^{-3}$, à comparer à $\alpha_{Fe} \sim 2.10^{-3}$, $\alpha_{Ni} \sim 3.10^{-2}$, $\alpha_{Co} \sim 4.10^{-3}$ [6]), une aimantation à saturation raisonnable ($\mu_0 M_s(Ni_{80}Fe_{20}) \sim 1 T$, à comparer à $\mu_0 M_s(Fe) \sim 2.15 T$), $\mu_0 M_s(Ni) \sim 0.63 T$, $\mu_0 M_s(Fe) \sim 1.75 T$ [23]). En outre, il possède une température de Curie suffisamment élevée ($T_C(Ni_{80}Fe_{20}) \sim 600^\circ C$) pour pouvoir travailler à l'ambiante.

5.1.2.2 Caractérisation des films de permalloy

On travaillera pour cette thèse avec deux épaisseurs différentes de permalloy : 20 nm et 10 nm. Comme on le verra dans ce chapitre, le protocole de micro-fabrication est relativement long et délicat et la probabilité d'altérer les films de permalloy durant le processus n'est pas complètement nulle. Par conséquent, avant de commencer à fabriquer un échantillon type pour l'expérience Doppler, il nous faut connaître les propriétés magnétiques initiales des films afin de vérifier une éventuelle altération du permalloy. On a pour cela effectué, d'une part, des mesures de magnétométrie à gradient de champ alternatif (AGFM) pour obtenir l'aimantation à saturation des films, et d'autre part, des mesures de résonance ferromagnétique en guide d'onde pour obtenir les facteurs gyromagnétiques γ , leurs aimantations effectives et leurs paramètres d'amortissement α .

Mesure à l'AGFM : L'AGFM est un dispositif facile à mettre en oeuvre et particulièrement adapté pour mesurer l'aimantation de couches minces. L'échantillon est collé par de la graisse au bout d'une tige en quartz que l'on place dans l'entrefer d'un électro-aimant, à proximité duquel se situent de petites bobines alimentées en alternatif et branchées en opposition. Le petit gradient de champ qui en découle exerce une force sur l'échantillon et donc sur la tige en quartz. Il s'agit ensuite d'ajuster la fréquence du courant alternatif dans les bobines pour se placer à la résonance mécanique de la tige (typiquement 300-500Hz). La sensibilité de cette technique repose essentiellement sur la valeur élevée du

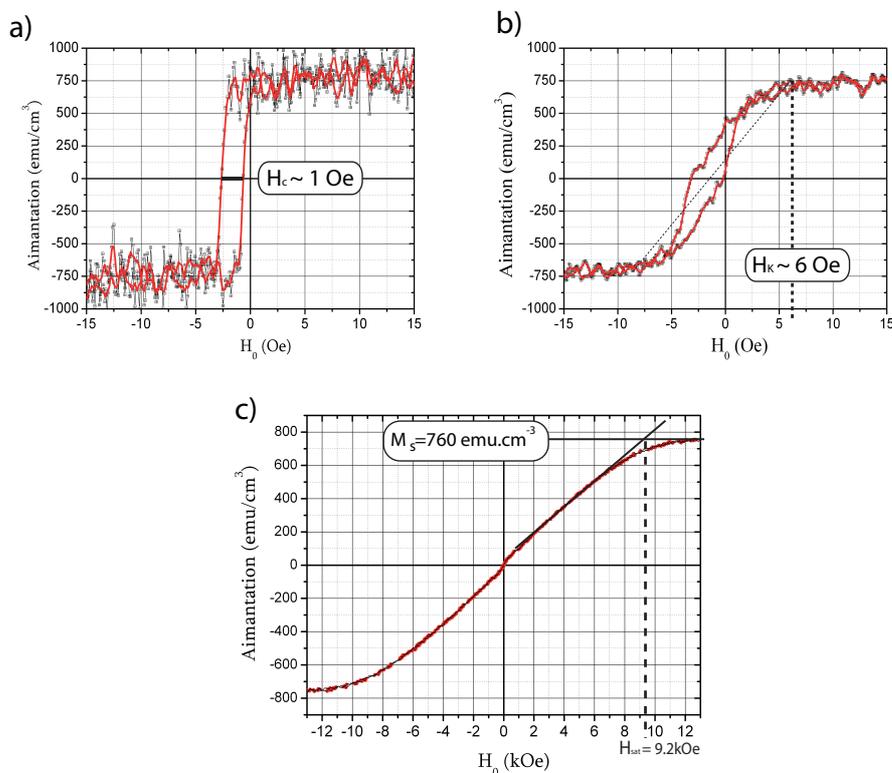


FIG. 5.2 – Cycles d'aimantation à l'AGFM d'un film de permalloy de 20 nm. a) Champ appliqué dans le plan selon l'axe de facile aimantation. b) Champ appliqué dans le plan selon l'axe difficile. c) Champ appliqué hors du plan .

facteur Q à la résonance (typiquement $Q=100$). Avec l'AGFM de l'IPCMS, on peut mesurer sur une plage de champ de $\pm 1.3T$ avec une sensibilité de l'ordre de $10^{-6}emu$ ($4\pi emu.cm^{-3} = 1 Gauss = 10^{-4}T$). En réalité ce qui limite la précision de la mesure relève plus de la qualité de la calibration de l'appareil.

On a ainsi pu effectuer des cycles d'aimantation en configuration parallèle (figure 5.2 a et 5.2 b) et perpendiculaire (figure 5.2 c) sur trois épaisseurs de films (10, 20 et 50 nm) de permalloy réalisés par l'UMR CNRS/Thales. On trouve une aimantation quasi-identique pour les trois épaisseurs de $760 \pm 10 emu.cm^{-3}$, c'est à dire en unité SI : $\mu_0 M_s = 0.95 \pm 0.01 T$. Par ailleurs, avec les mesures effectuées dans le plan (figure 5.2 a et 5.2 b), on trouve un champ coercitif de l'ordre de un Oersted ($\mu_0 H_c \sim 0.1 mT$, figure 5.2 a) et une anisotropie uniaxiale dans le plan de 6 Oe ($\mu_0 H_K \sim 0.6 mT$, figure 5.2 b), ce qui est tout à fait standard pour le permalloy.

FMR en guide d'onde : Afin d'obtenir les propriétés magnétiques dynamiques initiales du permalloy, on a réalisé des mesures de résonance ferromagnétique en guide d'onde (mesures réalisées par Kamel Hajjia dans le cadre de son stage d'IUT [43]). Le principe de cette technique est quasi-identique à celui

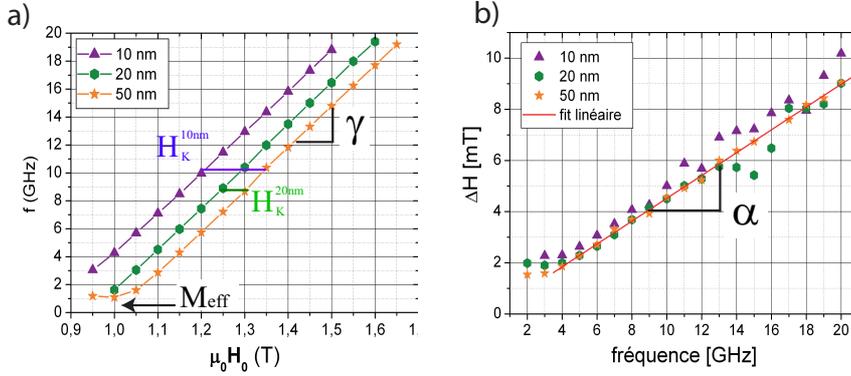


FIG. 5.3 – a) Evolution de la fréquence de résonance en fonction du champ appliqué pour trois films d'épaisseurs de 10 nm, 20 nm et 50 nm (issue de balayages en fréquence). b) Largeur de raie en fonction de la fréquence (issue de balayages en champ)

de la spectroscopie à micro-antennes, présentée au chapitre 4. La différence essentielle se situe dans la taille des guides d'ondes, de l'ordre de $200 \mu m$, ce qui permet de se ramener au cas simple d'une résonance quasi-uniforme $k \simeq 0$. On dispose simplement le film à même le guide d'onde et on mesure la variation d'inductance propre, due à la résonance ferromagnétique.

On a ainsi analysé trois épaisseurs de films de permalloy différentes (10, 20 et 50 nm) en réalisant à la fois des balayages en champ et en fréquence sur la pleine gamme de l'analyseur en géométrie perpendiculaire. En suivant la résonance pour différentes valeurs de champ appliqué (figure 5.3 a), on remonte ainsi au rapport gyromagnétique et à l'aimantation effective ($M_{eff} = M_s - H_K$). En effet, suffisamment loin de la saturation et pour les vecteurs d'onde excités ($k < 0.05 \mu m^{-1}$), la fréquence de résonance du mode MsFVW est donnée par la formule de Kittel en géométrie perpendiculaire :

$$f_{res}(H) = \frac{\gamma}{2\pi} \mu_0 (H_{equ} - M_{eff}) \quad (5.1)$$

On trouve pour les films de 10 nm, 20 nm et 50 nm des rapports gyromagnétiques γ respectif de $\gamma_{10nm} = 29.03 GHz.T^{-1}$, $\gamma_{20nm} = 29.36 GHz.T^{-1}$ et $\gamma_{50nm} = 29.21 GHz.T^{-1}$, et des aimantations effectives de $\mu_0 M_{eff}^{10nm} = 0.853T$, $\mu_0 M_{eff}^{20nm} = 0.938T$ et $\mu_0 M_{eff}^{50nm} = 0.996T$. On note la décroissance de l'aimantation effective en fonction de l'épaisseur qui indique une certaine anisotropie uniaxe H_k hors du plan, d'origine surfacique, et que l'on estime à partir de la valeur à 50nm : $\mu_0 M_{eff}^{50nm} \approx \mu_0 M_s$ et donc $\mu_0 H_K^{20nm} = 60 mT$ et $\mu_0 H_K^{10nm} = 140 mT$.

En traçant l'évolution de la largeur des pics d'absorption en fonction de la fréquence (figure 5.3 b), on en déduit dans l'hypothèse d'une relaxation exponentielle Eq. (1.81), le paramètre d'amortissement de Gilbert ($\alpha = \gamma \mu_0 \frac{\Delta H}{2\omega}$). On trouve ainsi des valeurs qui s'échelonnent entre $\alpha = 5.10^{-3}$ et $\alpha = 7.10^{-3}$ pour ces trois mêmes films.

5.2 Technique de micro-fabrication

On va maintenant présenter les différentes méthodes de microfabrication utilisées pour la réalisation d'un dispositif type de transduction d'onde de spin.

5.2.1 Lithographie

Les dimensions des objets que l'on se propose de réaliser, le μm pour les rubans de permalloy et la centaine de nanomètres pour les antennes nécessitent des techniques d'écriture sophistiquées telles que la lithographie optique et électronique.

5.2.1.1 Lithographie optique

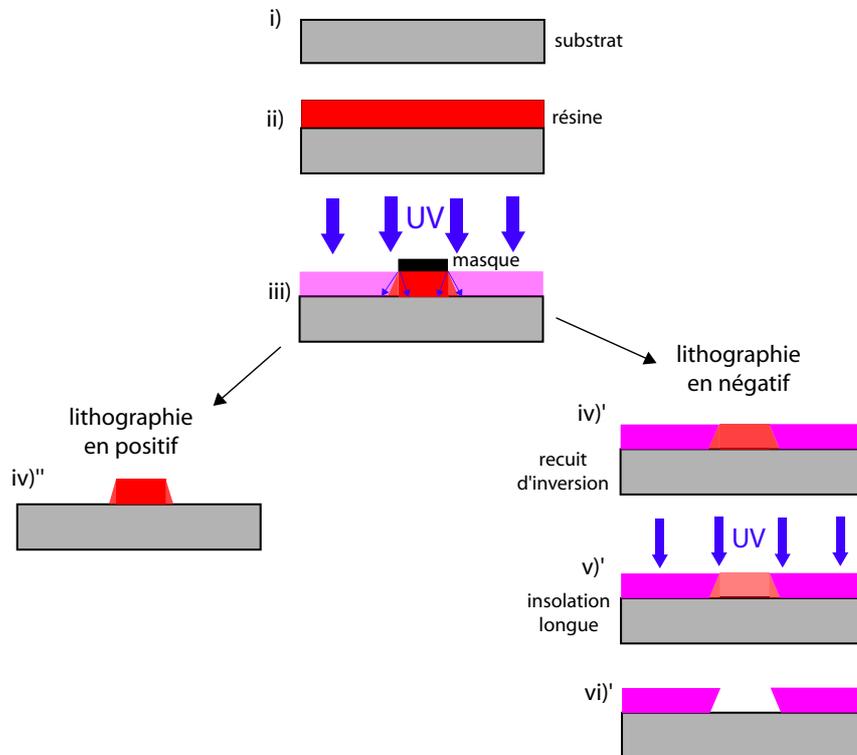


FIG. 5.4 – Processus de lithographie optique en négatif (iv)'-vi)') et en positif (iv)''). i) Nettoyage du substrat. ii) Enrésinement. iii) Insolation courte ($\sim 2\text{s}$ pour un process négatif et $\sim 20\text{s}$ en positif). Pour un process négatif : iv)' Recuit d'inversion (120C). v)' Insolation longue (1min). vi)' Profil de résine après développement ($45\text{s} + 15\text{s}$). Pour un process positif : iv)'' Profil de résine après développement (45s).

C'est une technique rapide et particulièrement adaptée pour l'écriture de motifs étendus (extension pouvant aller jusqu'au centimètre), et dont les dimensions limites sont de l'ordre du micromètre.

On a schématisé sur la figure 5.4 les deux types de processus possible en lithographie optique utilisant de la résine AZ-5214E. Comme toute autre résine optique, elle est composée essentiellement d'un polymère, d'un solvant, d'un agent photosensible et de divers additifs (promoteur d'adhésion, colorant...).

Après avoir préalablement nettoyé la surface de l'échantillon à structurer, on dépose par "spin-coating" une résine photosensible dont l'épaisseur dépend essentiellement de la nature de la résine et de la vitesse de rotation durant le dépôt; typiquement pour la résine que l'on utilise, l'AZ-5214E, on a une épaisseur de $1.4\mu\text{m}$ pour un dépôt à 4000 tours par minute. On vient ensuite plaquer l'échantillon contre un masque sur lequel figure les motifs à transférer, puis on expose le tout avec une lampe à ultraviolets pendant quelques secondes (exposition courte). Ensuite, il y a deux possibilités.

Soit l'on révèle les zones sensibilisées par les UV, dont l'agent photosensible de la résine est dégradé (zone claire sur la figure 5.4iii), en plongeant l'échantillon dans un révélateur (developper MIF-726). Il ne restera dans ce cas que les parties ayant été protégées par le masque, qui n'ont pas vu les ultraviolets. On appelle cela un procédé de lithographie positive, dans la mesure où tout ce qui a vu la lumière s'en va et dans ce cas les motifs du masque correspondent à de la résine. La durée de l'exposition courte pour ce processus est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de secondes pour de la résine AZ-5214E.

L'autre possibilité que l'on appelle par opposition lithographie négative (figure 5.4iv)-vi), consiste à effectuer un recuit dit d'inversion de la résine après l'exposition courte. Dans les zones exposées aux UV et où l'agent photosensible est dégradé, les chaînes de polymère vont se réticuler sous l'effet du recuit devenant insensibles au révélateur. La température et la durée de ce recuit d'inversion sont des paramètres critiques. On expose ensuite le tout sans masque pendant une bonne minute (insolation longue) afin de dégrader totalement les zones initialement protégées par les motifs du masque. Puis l'on révèle enfin la résine dans le développeur. Contrairement à précédemment les motifs du masques correspondent aux zones où la résine est partie, d'où le terme de processus négatif. La durée de l'exposition courte pour ce processus est plus faible que pour le processus positif, elle est de l'ordre de quelques secondes pour de la résine AZ-5214E.

Ces deux procédés de lithographie ne conduisent pas au même type de transfert des motifs. Dans le procédé positif, les motifs sont formés par de la résine et peuvent soit être laissés tels quels dans le but d'avoir des zones isolantes, soit être utilisés comme masque pour transférer le motif par gravure dans la couche magnétique par exemple. Pour le procédé en négatif, on a en quelque sorte un creuset de résine que l'on va utiliser pour transférer le motif par dépôt + lift-off d'un matériau. Ces deux processus ne sont donc pas directement comparables. Dans le cas du procédé positif, les effets de diffraction et d'absorption se traduisent par une diminution de la quantité de lumière perçue sur les bords du motif et donc par un profil de résine évasé vers l'extérieur du motif (figure 5.4iv)" et 5.5 a).

A l'inverse, dans le cas du procédé en négatif, les effets de diffraction conduisent à un évasement de la résine vers l'intérieur du motif, avec la partie supérieure de la résine qui respecte les dimensions du motif (figure 5.4iv)' et 5.5 b). Comme nous le verrons au §5.2.2.1, ce profil biaisé de la résine est indispensable pour un bon transfert du motif par lift-off. Il est obtenu en combinant un temps d'exposition courte minimal (augmente les différences de sensibilisation de la résine

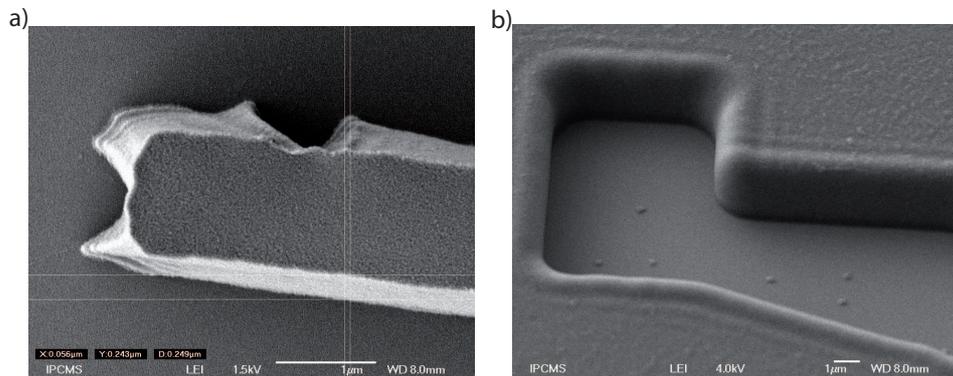


FIG. 5.5 – a) Profil de résine optique d'un ruban étroit pour un processus en positif : le profil est évasé vers l'extérieur. b) Profil de résine optique d'un plot de contact pour un processus en négatif : le profil est évasé vers l'intérieur (favorable au lift-off) avec une découpe des motifs plus nette.

aux bords des motifs) et un léger sur-développement, afin de creuser la résine sous les motifs.

Dans les deux cas, la qualité du découpage des motifs dépend essentiellement du plaquage du masque lors de l'exposition courte. Un bon plaquage permet de limiter des effets supplémentaires de diffraction inhomogène, dus à des saletés sur le masque ou aux non-uniformités de l'épaisseur de résine et favorise ainsi une meilleure résolution des motifs. C'est pourquoi nous procédons pour chaque lithographie optique à une étape préalable d'exposition des bords de l'échantillon (le dépôt de la résine par rotation accumule de la résine sur les bords de l'échantillon, créant des bourrelets gênants pour le bon plaquage du masque). Un bon plaquage est obtenu quand on voit une irrisation homogène à la surface de l'échantillon.

5.2.1.2 Lithographie électronique

La lithographie électronique fonctionne un peu sur le même principe que la lithographie optique, en remplaçant, en quelque sorte, le faisceau de photons par un faisceau d'électrons énergétique (plusieurs dizaines de keV) pour dégrader les molécules de résine. On n'utilise plus un masque, mais un système de focalisation et de déflexion du faisceau pour venir, en quelque sorte, dessiner à la surface de l'échantillon le motif désiré. Cette technique combine un microscope électronique à balayage avec un système informatique de contrôle de la déflexion du faisceau fonctionnant à la cadence du MHz (figure 5.6).

Tout d'abord, des électrons sont extraits, suivant le type de microscope électronique à balayage, soit d'un filament chauffé (émission thermoélectrique), soit d'une pointe placée en regard d'une électrode annulaire (émission de champ). Ces électrons sont ensuite accélérés par une différence de potentiel de plusieurs dizaines de kV, produisant un faisceau qui passe successivement par un diaphragme, puis un jeu de lentilles électromagnétiques qui le focalisent en un spot

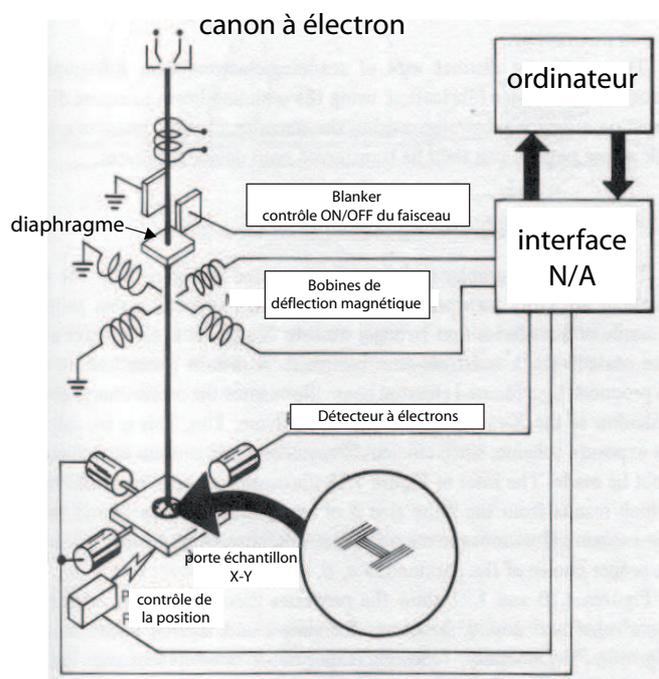


FIG. 5.6 – Schéma d'un système de lithographie électronique (d'après [18])

de quelques nanomètres. Un système de déflexion électromagnétique permet également de balayer le faisceau.

En ajustant les doses nominales d'insolation (temps durant lequel le faisceau reste en un point), on peut ainsi par cette technique obtenir des motifs de l'ordre de 30 nm. La résolution minimale des motifs dessinés dépend d'une part du diamètre initial du faisceau, qui résulte de l'ouverture du diaphragme, d'autre part de la mise au point du faisceau sur l'échantillon (faite sur un standard de Au/C puis sur les bords de l'échantillon), mais surtout de l'énergie du faisceau. Plus celle-ci sera élevée et plus l'interaction électron-matière sera profonde et peu étendue en surface favorisant ainsi une résolution minimale. C'est pourquoi on travaillera au maximum de la tension d'accélération de notre microscope électronique (Zeiss supra40), à savoir 30 kV.

Bien qu'elle permette d'atteindre des résolutions impressionnantes, la lithographie électronique comporte quelques inconvénients. D'une part, elle nécessite de travailler avec des substrats suffisamment conducteurs, car sinon la charge négative accumulée défocalise largement le faisceau sans qu'aucun motif ne puisse être dessiné. D'autre part, elle ne permet de travailler que sur des zones de faible extension, de l'ordre de la centaine de microns pour les résolutions annoncées. On peut tout de même augmenter la zone d'exposition en sacrifiant la résolution.

La résine que nous utilisons (PMMA) est une résine positive de poids moléculaire élevé ($M_W = 996 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$). L'irradiation de la résine par le faisceau d'électrons diminue la taille des chaînes de polymère ce qui rend la résine soluble dans le solvant organique que l'on utilise (MIBK). Bien qu'on ait un procédé positif

(ce qui est irradié s'en va), on a dessiné un motif qui se retrouve creusé dans la résine (comme dans le cas du processus négatif décrit précédemment) où le profil de résine est important pour un bon transfert du motif par lift-off (cf §5.2.2.1). La révélation des motifs constitue de ce fait une étape critique. Le surdéveloppement de la zone irradiée doit être contrôlé afin d'obtenir un profil favorable au lift-off tout en conservant les motifs. On notera que l'effet de la température ambiante peut conduire à de grosses variations pour les temps de développement. Un développement à froid est même recommandé pour obtenir des résolutions minimales [47].

Par ailleurs, on utilisera également cette résine PMMA en négatif (ce qui est irradié reste) afin d'obtenir une couche isolante au-dessus des rubans [95]. On expose pour cela au moins trente fois la dose nominale de sorte à réticuler les chaînes de polymère, puis on enlève la résine non-irradiée en plongeant l'échantillon dans l'acétone. On ne peut envisager d'avoir une aussi bonne résolution qu'en positif, mais à priori des dimensions de l'ordre du micromètre sont complètement envisageables.

Attention, cette méthode est cependant irréversible, on ne connaît pas d'autre manière de se débarrasser de cette couche de PMMA réticulée que la gravure ionique (destructrice pour l'ensemble de l'échantillon).

5.2.2 Technique de transfert

Une fois les motifs dessinés en lithographie optique ou électronique, il faut les transférer soit par un dépôt de matière (technique de lift-off), soit en les imprimant dans une couche (technique de gravure).

5.2.2.1 Le lift-off

Dans le cas où les motifs obtenus sont creusés dans la résine, on effectue après la lithographie un dépôt de matière (par évaporation thermique dans notre cas) sur toute la surface de résine. Après quoi, on plonge l'échantillon dans l'acétone pour dissoudre ce qui reste de résine. Il ne reste alors que les motifs de métal là où était creusée la résine.

Comme on l'a représenté sur la figure 5.7, cette technique de lift-off nécessite pour bien fonctionner, d'éviter toute continuité de la couche métallique entre la partie supérieure au dessus de la résine et la zone en contact avec le substrat (là où la résine est creusée), auquel cas on risquerait de désagréger les motifs lors de la dissolution de la résine. Cela demande d'une part d'avoir des profils de résine évasés vers l'intérieur des motifs (cf § 5.2.1) avec une épaisseur de résine au moins trois fois plus importante que la couche à déposer, et d'autre part d'employer un méthode de dépôt directive (source quasi-ponctuelle et échantillon suffisamment éloigné de la source), pour ne pas "tartiner" les flancs de résine.

On notera également l'attention à porter à l'échauffement par rayonnement lors du dépôt qui peut réticuler la résine et la rendre complètement insoluble dans tout solvant.

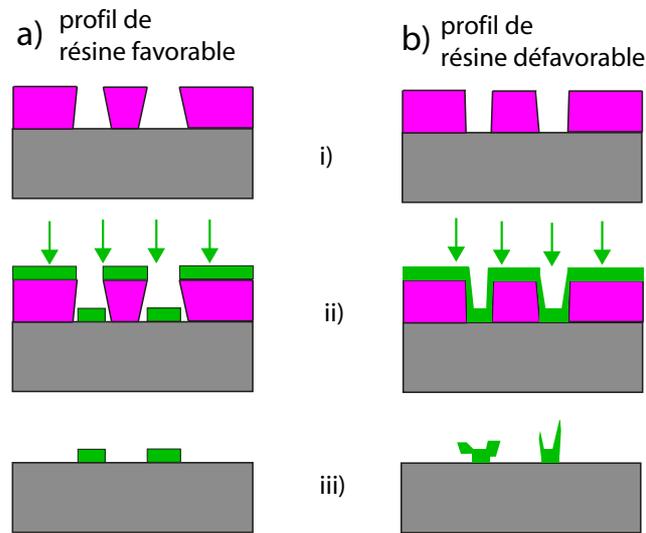


FIG. 5.7 – Principe du lift-off. a) Cas d'un profil de résine favorable au lift-off. b) Cas d'un profil défavorable.

5.2.2.2 La gravure

La deuxième façon de transférer un motif consiste à l'imprimer dans l'épaisseur d'une couche existante en effectuant une gravure. Dans ce cas l'échantillon est structuré par un masque qui comprend les motifs à transférer. Suivant la nature de la couche à graver, on peut opter soit pour une gravure chimique en choisissant une solution réactive, soit pour de la gravure par bombardement ionique. La gravure chimique est certes plus simple à mettre en oeuvre que la gravure ionique (il suffit de tremper l'échantillon dans la bonne solution le temps qu'il faut), mais elle offre cependant moins de contrôle. Essentiellement parce qu'elle s'effectue de manière isotrope engendrant nécessairement une surgravure sous le masque. De plus, ce phénomène de surgravure peut être amplifié lorsque plusieurs des couches sont réactives à la gravure, ce qui provoque alors un décollement du masque et une attaque latérale plus rapide que dans l'épaisseur. La gravure sèche est une méthode de bombardement ionique, très similaire à la pulvérisation cathodique, dans laquelle c'est l'échantillon lui-même qui est érodé (figure 5.8). Le dispositif que nous utilisons consiste en un canon à ions Argon. Un plasma est créé par l'intermédiaire d'une antenne à micro-ondes (de fréquence voisine de 2,5 GHz) en présence d'une faible pression d'argon ($1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar). On fixe la puissance du canon à 50 Watts pour la gravure. Les ions produits sont ensuite accélérés par une différence de potentiel (grille d'accélération) fixée à 200 V.

L'échantillon est fixé sur un support rotatif de manière à uniformiser la gravure. On le dispose également sous un angle de 40° par rapport à l'incidence normale, de manière à limiter les problèmes de redépôt. Au fur et à mesure que la matière est érodée, elle se redépote sur les flancs du masque. Le moyen le plus sûr de limiter ces problèmes de redépôt, consiste à travailler avec un masque de moindre épaisseur. C'est pourquoi on n'utilisera pas directement la résine

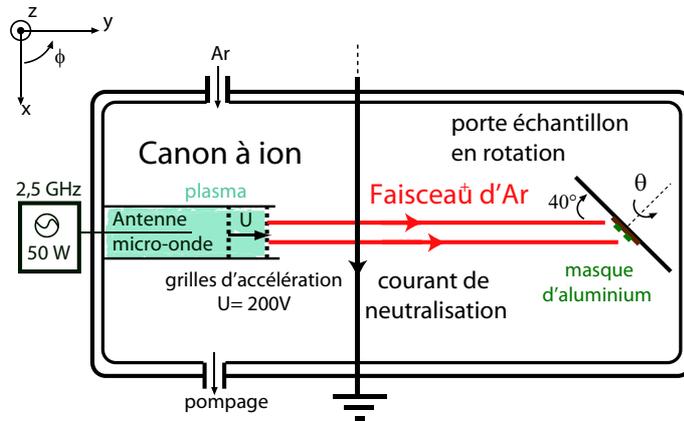


FIG. 5.8 – Schéma du bâti de gravure utilisé pour la gravure ionique

comme masque de gravure, mais un masque d'aluminium plus fin.

La deuxième précaution à prendre concerne les effets d'accumulation de charges sur l'échantillon qui peuvent défléchir le faisceau et rendre la gravure non-homogène. On dispose pour cela un fil conducteur parcouru par un fort courant continu sur le passage du faisceau, de manière à neutraliser celui-ci avec les électrons émis par effet thermoélectrique. Et on ajoute également de la laque d'argent dans les coins de l'échantillon, pour faciliter l'évacuation des charges. Bien que la gravure sèche offre a priori plus de contrôle qu'une gravure humide, des tests préliminaires d'estimation des taux de gravure s'imposent dans la mesure où l'on ne dispose pas d'instrument de contrôle de fin de gravure. Techniquement, on masque par une marche de résine une partie de l'échantillon test (simples films), puis on mesure pour différents temps de gravure l'épaisseur érodée à l'aide d'un profilomètre. On trouve ainsi les différents taux de gravures : Permalloy : $5.8 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$; Alumine (pulvé) : $3.2 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$; Aluminium : $8.2 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$. Notons toutefois que des déviations peuvent s'observer à quelques mois d'intervalle et que les taux de gravure dépendent fortement de la manière dont le matériau a été déposé (degré de cristallinité, taille des grains, etc ...). On a notamment constaté à plusieurs reprises un manque de reproductibilité malgré les précautions systématiques d'étalonnage des différents taux de gravures avant chaque réalisation d'échantillon.

Dans notre processus, la gravure reste une étape délicate et quelque peu incertaine.

5.3 Procédé de micro-fabrication utilisé

Nous présentons maintenant le protocole que nous avons mis au point. Disposant d'un film de permalloy d'épaisseur $t=10-20 \text{ nm}$, recouvert d'une couche protectrice d'alumine épaisse de 15 nm , on désire réaliser le circuit électronique représenté sur la figure 5.9, qui comprend, par ordre de fabrication, les rubans de permalloy (étape 1), les plots de contact pour le courant continu ainsi que les contacts RF (étape 2), une couche isolante séparatrice au-dessus des rubans

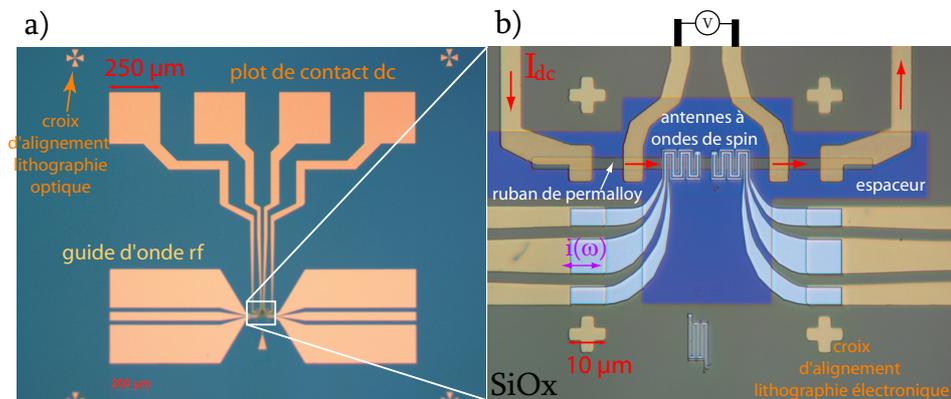


FIG. 5.9 – Images au microscope optique d’un échantillon type pour l’expérience Doppler. a) Vue complète du dispositif. b) Zoom au niveau des antennes.

(étape 3) et enfin les antennes à ondes de spin au-dessus des rubans (étape 4). Chaque échantillon comprend 4 de ces dispositifs variant la largeur des rubans ($2\ \mu\text{m}$, $3.5\ \mu\text{m}$ et $8\ \mu\text{m}$,) et la dimension des antennes ($\lambda = 800\ \text{nm}$ ou $\lambda = 1.6\ \mu\text{m}$) (cf annexe A).

On présentera de manière indépendante chaque étape du protocole de micro-fabrication, en explicitant les différentes difficultés qu’elles comprennent. Le détail de chaque recette élaborée est reporté dans l’annexe B.

5.3.1 1^{er} étape : Structuration des rubans

Partant initialement d’un film de permalloy, il nous faut dans un premier temps dessiner les rubans. Au vu des dimensions limites (largeur des rubans $w=2-8\ \mu\text{m}$), on réalise cette première étape par lithographie optique et gravure ionique. Afin de limiter les risques de redépôt en gravure, on a opté pour une lithographie négative suivie d’un lift-off d’aluminium (épaisseur $50\ \text{nm}$), plutôt que de travailler avec un masque de résine qui serait bien plus épais ($\sim 1\ \mu\text{m}$). Le déroulement de cette première étape est schématisé sur la figure 5.10.

Le point délicat de cette étape est de contrôler l’épaisseur de la couche protectrice d’alumine. Il faut impérativement la conserver à la fin de cette étape pour préserver les rubans de permalloy. D’un autre côté, on doit diminuer son épaisseur en vue de faciliter l’étape suivante de reprise de contact. Il s’avère que l’alumine déposée par pulvérisation est sensible au révélateur de la résine optique avec un taux de gravure estimé à environ $3.3\ \text{nm}\cdot\text{min}^{-1}$ (à nouveau ce taux varie beaucoup suivant les différentes méthodes de dépôt). Cela peut paraître utile pour se débarrasser de l’alumine restant au niveau des contacts pour l’étape 2, mais cela rend également le surdéveloppement délicat avec un problème de gravure multiple (résine+alumine), qui engendre un léger décollement des motifs (figure 5.10 A).

Par conséquent, il faut, d’une part, estimer l’épaisseur d’alumine attaquée pendant la lithographie optique et, d’autre part, ajuster le temps de gravure selon l’épaisseur du masque d’aluminium, pour ne laisser environ que $5\ \text{nm}$ d’alumine

en fin d'étape. Et bien entendu, il faut s'assurer que tout le permalloy a été gravé. On vise pour cela une surgravure assez large de 15 nm dans l'oxyde thermique de silicium dont le taux de gravure a été estimé à $5 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$ dans les conditions standard de gravure.

A la fin de cette première étape, on a structuré les quatre rubans de permalloy en espérant avoir conservé suffisamment d'alumine pour les protéger.

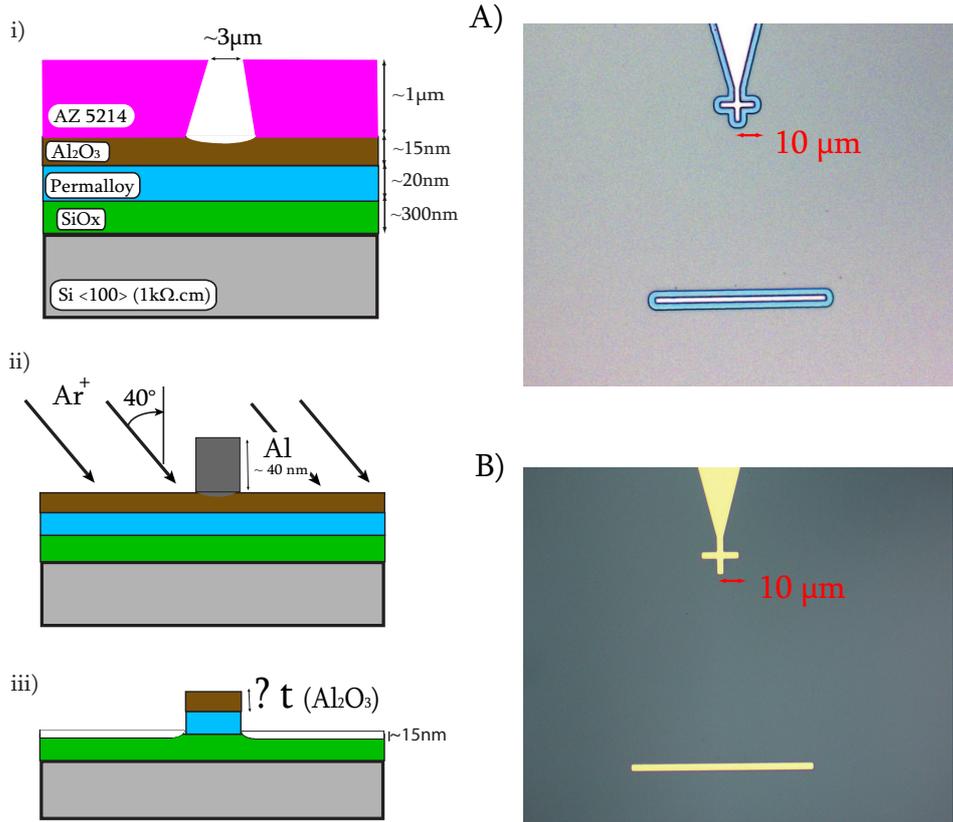


FIG. 5.10 – Déroulement de l'étape 1 d'écriture des rubans (schéma en coupe transversale à travers un ruban). i) Lithographie optique des rubans. ii) Lift-off d'un masque d'Aluminium et gravure ionique à l'argon. iii) Ruban de permalloy à la fin de l'étape 1. A) Image au microscope optique d'un ruban creusé dans la résine juste après lithographie optique. B) Image d'un ruban de permalloy de largeur $3 \mu\text{m}$ à la fin de l'étape 1.

5.3.2 2^{ème} étape : Alignement des plots de contact

La deuxième étape consiste à venir aligner les plots et pistes de contact de courant DC sur les rubans ainsi que les plots et pistes de contact hyperfréquence. On procède à nouveau par lithographie optique négative, suivi d'un lift-off d'or d'environ 100 nm d'épaisseur avec une couche d'accroche de Chrome ($\sim 5 \text{ nm}$) (figure 5.11). Étant à la fois mou et ductile, l'or apparaît comme un matériau

plus favorable que l'aluminium pour des contacts sous pointes en tungstène ou picoprobes. De plus, son numéro atomique élevé lui donne un excellent contraste au microscope électronique, ce qui facilite les réalignements ultérieurs.

A priori, on a tout intérêt à déposer un maximum d'or pour améliorer la qualité des contacts sous pointes, mais comme on le verra, on est limité en épaisseur pour s'assurer de la reprise de contact avec les antennes lors de l'étape 4.

Comme on l'a mentionné précédemment, la principale difficulté de cette étape consiste à se débarrasser de l'alumine au niveau des contacts avec le ruban, sans quoi on ne peut pas injecter de courant continu. Pour cela, on pourrait envisager une étape intermédiaire de gravure ionique pour les quelques nanomètres d' Al_2O_3 restant, mais on a plutôt opté pour un surdéveloppement contrôlé étant donné que l'alumine déposée est sensible au révélateur. Pour cela, on développe par petites tranches en vérifiant l'état des motifs, afin de s'assurer qu'ils ne se désagrègent pas trop. D'autant plus que l'oxyde thermique de Silicium s'avère être également sensible au révélateur après gravure sèche (cf figure 5.11 i), ce qui restreint la limite de surdéveloppement.

A la fin de l'étape 2, on dispose de rubans de permalloy normalement protégés par de l'alumine et dans lesquels on doit pouvoir injecter du courant (figure 5.11 ii). Le motif réalisé lors de cette étape contient également quatre croix d'alignements disposées en carré (de $70 \mu m$ de côté).

5.3.3 3^{ème} étape : L'espaceur isolant

L'étape 3 consiste à ajouter une couche séparatrice isolante entre les rubans et les antennes pour éviter le court-circuit. Pour ce faire, on a choisi d'utiliser la lithographie électronique pour réticuler le PMMA (cf 5.2.1.2).

L'espaceur isolant doit être suffisamment épais pour compenser l'épaisseur des rubans (plus ce qui reste d'alumine) mais également la surgravure dans l'oxyde de silicium ($\geq 20 \text{ nm}$). On a visé, pour être large, une épaisseur d'isolant de 100 nm . On contrôle l'épaisseur de résine réticulée en fabriquant notre propre résine de lithographie électronique à partir de PMMA en poudre et d'anisole. En synthétisant plusieurs résines, on a ainsi pu ajuster l'épaisseur de résine en fonction de la concentration en PMMA. On travaille finalement avec une résine A₃ (3% en masse de PMMA dans de l'anisole), qui tournée à 4000 trs/min donne après réticulation une épaisseur d'espaceur d'environ 90 nm .

Cependant, comme l'intensité du signal d'onde de spin décroît exponentiellement avec le produit épaisseur-vecteur d'onde (e^{-k_e}), il peut être utile de réduire l'épaisseur de cette couche séparatrice si l'on veut travailler à plus haut vecteur d'onde.

Cette étape ne pose pas particulièrement de problème, si ce n'est qu'elle est irréversible.

5.3.4 4^{ème} étape : Alignement des antennes à ondes de spin.

Enfin, la dernière étape du processus est celle de l'alignement des antennes à ondes de spin au-dessus des rubans. On procédera par lithographie électronique, suivie d'un lift-off d'aluminium (figure 5.12). Il s'avère que l'aluminium que l'on dépose par évaporation Joule à l'IPCMS est environ deux fois moins résistif que l'or. Comme on le verra par la suite, pour des raisons d'adaptation d'impédance,

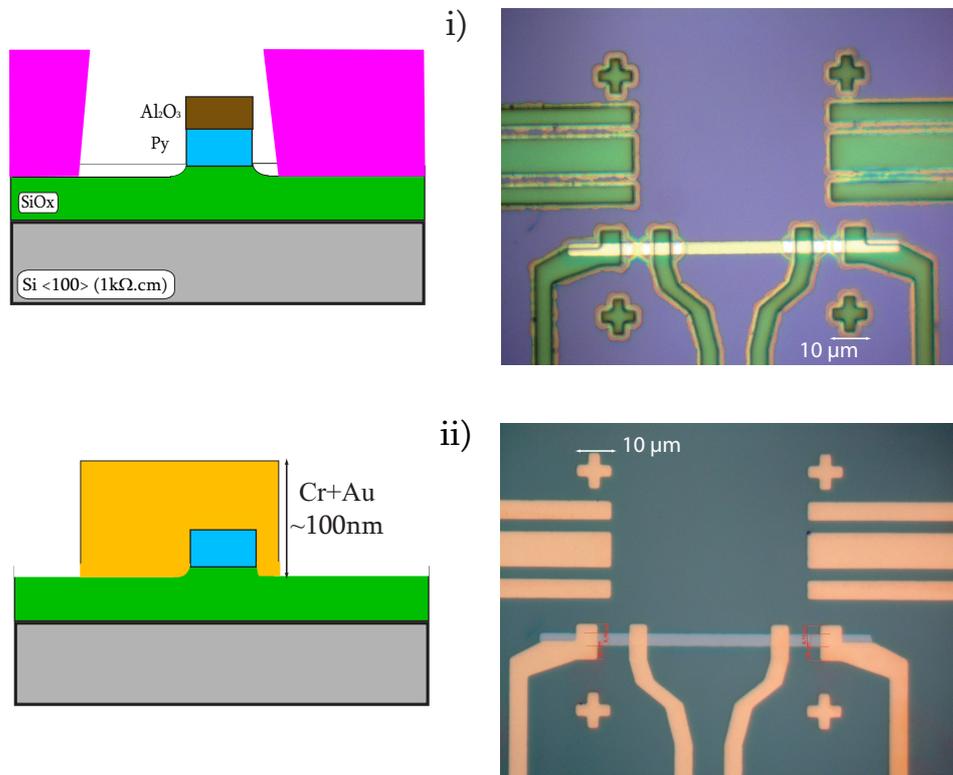


FIG. 5.11 – Déroulement de l'étape 2 d'alignement des plots de contact sur les rubans. i) Lithographie optique des plots (gauche : schéma en coupe transversale à travers un ruban, droite : image au microscope optique des plots creusés dans la résine). ii) Plots de contact alignés après lift-off de $\{\text{Cr}(5\text{nm})\text{-Au}(100\text{nm})\}$.

on désire travailler avec des antennes les moins résistives possibles, ce qui justifie notre choix de l'aluminium.

Au vu des dimensions envisagées pour les serpentins (ligne de 150 nm de dimension latérale), cette étape nécessite un emploi poussé de la lithographie électronique. En gros, on doit lifter une épaisseur d'aluminium d'environ ~ 150 nm pour diminuer le plus possible la résistance des antennes, ce qui implique de travailler avec une résine d'au moins 400 nm d'épaisseur (résine A₅ à 4000trs/min)².

On a donc procédé à plusieurs tests visant à ajuster la dose nominale d'exposition. On trouve que cette dose nominale varie peu avec l'épaisseur de résine et vaut $\sim 350 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour une énergie de faisceau de 30 keV. Cette dose est particulièrement critique (tolérance de $\pm 10\%$). A dose plus élevée, les flancs de résine formant les espacements entre brins "s'écroulent". A dose plus faible, il

²Et si l'on veut réduire de moitié la taille des antennes (ligne de ~ 75 nm), on n'a pas vraiment le choix. On doit diminuer l'épaisseur de résine (~ 300 nm : résine A₃ à 4000trs/min) et ne lifter ni plus ni moins 100 nm d'aluminium). Bien qu'on s'en soit tenu à des antennes de 150 nm et 300 nm pour cette thèse, on a obtenu des résultats concluants pour la fabrication de dispositifs à antennes de 75 nm et dont l'épaisseur d'aluminium est ~ 90 nm).

reste de la résine à l'emplacement des brins ce qui détériore le lift-off et empêche la reprise de contact.

Mais cela n'est pas tout, il faut également venir aligner ces antennes au dessus des rubans avec une précision de 500 nm. On a réalisé pour cela un carré de croix d'alignement de $70\mu\text{m}$ de côté dès l'étape 2 du protocole. Les motifs de cette étape ont été alignés sur les rubans avec une précision limite ($\sim 1\mu\text{m}$). Pour compenser cela, on mesure le désalignement au microscope optique et on ajoute ces corrections à la déflexion du faisceau. Avec le nouveau microscope électronique, l'alignement des antennes ne constitue plus un gros problème et l'on obtient facilement une précision meilleure que 500 nm.

Une fois la lithographie effectuée, on procède, avant le lift-off d'aluminium, à un bref nettoyage par plasma cleaner (30W, 45s), sans quoi il n'y a pas de contact électrique entre l'aluminium et l'or. Bien qu'elle n'ait pu être observée, il reste vraisemblablement, à la fin d'une lithographie électronique, une fine pellicule de contamination parfaitement isolante dans le fond des motifs.

Et enfin on effectue le lift-off d'aluminium (figure 5.12 B). Comme la surface des motifs à lifter est très réduite, il arrive que le lift soit difficile. A ce moment, ne pas chauffer de trop, et surtout pas d'ultra-son! Juste attendre patiemment...

En somme, le protocole que nous avons élaboré est tout à fait réalisable, mais présente quelques incertitudes de par sa longueur, notamment en ce qui concerne la préservation du permalloy. Ce fut une partie importante de mon travail de thèse dans la mesure où de nombreux tests de mise au point ont été nécessaires avant la réalisation d'un échantillon. On a ainsi réalisé et mesuré 5 échantillons avant d'obtenir satisfaction.

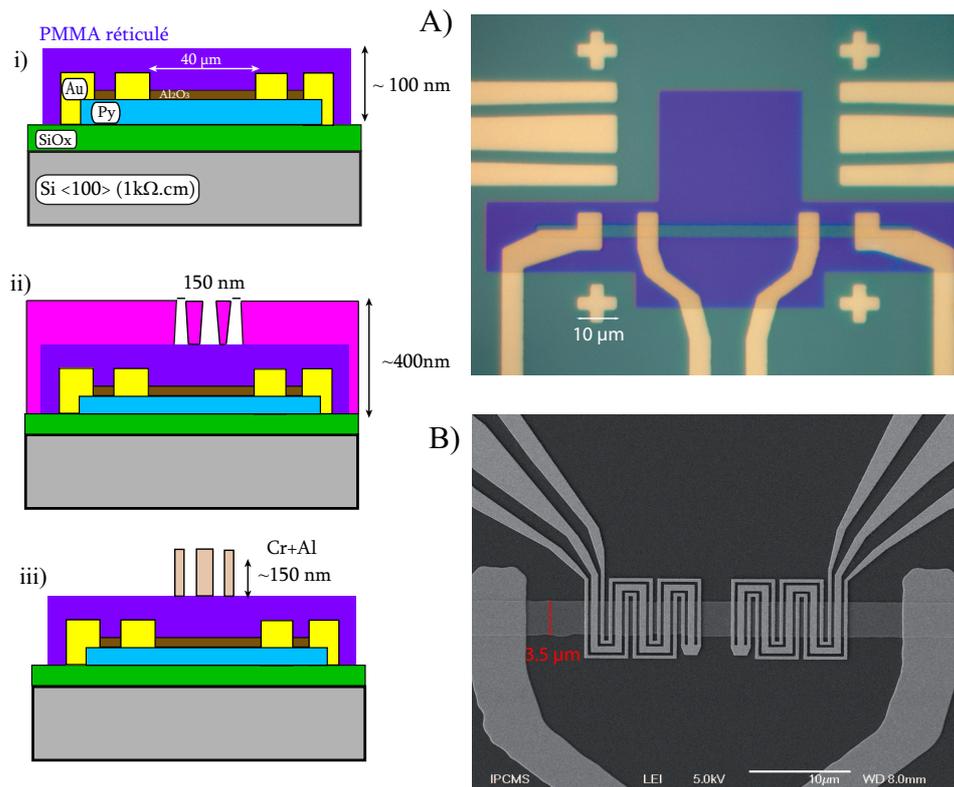


FIG. 5.12 – Déroulement des étapes 3 et 4 (schéma en coupe longitudinale à travers un ruban). i) Etape 3 : Addition de l'espaceur isolant (PMMA réticulé). ii) Lithographie électronique des antennes. iii) Lift-off d'aluminium (150 nm). A) Image au microscope optique de l'échantillon après l'étape 3. B) Image au microscope électronique à balayage du dispositif fini (antennes + ruban et plot dc sur les côtés)

Chapitre 6

Dispositif expérimental

Après avoir présenté l'élaboration des échantillons pour réaliser de la spectroscopie d'ondes de spin propagative sous courant continu, on s'intéresse maintenant au dispositif de mesure de notre expérience. On commencera par présenter le banc de mesure complet, en rappelant le principe de la technique mise en oeuvre pour détecter l'effet Doppler induit. On se penchera ensuite brièvement sur notre électro-aimant "fait maison". Enfin, on se concentrera sur le dispositif hyperfréquence qui comprend les antennes à ondes de spin connectées à l'analyseur de réseaux vectoriel. Et comme convenu, on conclura cette deuxième partie sur la réalisation expérimentale en comparant les seuils de sensibilité de notre dispositif hyperfréquence, au niveau de signal déduit de la simulation du chapitre 4 (§4.2.4).

6.1 Banc de mesure et interface

En partant de la zone de l'échantillon où a lieu le phénomène physique (au niveau des antennes à ondes de spin), on décrira successivement (par "zoom out") les différents éléments et instruments qui forment le banc complet de mesure.

6.1.1 Principe de la mesure d'un spectre d'onde de spin sous courant

Revenons brièvement sur le principe de mesure de l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant, que l'on a schématisé sur la figure 6.1.

On injecte un courant hyperfréquence dans l'une des antennes, ce qui crée un champ magnétique oscillant présentant, de par la géométrie des antennes, une périodicité spatiale. Ce champ excite des ondes de spin qui se propagent le long du ruban et engendrent, à leur passage à proximité de l'antenne réceptrice, une variation de flux magnétique, qui se traduit par une tension induite aux bornes de l'antenne. On mesure ainsi une variation d'inductance aux bornes de l'antenne réceptrice, qui est soit l'antenne émettrice elle-même pour une mesure en réflexion, soit une deuxième antenne pour une mesure en transmission. Et c'est cette mesure d'inductance (auto-inductance ou inductance mutuelle) qui constitue le signal d'onde de spin. Lors d'une mesure standard, les deux antennes

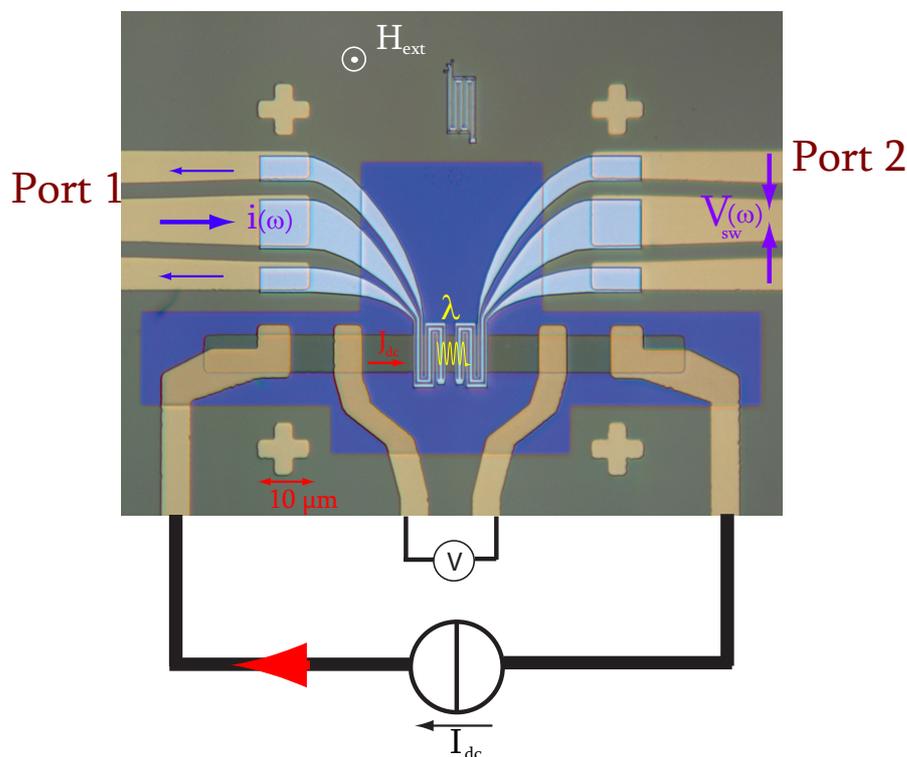


FIG. 6.1 – Schématisation de la mesure du décalage Doppler d'onde de spin induit par un courant continu; image au microscope optique d'un dispositif ayant un ruban de $8\mu\text{m}$ de large et des antennes couplées essentiellement à des ondes de vecteur d'onde $k_1 = 3.9\mu\text{m}^{-1}$.

sont permutées, devenant ainsi émettrice (et réceptrice) à tour de rôle. Sous l'effet d'un courant, la modification de la dispersion de l'onde de spin se propageant dans un sens Eq. (3.10), par exemple de 1 vers 2, sera ainsi opposée à celle de l'onde se propageant en sens contraire, de 2 vers 1 après permutation des antennes. Par conséquent, en comparant pour une valeur constante du courant appliqué, les spectres d'onde de spin en transmission ΔL_{12} et ΔL_{21} , on devrait observer un décalage en fréquence entre ces deux spectres qui vaut le double de celui prévu par la relation Eq. (3.10). En toute logique, on peut également inverser la géométrie en changeant la polarité du courant.

6.1.2 Vue d'ensemble du banc de mesure

On commence par coller un des 4 dispositifs de l'échantillon au centre du pôle inférieur de notre électro-aimant (figures 6.2). Sans entrer dans le détail des caractéristiques de l'électro-aimant qui fait l'objet de l'annexe C, soulignons le fait qu'il produit un champ très confiné de 1.5 Tesla (à 5 Ampères) dans un entrefer de 2 mm et sur une surface de $\simeq 1\text{ cm}^2$. Il est alimenté par une alimentation bipolaire (Brüker B-AFPA 40 : $\pm 5\text{A}$ 200W), qui offre une stabilité de 5ppm

sur 10 heures. En reposant directement sur la pièce polaire de l'électro-aimant, l'échantillon est malheureusement sensible à l'échauffement par effet Joule des bobines de courant, qui ne sont pas refroidies. C'est pourquoi, il est nécessaire de s'assurer que l'électro-aimant est bien thermalisé avant de lancer une mesure.

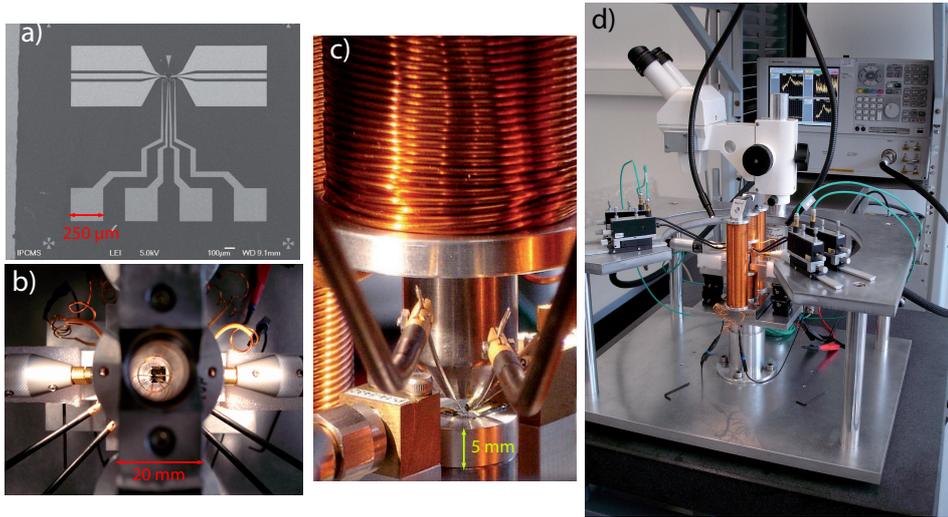


FIG. 6.2 – a) Image au microscope électronique à balayage d'un dispositif type. b) Vue de dessus par le mandrin de l'électroaimant des contacts électriques (pointes tungstène et picoprobes). c) Vue des contacts dans l'entrefer de l'électroaimant. d) Banc de mesure complet avec l'analyseur de réseau sur le rack en arrière plan.

Les rubans de permalloy sont connectés à un source-mètre (Keithley 2601) par contact avec des pointes de tungstène (rayon de courbure $20\mu\text{m}$) montées sur des micropositionneurs Carl Süß PM100 (figures 6.2 b et c). On dispose de quatre plots de contact (figures 6.1 et 6.2a); deux servant à l'injection du courant et les deux autres permettant de contrôler l'échauffement des rubans par une mesure à quatre points de la résistance. Les extrémités des guides d'ondes coplanaires sont connectées à l'aide de sondes hyperfréquence (picoprobe 40A, GGB industries) montées sur positionneurs. Ces sondes sont connectées à l'analyseur de réseau (cf §6.3.2) à l'aide de câbles coaxiaux stables en phase. Tous les contacts sont effectués à la binoculaire (grossissement $\times 20$) au travers du mandrin de l'électro-aimant en l'absence de la pièce polaire supérieure (figure 6.2b). On glisse ensuite délicatement cette pièce polaire amovible dans son logement (figure 6.2c) et la mesure peut démarrer. Comme on peut le voir sur les différentes photos de la figure 6.2, le banc de mesure que l'on a conçu est relativement compact. Bien qu'il repose sur un marbre, il est relativement sensible aux vibrations extérieures. La stabilité des contacts est notamment un des points critiques pour la reproductibilité des mesures. Des fluctuations des résistances de contact peuvent en effet induire des variations de température qui peuvent élargir ou décaler légèrement les raies de résonances.

On pilote les différents instruments de mesures par un PC. L'analyseur et le source-mètre sont contrôlés par port GPIB et l'alimentation de l'électro-aimant par une simple commande analogique délivrée par un convertisseur N/A. Suivant les différents types de mesure (cf partie 3, Résultats expérimentaux), on a créé plusieurs interfaces sous Labwindow (langage C) contrôlant l'alimentation de l'électro-aimant, le source-mètre et l'analyseur de réseau lors de la mesure.

6.2 L'électro-aimant

Comme l'on désire travailler avec le mode Forward Volume Wave, il nous faut pouvoir aimanter à saturation les rubans de permalloy perpendiculairement au plan de l'échantillon, tout en ayant un moyen de réaliser les contacts électriques (DC et RF). Le circuit magnétique de l'électro-aimant (armatures+pôles) a été réalisé en fer doux (ARMCO). Les bobines ont été réalisées sur mandrin d'aluminium en fil de cuivre 0.8 mm de diamètre. La géométrie et les dimensions globales ont été choisies pour permettre l'accès des pointes de tungstène ainsi que les pico-probes avec un entrefer minimum pour maximiser le champ. On présentera ici les principales caractéristiques de cet électro-aimant. Les calculs de magnétostatiques menés pour prédire les valeurs de champ et son homogénéité sont reportés dans l'annexe C.

6.2.1 Dimensionnement et inductance de l'électro-aimant

De par les dimensions initiales du banc de mesure associé au système de positionnement des pointes (positionneurs + binoculaire), le volume total de l'électro-aimant est limité.

Les dimensions de notre électro-aimant sont répertoriées sur la figure (6.3). Afin de maximiser le champ magnétique de l'électro-aimant, on doit, d'une part, avoir un entrefer de taille minimale et, d'autre part, avoir un maximum d'enroulement ($H \propto NI$). On a pour cela non seulement bobiné les pièces polaires centrales (nombre d'enroulement : $N_1 = N_2 = 318$ spires) mais également les deux colonnes latérales de l'armature (nombres d'enroulement : $N_3 = N_4 = 573$ spires). En mesurant le temps de montée du courant à l'oscilloscope pour un signal en créneaux, on trouve une valeur d'inductance de l'ordre du milliHenry, ce qui a par ailleurs été confirmé par une mesure à l'inductancemètre qui donne une inductance de $L=2$ mH pour notre électro-aimant.

6.2.2 Étalonnage de l'électro-aimant

L'électroaimant ainsi fabriqué a été étalonné à l'aide d'une sonde de Hall transverse (Lake Shore MMT-6J04-VH 20 mm^2) introduite au centre de l'entrefer. Le centre étant déterminé au maximum du champ mesuré par la sonde. On a représenté sur la figure 6.4 un exemple d'étalonnage effectué entre +5 et -5 A avec un pas de 5 mA.

On constate tout d'abord que l'on ne sature pas complètement le noyau de fer avec un courant de 5A et que l'on obtient au maximum un champ de 1.5 T à 5 A. Cette valeur de champ est suffisante pour saturer un film de permalloy perpendiculairement à son plan. Cependant, pour cette valeur de courant, l'échauffement des bobines est assez important. En général, on ne travaillera pas

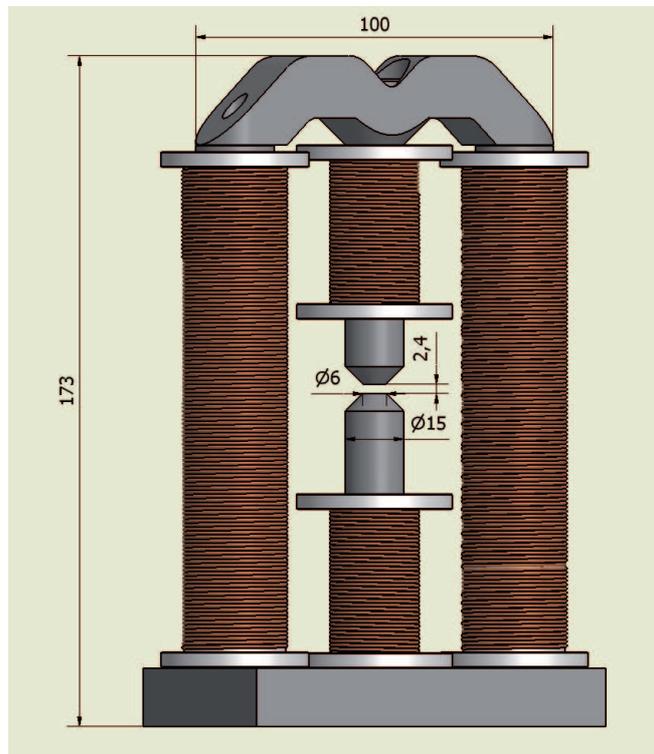


FIG. 6.3 – Dessin technique de l'électro-aimant avec ses dimensions.

au-delà de 3 A, ce qui correspond déjà à un champ de 1.3 T.

On remarque de plus que l'hystérèse n'est pas tout à fait nulle. A rémanence, ($I=0$) il reste un champ de 40 mT. C'est pourquoi il faudra toujours respecter le même historique magnétique. Pour reproduire l'historique de l'étalonnage, on pourra par exemple passer d'abord par 5 A puis descendre de façon régulière jusqu'à la valeur voulue.

6.3 Dispositif Hyperfréquence

Nous nous concentrons maintenant sur la partie hyperfréquence de notre dispositif de mesure, qui comprend d'une part les guides d'ondes se terminant en antennes à ondes de spin et d'autre part l'analyseur de réseaux vectoriel pour la mesure elle-même. Le domaine des fréquences que l'on étudie (1-20 GHz) exige des précautions particulières aussi bien pour le dessin des guides d'onde que pour la mesure elle-même. On s'intéressera dans un premier temps à la modélisation de la propagation d'une onde électromagnétique dans une ligne de transmission, puis on présentera les principaux traits d'une mesure hyperfréquence à l'analyseur de réseaux.

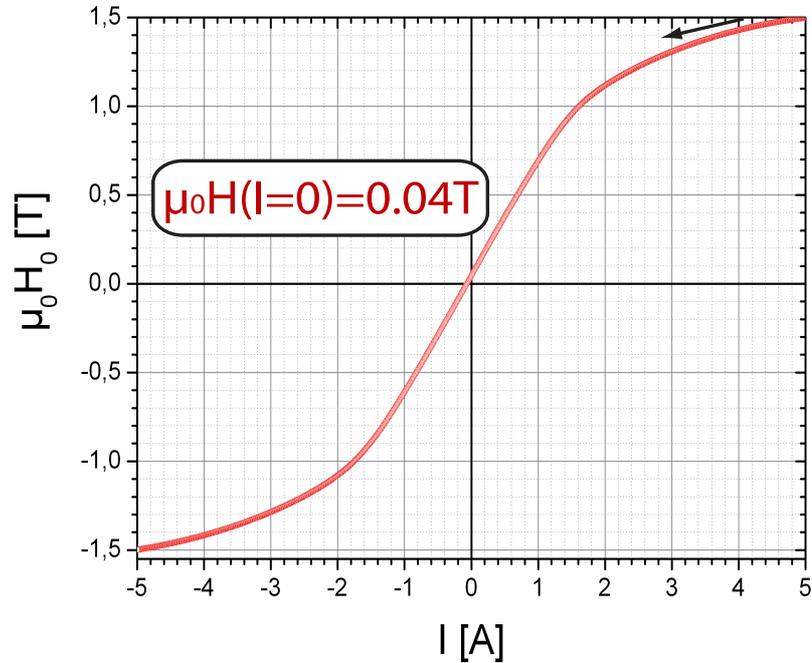


FIG. 6.4 – Étalonnage de l'électroaimant avec une sonde de Hall transverse en commençant à 5A.

6.3.1 Propagation dans un guide d'onde

Comme nous allons le voir, la longueur d'onde du signal se propageant dans nos guides d'onde est de l'ordre du millimètre pour le domaine de fréquence étudié. Elle devient ainsi inférieure aux dimensions des éléments dans lesquels l'onde se propage. La propagation de l'onde peut alors être perturbée par des réflexions. La notion de tension (resp. courant) n'est plus clairement définie dans la mesure où le champ électrique ne dérive plus rigoureusement d'un potentiel scalaire. Il faut par conséquent considérer de façon complète les champs électriques $\vec{E}(\mathbf{r}, t)$ et magnétiques $\vec{H}(\mathbf{r}, t)$ régis par les équations de Maxwell.

On s'intéressera d'abord au cas simple de la propagation du mode électromagnétique transverse (TEM) qui s'avère simple et adapté aux guides d'onde à plusieurs conducteurs. Puis on détaillera les caractéristiques du guide d'onde choisi pour réaliser nos antennes à ondes de spin.

6.3.1.1 Approximation du mode TEM

Suivant la géométrie du guide d'onde et les conditions aux limites qu'elle implique, la résolution des équations de Maxwell conduit à différents modes de propagation pour l'onde électromagnétique. On distingue communément ces solutions en trois principaux modes de propagation : le mode, dit "transverse

electromagnetic" (TEM) où le champ électrique et le champ magnétique sont tous deux perpendiculaires à la direction de propagation et les modes "transverse electric" (TE) (resp. "transverse magnetic" (TM)) pour lesquels le champ magnétique (resp. électrique) comportent une composante longitudinale (selon la direction de propagation) non nulle.

La séparation des équations de Maxwell en composantes longitudinales et transverses ($E_t(x, r_t), H_t(x, r_t)$) conduit pour le cas d'un mode TEM se propageant selon x aux relations suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{E}_t}{\partial x} &= j\omega\mu e_x \wedge \vec{H}_t & [V/m^2] \\ \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial x} &= -(j\omega\epsilon + \sigma)e_x \wedge \vec{E}_t & [A/m^2]\end{aligned}\tag{6.1}$$

où σ est la conductivité du conducteur, μ et ϵ désigne respectivement la perméabilité et la permittivité du milieu dans lequel se propage l'onde. Ces deux équations présentent une analogie formelle avec les équations des lignes de transmission ([35], p.167) et permettent de décomposer les champs transverses ($E_t(x, r_t), H_t(x, r_t)$) en produits d'une fonction à dépendance longitudinale (x) par une fonction à dépendance transverse (r_t) ([36], p.22) :

$$\begin{aligned}E_t(x, r_t) &= U_e(x)E_T(r_t) & [V/m] \\ H_t(x, r_t) &= I_e(x)H_T(r_t) & [A/m]\end{aligned}\tag{6.2}$$

E_T et H_T sont les parties du champ dépendant de la coordonnée transverse et ont la dimension de l'inverse d'une longueur. On peut définir de cette façon pour le mode TEM, les notions de tension U_e et de courant I_e pour une ligne de transmission équivalente et utiliser la théorie des circuits, plus commode pour décrire la propagation de l'onde.

Pour les guides d'ondes coplanaires que l'on utilise (figure 6.2 a), il n'existe pas de mode purement TEM, étant donné que le guide comporte deux milieux de propagation de propriétés diélectriques distinctes : l'air de permittivité ϵ_0 et le substrat ayant une permittivité diélectrique ϵ . De plus, la résistivité non nulle des conducteurs est responsable d'une composante longitudinale du champ électrique pouvant également affecter la structure du mode TEM.

Cependant, pour des fréquences suffisamment faibles, la propagation de l'onde est relativement bien décrite par une approche quasi-statique ([74], p.395), permettant de faire l'approximation d'un mode principal TEM et d'utiliser la théorie des circuits pour décrire la propagation des ondes.

6.3.1.2 Equations du télégraphiste

Le schéma équivalent d'une portion de ligne de longueur dx pour un mode TEM est représenté sur la figure 6.5. Sa réponse électrique est caractérisée par sa capacité $C dx$ et sa réponse magnétique par son auto-inductance $L dx$. On rend compte des pertes ohmiques dans le conducteur, ainsi que des pertes dans le diélectrique en ajoutant respectivement une résistance série $R dx$ et une conductance $G dx$.

En posant $Z = R + i\omega L$ l'impédance linéique série et $Y = G + i\omega C$ l'admittance linéique parallèle, les lois de l'électrocinétique appliquées à cette portion de circuit donnent :

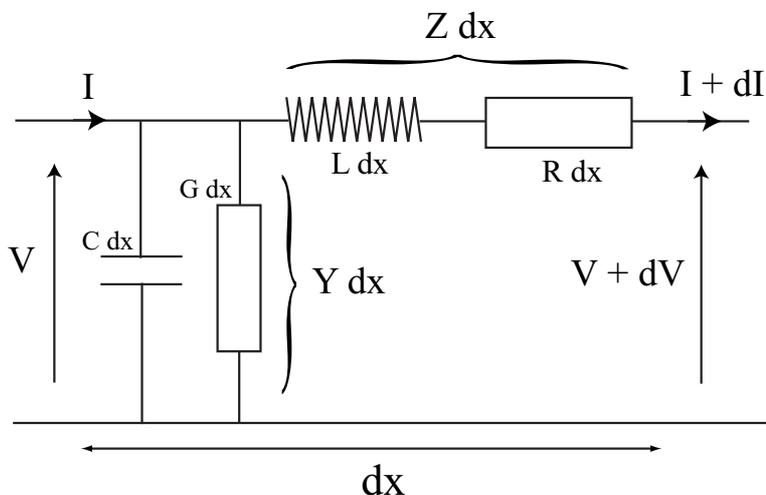


FIG. 6.5 – Schéma d'une portion de ligne de transmission pour un mode TEM.

$$dV = -Z dx I \quad (6.3)$$

$$dI = -Y dx V$$

Ce qui conduit à l'équation de propagation :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \kappa^2 V \quad (6.4)$$

$$\frac{d^2 I}{dx^2} = \kappa^2 I$$

où $\kappa = \sqrt{ZY}$ est la constante de propagation complexe. En l'absence de perte, $\kappa = i\omega\sqrt{LC}$, et on retrouve une dispersion de type onde plane avec pour célérité $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Les solutions de l'équation de propagation sont une combinaison linéaire d'ondes progressives se propageant dans les deux sens :

$$V(x) = V_+ e^{-\kappa x} + V_- e^{\kappa x} \quad (6.5)$$

$$I(x) = \frac{V_+}{Z_c} e^{-\kappa x} - \frac{V_-}{Z_c} e^{\kappa x}$$

où $Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}}$ est l'impédance caractéristique du guide d'onde. Z_0 correspond au rapport de la tension par le courant en n'importe quel point de la ligne pour une propagation dans un seul sens. L'impédance caractéristique du vide se définit simplement comme le rapport $\frac{E}{H}$ pour une onde plane et vaut $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$. Par convention, toute l'électronique hyperfréquence d'aujourd'hui fonctionne avec une impédance caractéristique de 50Ω .

Intéressons-nous maintenant à la réflexion d'une onde électromagnétique sur une impédance localisée (charge R_L). La tension totale ainsi que le courant total doivent être continus au niveau de la charge, ce qui s'écrit :

$$\begin{aligned}
 V_+ + V_- &= V_L \\
 \frac{V_+}{Z_c} - \frac{V_-}{Z_c} &= \frac{V_L}{R_L}
 \end{aligned}
 \tag{6.6}$$

On obtient ainsi en substituant V_L dans ces deux équations, le coefficient de réflexion ρ (rapport de la tension réfléchie sur la tension incidente) et en substituant V_- le coefficient de transmission τ (rapport de la tension transmise à la charge sur la tension incidente) :

$$\begin{aligned}
 \rho &= \frac{V_-}{V_+} = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_c} \\
 \tau &= \frac{V_L}{V_+} = \frac{2R_L}{R_L + Z_c}
 \end{aligned}
 \tag{6.7}$$

On constate ainsi que la réflexion s'annule pour une impédance de charge égale à l'impédance caractéristique de la ligne. Toute l'énergie est transférée à la charge lorsque $R_L = Z_c$, si bien que tout se passe comme si la ligne était infinie.

Comme on le verra plus bas, c'est la précaution principale en hyperfréquence qui consiste à veiller à une bonne adaptation d'impédance dans tout le circuit afin de minimiser les pertes du signal par réflexion. C'est pourquoi on doit notamment s'assurer du dessin des guides d'onde (§ 6.3.1.3) pour que son impédance caractéristique soit proche de 50Ω et calibrer avec soin le dispositif complet (§ 6.3.2.3).

6.3.1.3 Caractérisation de nos guides d'ondes

On a choisi des lignes de type guide d'onde coplanaire pour acheminer le courant hyperfréquence aux antennes (figure 6.6), parce-qu'elles s'adaptent le mieux à la configuration symétrique des câbles coaxiaux, à savoir un plan de masse de part et d'autre du conducteur central.

Il nous faut ajuster les dimensions de ce guide d'onde d'une part aux dimensions des picoprobes et d'autre part pour que son impédance caractéristique vaille 50Ω si possible jusqu'aux antennes. De par l'inhomogénéité diélectrique de la ligne (conducteurs reposant sur un substrat (Silicium intrinsèque) de permittivité ϵ avec de l'air dans le demi-espace supérieur (ϵ_0)), il ne peut exister de mode rigoureusement TEM. Cependant, Wen a montré [92] qu'à fréquences suffisamment basses, une approximation du mode TEM donne un bon accord avec des mesures réalisées sur des substrats de différente permittivité. En supposant l'épaisseur du conducteur nulle, il trouve par la méthode de transformation conforme une expression de l'impédance caractéristique en fonction des dimensions des conducteurs et de la permittivité du substrat :

$$Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{8(\epsilon_r + 1)}} \frac{K'(u)}{K(u)}
 \tag{6.8}$$

où Z_0 est l'impédance caractéristique du vide et $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ est la permittivité relative du milieu. K est l'intégrale elliptique du premier ordre et K' sa complémentaire, et la variable u est un paramètre géométrique qui vaut $u = \frac{a}{b}$ ($2a$ étant la largeur du conducteur central et $2b$ la distance entre les deux conducteurs périphériques, voir notations figure 6.6). On obtient ainsi une impédance caractéristique de 50Ω lorsque $\epsilon_r(Si) = 10$, pour un rapport $u = \frac{a}{b} \approx 0.52$, c'est

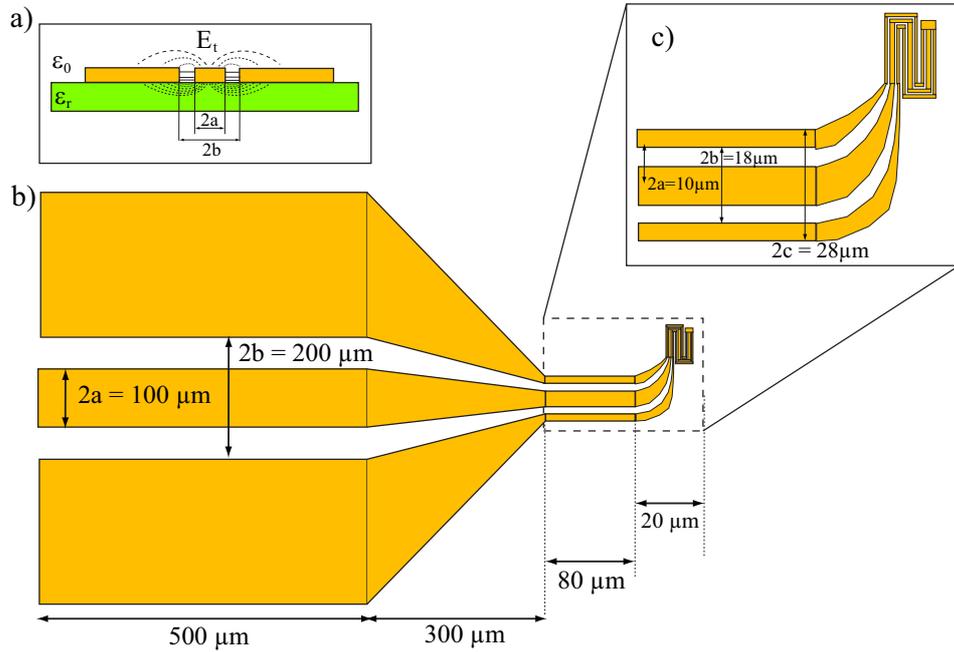


FIG. 6.6 – a) Schéma en coupe de nos guides d’onde coplanaire, les lignes de champ électrique sont essentiellement transverses et confinées dans le substrat diélectrique. b) Dessin d’un guide d’onde complet terminé par l’antenne (échelle non respectée). c) Zoom de la fin du guide au niveau du raccord (1-2-1) avec l’antenne.

à dire un espacement entre conducteur central et plan de masse approximativement égal à la demi-largeur du brin central.

Cette formule n’est cependant valable que pour des plans de masse ininterrompus, ce qui est approximativement le cas aux niveaux des contacts où l’on n’est pas particulièrement limité dans l’extension des conducteurs périphériques. En revanche, le guide d’onde doit, en se rapprochant de l’antenne, s’adapter à la configuration (1-2-1) d’un conducteur central deux fois plus large que les périphériques (figure 6.6 c), et ce, on le rappelle, pour que la densité de courant soit la même dans chaque brin de l’antenne. On doit donc envisager une zone de raccordement qui reste adaptée en impédance. Il suffit pour cela de corriger le paramètre géométrique de la relation 6.8 en prenant en compte la taille finie des plans de masse [6] :

$$u = \frac{a}{b} \sqrt{\frac{c^2 - b^2}{c^2 - a^2}} \quad (6.9)$$

où $2c$ est la distance entre les extrémités des plans de masse. On a représenté sur la figure 6.6 les dimensions de nos guides d’onde qui sont ainsi adaptés à $50 \pm 5 \Omega$ jusqu’à la zone des antennes.

Par ailleurs, l’épaisseur du conducteur doit être suffisante pour que la résistance totale de l’antenne (qui est essentiellement due au serpentín) ne soit pas trop supérieure à 50Ω . Dans le cas contraire, cela aurait pour effet de diminuer

le rapport signal sur bruit et de rendre ainsi la mesure du signal d'onde de spin encore plus délicate. Pour les épaisseurs de lift-off envisagées (150 nm au maximum), on s'assure que la profondeur de peau δ reste bien supérieure à l'épaisseur du conducteur¹ (à 20GHz, $\delta \approx 0.5\mu\text{m}$).

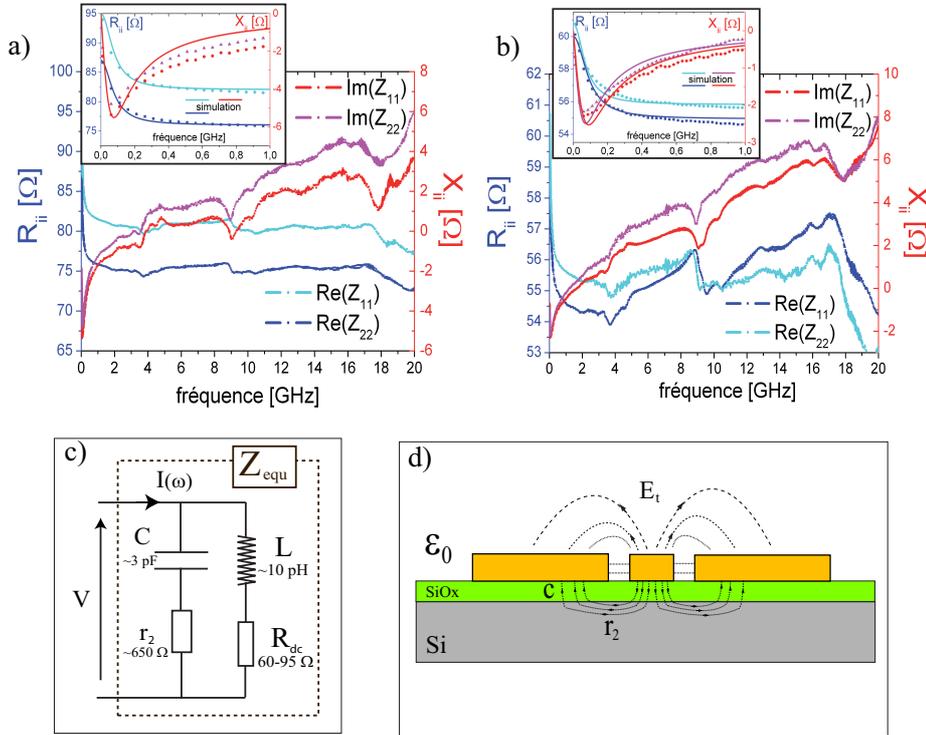


FIG. 6.7 – a) Mesure d'impédance d'une antenne de type " 2μ " sur toute la gamme de l'analyseur (10MHz-20GHz); (inset) Zoom de cette même mesure sur la plage 10MHz-1GHz. b) Impédance d'une antenne de type " 8μ ". c) Circuit équivalent d'une antenne représentant sa nature inductive (R,L) ainsi que les pertes par couplage capacitif dans le silicium (C, R_2). d) Schématisation du "court-circuit" des lignes de champ électrique dans le silicium.

On a représenté sur la figure 6.7 les parties réelles et imaginaires des impédances d'entrée mesurées sur deux paires d'antennes différentes, l'une de type "antenne- 8μ " possédant 3 méandres et un $k_1 = 3.9\mu\text{m}^{-1}$ (figure 6.7 b) et l'autre plus fine et un peu plus résistive (de type "antenne- 2μ ", figure 6.7 a) possédant 5 méandres et un $k_1 = 7.8\mu\text{m}^{-1}$. On constate tout d'abord que les impédances Z_{11} et Z_{22} ne sont pas rigoureusement identiques, ce qui témoigne simplement de la difficulté de reproductibilité des dispositifs à ces dimensions. De plus, on distingue deux zones de résonance électromagnétique, l'une vers 4 GHz et l'autre vers 10 GHz. L'origine de ces résonances n'est pas simple à comprendre (mode propre du guide d'onde ou des picoprobes). Il se pourrait que ces résonances affectent légèrement nos mesures.

¹l'approximation d'un mode principale TEM consiste notamment à supposer la densité de courant uniforme dans tout le conducteur.

Enfin, on observe une variation abrupte de l'impédance à basse fréquence (10-900 MHz), que l'on attribue à un léger court-circuit dans le silicium par couplage capacitif. En effet, s'il n'y a aucun court-circuit dans le silicium, l'impédance d'entrée Z_i de l'antenne lorsqu'elle est court-circuitée à son extrémité ($Z_L = 0$) ([74], p.33) s'écrit au premier ordre en κx :

$$Z_i = Z_c \tanh(\kappa x) = (R + i\omega L)x \quad (6.10)$$

Les impédances parallèles de la ligne ($Y = G + i\omega C$) n'interviennent pas dans cette formule, ce qui est conforme avec l'idée d'une mesure d'auto-inductance sur une antenne de type spire, ayant un circuit équivalent de type (R,L). On retrouve d'ailleurs pour des fréquences supérieures à 1 GHz (figures 6.7 a et 6.7 b), une résistance à peu près constante et une réactance linéaire. L'ajout d'une capacité $C \sim 3 pF$ plus une résistance $r_2 \sim 650 \Omega$ en parallèle au circuit équivalent initial (R,L) (figure 6.7 c) reproduit assez bien la variation abrupte observée à basse fréquence. L'origine de C et r_2 est schématisée sur la figure 6.7 c 6.7 d. Le silicium, même sous sa forme intrinsèque n'est pas parfaitement isolant ($\rho \simeq 1 k\Omega.cm$) ; une partie des lignes de champ électrique peut donc se refermer dans le silicium (résistance r_2), après la traversée de la couche d'oxyde thermique (couplage capacitif C).

Ce court-circuit ne devrait pas franchement perturber notre mesure étant donné que les premières fréquences de résonance (juste à la saturation du film) se situent au delà du GHz pour les vecteurs d'onde que l'on excite.

On conclut cette partie en insistant sur le fait que la longueur d'onde, qui vaut $\lambda = \frac{v}{f} = \frac{c}{f\sqrt{\frac{\epsilon_r+1}{2}}} \approx 5 mm$ à 10 GHz reste très grande devant les dimensions de l'antenne. On pourra donc supposer que le courant hyperfréquence reste uniforme le long de l'antenne (pas d'effet notable de propagation électromagnétique).

6.3.2 Analyseur de réseaux vectoriel

On présente tout d'abord dans cette partie le principe d'une mesure à l'analyseur de réseaux vectoriel. Puis on détaillera à la fin les niveaux de sensibilité espérés avec notre analyseur de réseaux.

6.3.2.1 Mesure des paramètres S

Un analyseur de réseaux mesure avant tout les paramètres de réflexion-transmission dont le principe est schématisé sur la figure 6.8 : on envoie par exemple une onde V_1^+ sur le port 1 du système à étudier (couple d'antennes dans notre cas) et on mesure l'amplitude de l'onde réfléchie V_1^- sur ce même port et de l'onde transmise V_2^- sur le port 2. On définit la matrice des coefficients S_{ij} à partir des tensions complexes injectées, transmises et réfléchies :

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

Autrement dit les paramètres $S_{ii} = \frac{V_i^-}{V_i^+}$ correspondent au rapport d'amplitudes de l'onde réfléchie à l'onde incidente sur le même port i et les paramètres $S_{ij} =$

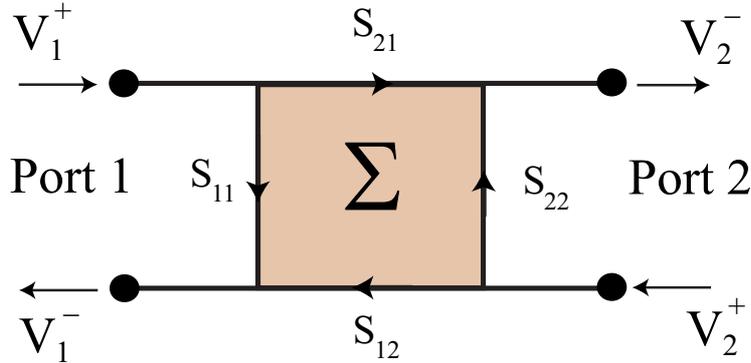


FIG. 6.8 – Définition des paramètres S pour un système à deux ports.

$\frac{V_i^-}{V_j^+}$ correspondent au rapport d'amplitudes de l'onde détectée au port i à celle injectée au port i . On peut relier les paramètres S_{ij} à la matrice d'impédance :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

où $V_i = V_i^+ + V_i^-$, $I_i = I_i^+ - I_i^-$. Ce calcul est similaire à celui du §6.3.1.2 (voire aussi la méthode de l'abaque de Smith ([74],p.606), et on trouve :

$$\begin{aligned} Z_{ii} &= Z_c \frac{(1+S_{ii})(1-S_{jj}+S_{ij}S_{ji})}{(1-S_{ii})(1-S_{jj})-S_{ij}S_{ji}} \\ Z_{ij} &= Z_c \frac{2S_{ij}}{(1-S_{ii})(1-S_{jj})-S_{ij}S_{ji}} \end{aligned} \quad (6.13)$$

6.3.2.2 Principe de fonctionnement de l'analyseur de réseaux vectoriel

On a schématisé sur la figure 6.9 le principe de fonctionnement de l'analyseur de réseaux vectoriel que nous utilisons (Agilent E8362B, 10MHz-20GHz). Une source hyperfréquence large bande délivre un signal qui est envoyé alternativement sur les ports 1 et 2. Le signal est séparé entre une branche de référence (Ref₁ ou Ref₂) et une branche connectée au système étudié (antenne+ruban magnétique). Le signal réfléchi est séparé de l'onde incidente par un coupleur directionnel. Chacun des signaux (références Ref₁ ou Ref₂, et signaux transmis ou réfléchis) est mesuré par méthode hétérodyne : le signal est mélangé à une onde de fréquence légèrement différente de manière à se ramener dans le MHz. Le signal est ensuite filtré avec une bande passante ajustable (IF Bandwidth) pouvant aller jusqu'à 1 Hz. Les tensions obtenues par détection vectorielle sont ensuite numérisées puis combinées de manière à obtenir les paramètres S_{ij} et Z_{ij} .

Comme on l'a représenté sur la figure 6.9, nous avons utilisé l'analyseur dans un mode où la source n'est pas directement connectée sur la ligne principale du coupleur directionnel, comme cela est généralement le cas. En effet, la branche "ARM" du coupleur ne prélève que -15 dB du signal de référence. Or dans notre cas, on préfère éviter d'atténuer à la réception pour optimiser le rapport signal

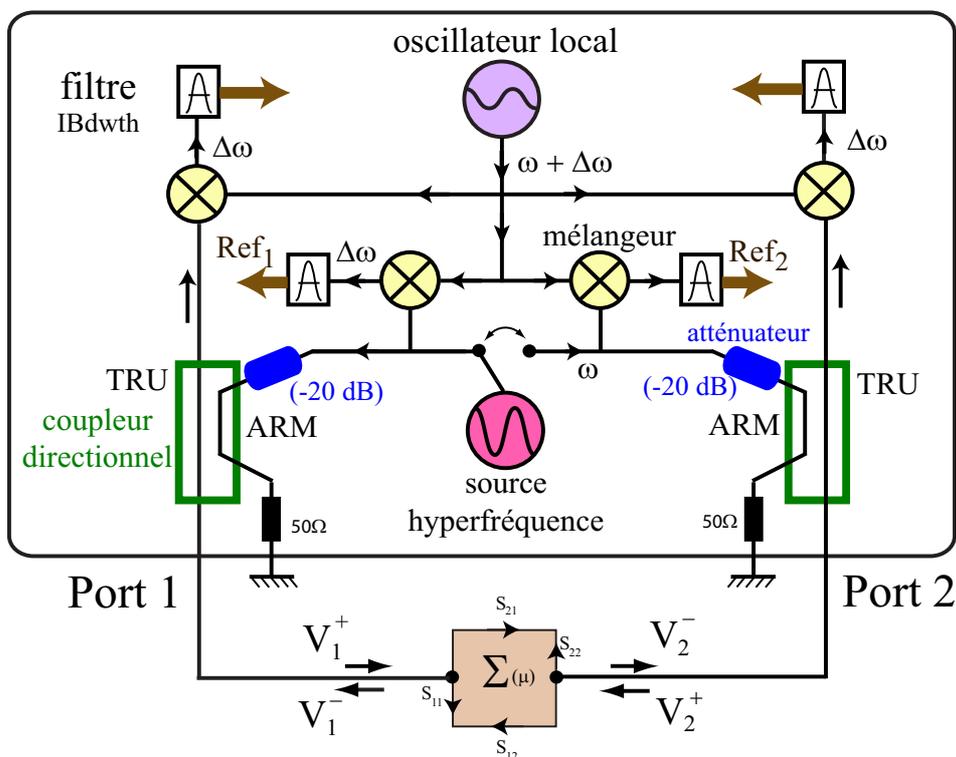


FIG. 6.9 – Schéma de fonctionnement de l'analyseur de réseaux vectoriel tel qu'on l'utilise.

sur bruit. Les -15 dB d'atténuation du coupleur ARM (éventuellement combinés avec des atténuateurs -20dB) sont mis à profit pour atténuer le signal de la source. On doit en effet limiter la puissance arrivant sur les antennes pour rester dans un régime d'excitation linéaire (cf chapitre 7 § 7.4).

6.3.2.3 Protocole de Calibration

La qualité des mesures hyperfréquences repose en grande partie sur le soin apporté lors de la calibration du dispositif, qui comprend à la fois l'analyseur, les câbles, les picoprobe et les guides d'ondes. Ces différents éléments sont en effet loin d'être parfaits sur toute la gamme de fréquence de l'analyseur et nécessitent une procédure de calibration adaptée pour corriger leurs erreurs. On dispose pour cela d'un substrat de calibration comprenant différents motifs de type guide d'onde coplanaire adaptés aux dimensions des picoprobe, à savoir un circuit ouvert, un court circuit, une charge de $50\ \Omega$ et une ligne de transmission entre les deux ports adaptée à $50\ \Omega$. La procédure de calibration consiste à contacter successivement chacun de ces "circuits" de calibration, en balayant à pleine puissance sur toute la gamme de l'analyseur et dans des conditions expérimentales similaires à celle d'une mesure (Bande passante, nombre de points). On actualise ainsi les différents termes du "modèle d'erreur" défini par le fabricant.

Une fois la calibration terminée, on rajoute un délai électrique supplémentaire de τ correspondant à la propagation dans le guide d'onde jusqu'aux antennes. Pour une permittivité relative de $\epsilon_r = 11$ et une longueur de ligne $d=0.9$ mm (figure 6.6), cela correspond à un temps de propagation dans le guide d'onde de $\tau = \frac{d}{v} = \frac{dc}{\sqrt{\frac{\epsilon_r+1}{2}}} = 7$ ps. Il faut donc ajouter un délai d'environ 14 ps pour prendre en compte le retard du signal réfléchi ou transmis.

6.3.2.4 Niveau de sensibilité

On aborde maintenant l'estimation du niveau de sensibilité de notre dispositif hyperfréquence que l'on comparera aux amplitudes obtenues par la simulation du chapitre 4.

Tout d'abord, en mesurant l'amplitude du bruit lorsque la source est éteinte, on estime le niveau de bruit des récepteurs à $N=-130$ dBm pour 10Hz de bande passante, c'est à dire 0.1 fW ! Par ailleurs, on estime à $P_i=-35$ dBm (0.316 μ W) le seuil de non-linéarité pour l'excitation des ondes de spin. Ce sera donc la puissance maximale que l'on s'autorisera à injecter dans les antennes.

La limite de détection correspond à un signal réfléchi ou transmis dont l'amplitude est de l'ordre du niveau de bruit ($S_{ij}^{lim} = \sqrt{\frac{N}{P}}$, soit $|S_{ij}^{lim}|_{dB} = -95$ dB).

La plus petite variation d'impédance détectable δZ_{ij}^{lim} s'obtient à partir de Eq.(6.13) :

$$\delta Z_{ij}^{lim} = S_{ij}^{lim} \frac{dZ_{ij}}{dS_{ij}} \approx \sqrt{\frac{N}{P}} Z_c \frac{(1 + \frac{Z}{Z_c})^2}{2} \quad (6.14)$$

lorsque l'impédance Z de l'antenne est proche de l'impédance caractéristique Z_c du guide d'onde.

On trouve ainsi une variation d'impédance minimum détectable de l'ordre de 1.5 m Ω ce qui donne des niveaux d'inductance de l'ordre de la dizaine voire de la centaine de femto Henry pour la gamme de fréquence étudiée ($\delta L_{ij}^{lim} = 50$ fH à 10 GHz).

On rappelle que les niveaux de signal en transmission obtenus lors de la simulation du chapitre 4 (cf §4.2.4), s'échelonnent pour le dispositif "antenne-2 μ " entre quelques femto-Henry pour une distance D entre antennes de $D = 15$ μ m à plusieurs dizaines de femto-Henry pour $D = 10$ μ m. Tandis que pour le dispositif "antenne-8 μ ", on possède à priori un peu plus de marge avec des inductances mutuelles simulées de l'ordre de 20 fH et 400 fH pour des distances respectives de $D = 15$ μ m et $D = 10$ μ m.

Ainsi, il apparaît nécessaire d'optimiser la distance entre antennes ainsi que l'épaisseur d'espaceur de manière à pouvoir détecter un signal en transmission. D'autre part, il sera indispensable d'effectuer un moyennage dynamique du signal en accumulant plusieurs balayages identiques jusqu'à ce que l'inductance mutuelle sorte clairement du bruit.

Troisième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 7

Spectroscopie d'ondes de spin : mesures sans courant

Je présente dans ce chapitre les résultats de spectroscopie d'onde de spin propagative (sans courant continu). C'est une étape qui est obligatoire avant de vouloir observer un effet Doppler d'onde de spin induit par un courant, pour d'une part, valider la technique aux dimensions auxquelles on l'emploie et pour, d'autre part, caractériser nos rubans magnétiques et s'assurer qu'ils n'ont pas trop souffert pendant la fabrication de l'échantillon. Cela nous permettra également de confronter le modèle développé au chapitre 4 avec les différents spectres d'auto-inductance (mesure en réflexion) et d'inductance mutuelle (mesure en transmission) mesurés.

On exposera d'abord les mesures en réflexion servant essentiellement à la caractérisation magnétique des rubans de permalloy. On se tournera ensuite vers la propagation d'onde de spin proprement dite, en présentant les mesures en transmission. On tentera ensuite d'ajuster les spectres obtenus à notre modèle de transduction d'onde de spin. Enfin on terminera cette partie en s'intéressant aux effets de non-linéarité de la réponse hyperfréquence en fonction de la puissance injectée dans les antennes.

Toutes les courbes présentées dans ce chapitre ont été obtenues sur la série "P2778" dont l'épaisseur nominale de permalloy est 20 nm. On donnera également les paramètres magnétiques obtenus sur des rubans de la série "P2777" dont l'épaisseur nominale est 10 nm.

7.1 Mesures en réflexion

On commencera par présenter les spectres d'auto-inductance obtenus sur différents échantillons en balayant la fréquence à champ fixe. On rassemblera ensuite les résultats obtenus à différentes valeurs de champ, ce qui nous permettra de remonter aux paramètres magnétiques de nos rubans de permalloy. Enfin, on présentera les courbes obtenues en balayant le champ à fréquence fixe et on décrira les difficultés associées à cette méthode.

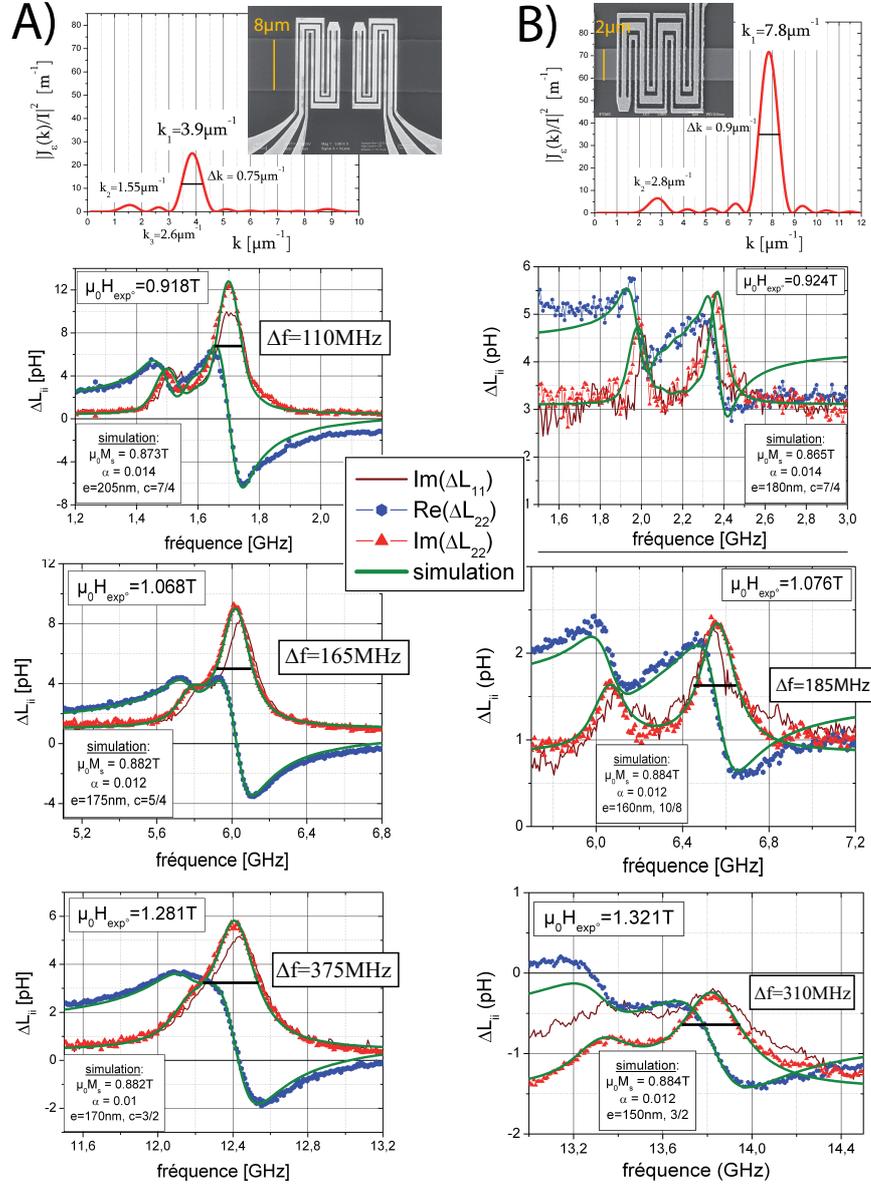


FIG. 7.1 – Spectres d'auto-inductance ΔL_{ii} mesurés (échantillon P2778_3) pour un balayage en fréquence à différentes valeurs de champ appliqué (insert du haut : Transformée de Fourier de la densité de courant dans l'antenne). A) Échantillon "antenne- 8μ " mesuré à une puissance P_i de $-35 dBm$ et une bande passante de $50 Hz$. B) Échantillon "antenne- 2μ ", $P_i = -40 dBm$ et $IFBW = 10 Hz$. Les courbes vertes sont déduites de la simulation du chapitre 4 en prenant une épaisseur de permalloy $t = 16.5 nm$ et les paramètres indiqués sur les graphes.

7.1.1 Spectres d'auto-inductance en fréquence

Pour le balayage en fréquence, on a réalisé une première interface qui synchronise l'analyseur de réseaux avec l'alimentation de l'électro-aimant de sorte à effectuer deux mesures ; une première mesure de "résonance" $Z(f, H_{res})$ à une valeur de champ H_{res} telle que la résonance tombe au milieu de la plage de fréquence balayée, puis une deuxième mesure de référence $Z(f, H_{ref})$ à une valeur de champ H_{ref} légèrement différente pour laquelle aucun phénomène de résonance n'intervient pour cette plage de fréquence.

La variation d'impédance produite par la résonance d'onde de spin étant exclusivement due à un couplage inductif, on exprime la variation d'inductance $\Delta L(f, H_{res})$ en fonction des impédances complexes $Z(f, H_{res})$ et $Z(f, H_{ref})$ mesurées :

$$\Delta L(f, H_{res}) = \frac{Z(f, H_{res}) - Z(f, H_{ref})}{i 2\pi f} \quad (7.1)$$

On a représenté sur la figure 7.1 des spectres d'auto-inductance obtenus à différentes valeurs de champ pour deux dispositifs de l'échantillon "P2778_3", l'un de type "antenne-8 μ m" et l'autre de type "antenne-2 μ m", ayant tous deux une épaisseur nominale de permalloy de 20 nm. Ces mesures ont été effectuées pour une puissance rf P_i à la sortie de l'analyseur de -35 dBm et -40 dBm, et à des bandes passantes de coupure IFBW de 50 Hz et 10 Hz, respectivement.

On obtient des courbes typiques de résonance ferromagnétique avec des pics d'absorption ($Im(\Delta L_{ii})$) de forme Lorentzienne. On observe systématiquement deux pics de résonance, que l'on attribue aux deux pics visibles sur la transformée de Fourier du courant circulant dans les antennes (voir les encarts en haut de la figure 7.1). Conformément à la dispersion croissante du mode MsFVW, le pic principal qui correspond au vecteur d'onde k_1 est à plus haute fréquence que le pic secondaire qui correspond au vecteur d'onde $k_2 < k_1$.

On constate également que la fréquence de résonance croît avec le champ appliqué, ce qui est conforme à un comportement de résonance magnétique. Et on remarque que la largeur des pics augmente avec la fréquence, ce qui est conforme à un amortissement de Gilbert (cf Eq.(1.81)). Enfin, on voit que l'amplitude des pics diminue avec la fréquence, ce qui se comprend si l'on considère que l'aire totale du pic reste à peu près constante.

De plus, on remarque que les spectres d'auto-inductance ΔL_{11} et ΔL_{22} des antennes 1 et 2 ne sont pas rigoureusement identiques (en amplitude, en forme et en position en fréquence). Ceci témoigne à nouveau de la difficulté d'obtenir deux réponses identiques¹, malgré le fait que les antennes ne soient séparées que de quelques μ m.

Enfin, on remarque des lignes de base non nulles pour la plupart des spectres. La position de ces lignes de base reste proche de zéro pour l'échantillon "antenne-8 μ m", alors qu'elle passe de 2.5 pH à -2 pH dans le cas de l'échantillon "antenne-2 μ m". Comme on le verra dans le § 7.1.3, ces lignes de base sont dues à une variation "molle" de l'impédance des antennes sur toute la gamme de champ

¹ Il arrive même parfois que la réponse en réflexion de ces antennes puisse dériver au court du temps ou changer brusquement sous l'effet d'une forte densité de courant injectée dans les rubans, sans que l'on comprenne vraiment ce qu'il se passe (vraisemblablement une altération du permalloy : oxydation, électromigration).

appliqué et leur signe dépend du champ de référence. Pour le spectre à $\mu_0 H_{ext} = 1.321 T$ de la figure 7.1 B, $H_{ref} = 1.282 T < H_{res} = 1.321 T$, la ligne de base est négative, tandis que pour les autres spectres de la figure (7.1), $H_{ref} > H_{res}$, et les lignes de bases sont positives. La seule méthode que l'on ait identifiée pour limiter ces problèmes consiste à choisir un champ de référence H_{ref} qui ne soit pas trop éloigné du champ de mesure H_{res} ($|H_{ref} - H_{res}| < 100 \text{ mT}$).

7.1.2 Synthèse des mesures d'auto-inductance

La mesure en réflexion constitue, proprement dit, une technique de résonance ferromagnétique non-uniforme. On possède, de par la géométrie des antennes, au moins un couple de vecteurs d'onde par dispositif (k_1 et k_2) et on rappelle que l'on travaille avec deux tailles de dispositifs différentes, ce qui nous donne au total quatre valeurs différentes de vecteurs d'onde : $(k_1; k_2) = (3.9 \mu\text{m}^{-1}; 1.5 \mu\text{m}^{-1})$ et $(k_1; k_2) = (7.8 \mu\text{m}^{-1}; 2.8 \mu\text{m}^{-1})$ respectivement pour des dispositifs de type "antenne- 8μ " et "antenne- 2μ ".

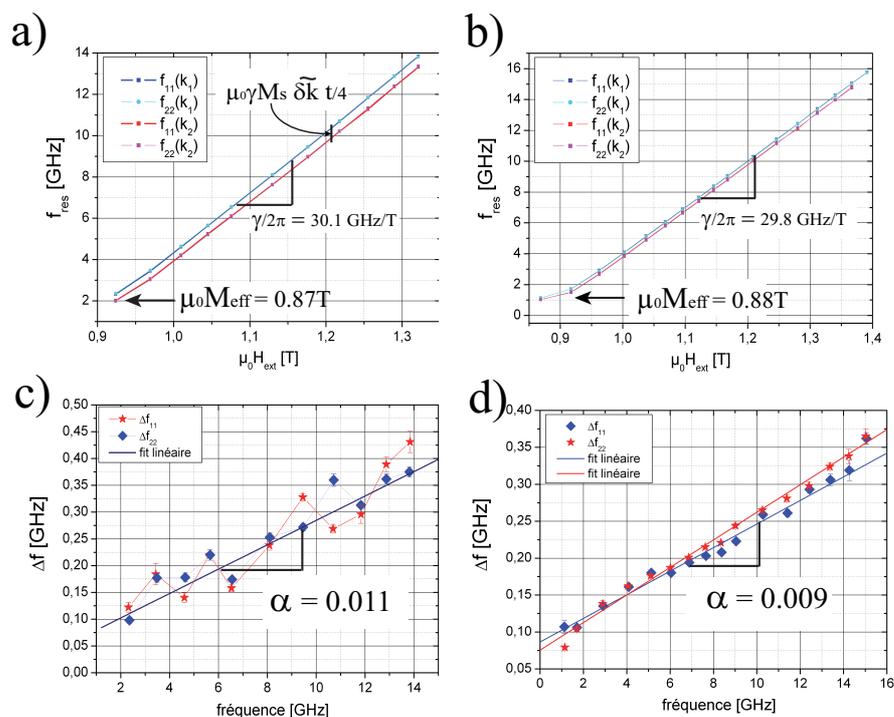


FIG. 7.2 – a) Evolution des fréquences de résonance en fonction du champ pour le dispositif "antenne- 8μ ". b) Même étude pour le dispositif "antenne- 2μ ". c) et d) Largeurs de raie en fonction de la fréquence respectivement pour les dispositifs "antenne- 8μ " et "antenne- 2μ ".

On a réalisé pour chaque échantillon une analyse en fréquence dans différentes gammes de champ afin de caractériser les rubans de permalloy sur la gamme [1GHz..20GHz]. Pour chacun des spectres, on détermine la fréquence de

résonance des deux pics d'absorption $Im(\Delta L_{ii})(k_1)$ et $Im(\Delta L_{ii})(k_2)$, ainsi que leur largeur à l'aide d'un fit Lorentzien. On a résumé ces séries de mesures sur la figure 7.2 en traçant l'évolution de la fréquence de résonance en fonction du champ appliqué, ainsi que la largeur de raie en fonction de la fréquence pour deux échantillons.

Conformément à la dispersion du mode MsFVW, on observe une dépendance linéaire de la fréquence de résonance en fonction du champ appliqué. En effet, au premier ordre en kt ($k \leq 7.8\mu m^{-1}$ et $t = 20nm$, i.e $kt \leq 0.15$), la relation de dispersion Eq.(1.56) s'écrit :

$$f_{res}(H, \tilde{k}) = \frac{\gamma}{2\pi} \mu_0 (H_{equ} + M_s \frac{\tilde{k}t}{4}) \quad (7.2)$$

où $\tilde{k} = \sqrt{k^2 + \frac{\pi^2}{w^2}}$ (w étant la largeur du ruban) et le champ d'équilibre H_{equ} comprend le terme de champ démagnétisant plus un terme d'anisotropie : $H_{equ} = H_{ext} - M_s + H_K$. Ici H_K désigne un champ d'anisotropie uniaxe (axe facile selon la normale du film si $H_K > 0$). Il rend compte d'une possible anisotropie de surface pour les interfaces P_y/S_iO_x et P_y/Al_2O_3 . On déduit le rapport gyromagnétique γ de la pente de $f_{res}(H_{ext})$. Cette valeur de γ a été déterminée sur tous les rubans et on a ensuite fait une moyenne pour chaque épaisseur de P_y (10 ou 20 nm), que l'on a reportée dans le tableau Tab.(7.1). On remarque que les valeurs de γ obtenues sur nos rubans sont légèrement supérieures à celles obtenues par les mesures en guide d'onde sur les films initiaux (mesures CPW, cf §5.1.2.2).

Parallèlement, en traçant la différence du carré des fréquences de résonance des deux pics ($f_{res}^2(H, k_1) - f_{res}^2(H, k_2)$), on peut déterminer rigoureusement le produit $M_s t$ et l'aimantation effective $M_{eff} = M_s - H_K$, connaissant γ du fit précédent. En effet, cette différence s'écrit :

$$\begin{aligned} f_{res}^2(H, \tilde{k}_1) - f_{res}^2(H, \tilde{k}_2) &= \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^2 \frac{\mu_0 M_s t}{2} (\tilde{k}_1 - \tilde{k}_2) \mu_0 H_{ext} \\ &\quad - \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^2 \frac{\mu_0 M_s t}{2} (\tilde{k}_1 - \tilde{k}_2) \mu_0 M_{eff} \end{aligned} \quad (7.3)$$

La largeur des rubans w ainsi que la valeur des vecteurs d'onde (k_1, k_2) étant connues avec précision, la pente de $f_{res}^2(H, k_1) - f_{res}^2(H, k_2)$ nous donne ainsi la valeur du produit {aimantation.épaisseurs} ($M_s t$), et le rapport de l'ordonnée à l'origine sur la pente nous donne l'aimantation effective. On ne peut malheureusement pas connaître séparément les valeurs de l'aimantation, du champ d'anisotropie et de l'épaisseur effective de permalloy de manière précise. Qu'à cela ne tienne, l'estimation de la polarisation par la mesure du décalage Doppler d'onde de spin nécessite seulement de connaître le produit $M_s t$ (cf Eq.(3.10)).

Les valeurs obtenues de cette façon sont reportées dans le tableau Tab.(7.1). On a également reporté l'aimantation effective déduite de la mesure de FMR en guide d'onde (mesures CPW, cf §5.1.2.2) sur les films initiaux, ainsi que le produit $\mu_0 M_s t$ attendu (obtenu en multipliant l'épaisseur nominale à l'aimantation mesurée en AGFM). Pour le film de 20 nm, on remarque une diminution significative de $\mu_0 M_{eff}$ et $\mu_0 M_s t$ entre les mesures CPW sur les films initiaux et les mesures de spectroscopie d'onde de spin propagative (PSWS) sur nos rubans.

	PSWS (rubans permalloy)		CPW (films permalloy)	
films	t=20 nm	t=10 nm	t=20 nm	t=10 nm
$\langle \gamma \rangle$ [GHz.T ⁻¹]	30 ± 0.1	29.7 ± 0.1	29.34	29.03
$\langle \mu_0 M_{eff} \rangle$ [mT]	882 ± 2	866 ± 5	938	853
$\langle \mu_0 M_s t \rangle$ [T.nm]	15.1 ± 0.5	9.3 ± 0.4	19.4	9.7
$\langle \alpha \rangle$ [10 ⁻³]	10 ± 2	7 ± 2	5.9 ± 0.5	6.8 ± 0.5

TAB. 7.1 – Récapitulatifs des paramètres magnétiques des rubans de permalloy (mesures en réflexion \equiv PSWS), comparés aux valeurs obtenues sur les films initiaux (mesure de FMR en guide d'onde \equiv CPW). Les valeurs données pour les mesures PSWS correspondent à la moyenne sur quatre dispositifs du même échantillon issu d'un film de 20 nm (d'épaisseur nominale) et sur trois dispositifs d'un échantillon issu d'un film de 10 nm.

On ne peut à priori pas expliquer la diminution de $\mu_0 M_s t$ par la seule diminution de M_s pour le film de 20 nm. En effet, si H_K était réduit à zéro, on aurait $M_{eff} = M_s$, soit $t = \frac{\mu_0 M_s t}{\mu_0 M_{eff}} \simeq 17 \text{ nm}$. Il semble donc que l'épaisseur du film soit plus faible que l'épaisseur nominale. On peut envisager que ces rubans aient été faits dans une zone du film où l'épaisseur n'était pas uniforme (zone éloignée du centre du magnétron pendant le dépôt). On pourrait aussi imaginer que, malgré toutes nos précautions, le film ait pu être oxydé en surface pendant le processus de fabrication, ce qui aurait diminué l'épaisseur magnétique.

Enfin, en suivant la dépendance en fréquence des largeurs de raie (figure 7.2), on déduit de la pente de $\Delta f(f)$ le paramètre d'amortissement de Gilbert (cf Eq.(1.81)). En comparant les valeurs obtenues avec celles déduites de la mesure en guide d'onde (cf Tab.(7.1), on remarque à nouveau une différence plus marquée pour le cas du film de 20 nm. Ceci semble confirmer que les rubans de 20 nm d'épaisseur se sont un peu plus altérés pendant le processus de fabrication.

On n'a présenté ici que la caractérisation des derniers échantillons ayant été concluants vis à vis de l'analyse Doppler. Au total, on a réalisé pendant cette thèse sept échantillons (4 dispositifs par échantillon) que l'on a systématiquement caractérisés de la sorte. On a pu observer quelques déviations sur les paramètres γ , α et M_{eff} d'un échantillon à l'autre lors de ces différentes caractérisations suivant la nature des films (issus de différents bûts de dépôt) et également suivant les embûches éventuelles lors de la micro-fabrication.

En conclusion, cette étape de mesures en réflexion apparaît indispensable pour caractériser non seulement les rubans de permalloy mais également la réponse hyperfréquence des différents dispositifs.

7.1.3 Balayage en champ

On a programmé une autre interface pour réaliser un balayage en champ. On utilise cette fois-ci l'analyseur comme une source à la fréquence fixe f_0 (mode "CW" \equiv continuous wave), puis l'on "construit" le signal de résonance en mesurant l'impédance des antennes pour différentes valeurs de champ. Le champ est contrôlé par une commande 16 bits sur la gamme +/-5 A, ce qui donne une

résolution suffisante (pas minimal de courant : 0.2 mA). Contrairement au balayage en fréquence, on n'opère qu'un seul scan et l'on prend comme référence l'une des valeurs aux extrémités de la fenêtre de balayage, supposée être en dehors de la résonance (par exemple la première mesure $Z(H[1], f_0)$). La variation d'inductance s'écrit maintenant :

$$\Delta L(H, f_0) = \frac{Z(H, f_0) - Z(H[1], f_0)}{i 2\pi f_0} \quad (7.4)$$

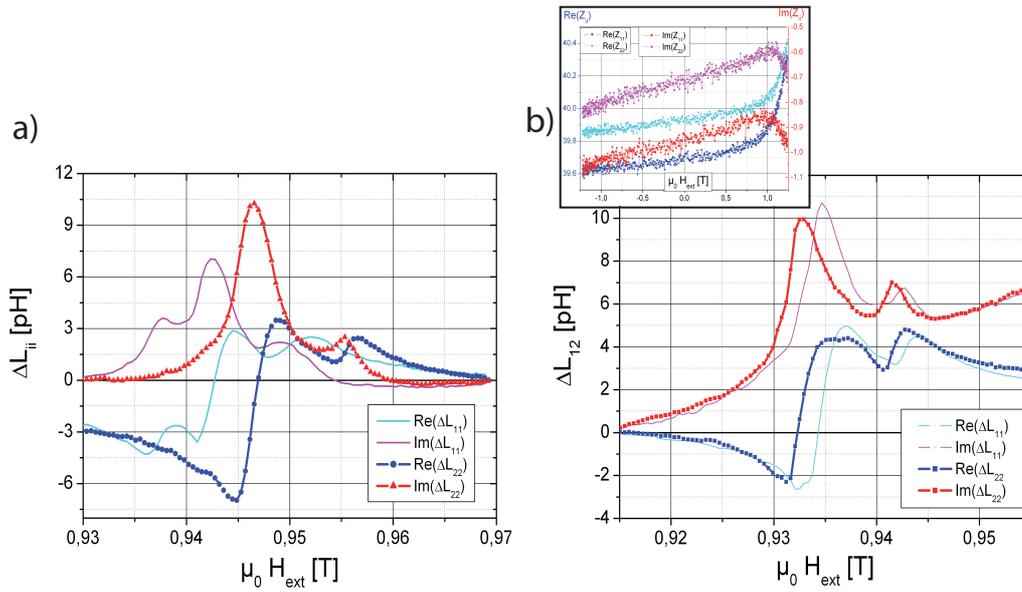


FIG. 7.3 – Spectres d'auto-inductance obtenus en balayant le champ à la fréquence de 3 GHz. a) Dispositif "antenne-8 μ " de l'échantillon "P2778_3" pour un puissance injectée de -35dBm. b) Dispositif "antenne-3 μ – down" de l'échantillon "P2778_2" pour un puissance injectée de -25dBm.

On a représenté sur la figure 7.3 deux spectres d'auto-inductance en champ à des fréquences de 3 GHz pour des échantillons différents. On observe comme précédemment les deux pics d'absorption correspondant aux deux pics de la distribution de courant $\tilde{j}(k)$. Conformément à la relation de dispersion 7.2, le champ de résonance décroît avec le vecteur d'onde et donc le pic secondaire (k_2) se retrouve bien à un champ plus élevé que le pic principal (k_1)².

On remarque également que pour le deuxième échantillon (figure 7.3 b), la ligne de base de l'auto-inductance n'est pas horizontale mais possède une pente

²On remarque une différence significative entre les spectres ΔL_{22} et ΔL_{11} sur la figure (7.3 a), ce dernier affichant même une allure pour le moins curieuse avec trois pics distincts alors que les antennes sont normalement identiques. En fait, cette mesure de balayage en champ a été réalisée en fin d'étude de l'effet Doppler et le ruban avait déjà subi de fortes densités de courant (typiquement $10^{11} A.m^{-2}$). Cela illustre l'un des problèmes que l'on a pu rencontrer au cours de notre étude : les rubans de permalloy peuvent parfois s'altérer de manière irréversible, ce qui pourrait s'expliquer par des processus d'électro-migration.

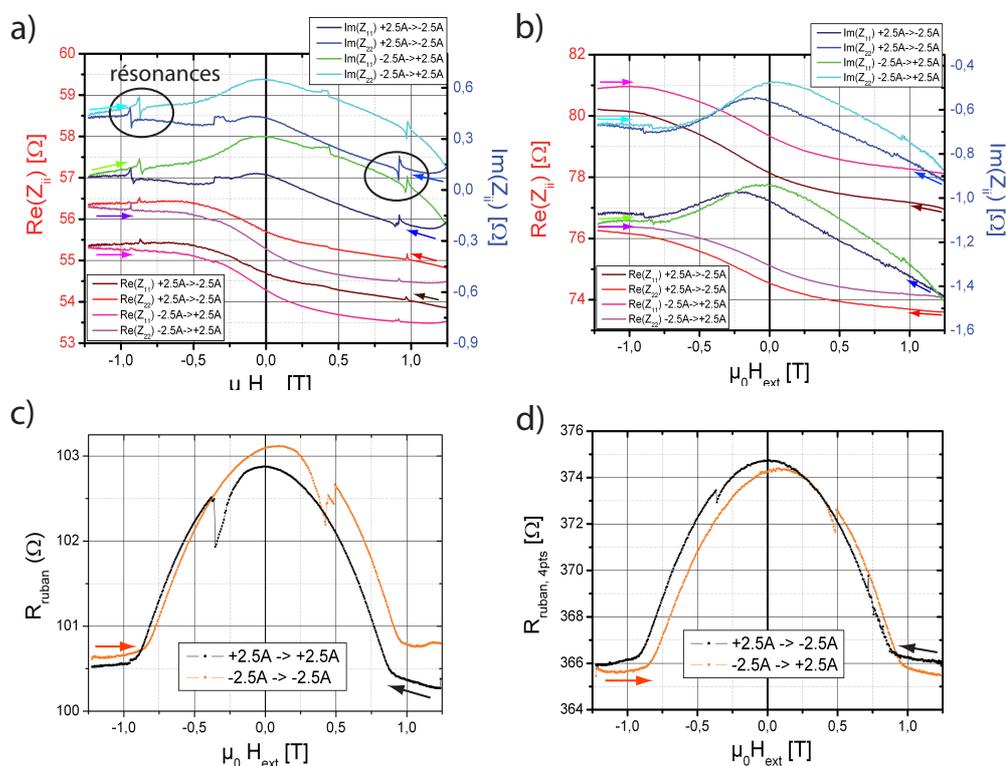


FIG. 7.4 – a) Mesure de l'impédance Z_{11} et Z_{22} en fonction du champ appliqué pour le dispositif antennes-8 μm à 2 GHz et $P_i = -27\text{dBm}$. b) Même mesure pour antennes-2 μm . c) Courbe de magnétorésistance anisotrope (AMR) mesurée au même moment pour le ruban de 8 μm à $I_{dc} = 0.1\text{mA}$. d) Même mesure pour le ruban de 2 μm .

qui plus est différente entre parties réelle et imaginaire. Cette pente a la même origine que les lignes de base non-nulles observées sur la figure (7.1), à savoir une variation "molle" de l'impédance d'entrée des antennes avec le champ appliqué (cf encart de la figure 7.3 b).

Pour mieux visualiser ces variations, on a représenté sur la figure 7.4 l'impédance d'entrée de deux antennes (8 μm et 2 μm) à 2 GHz, ainsi que la résistance du ruban, mesurée sur une large gamme de champ et pour les deux sens de balayages. La forme de "cloche" de résistance (Fig.7.4 c et 7.4 d) s'interprète simplement en terme de magnétorésistance anisotrope : pour le permalloy, on a une résistivité plus grande quand l'aimantation est parallèle au courant (ce qui devrait être le cas à rémanence) que lorsqu'elle est perpendiculaire (ce qui est le cas quand le ruban est saturé hors du plan). On observe une augmentation de la résistance entre le début du balayage de +2.5 A à -2.5 A (champ max courbe noire) et la fin du scan de -2.5 A à +2.5 A (champ max courbe orange), que l'on attribue à un échauffement de l'électro-aimant.

La forme des courbes d'impédance est, quant à elle, difficile à expliquer. On ob-

serve une grosse variation ($\sim 3\Omega$), lente et asymétrique en fonction du champ appliqué (figure 7.4 a et 7.4 b), qui semble à première vue se stabiliser au delà de la saturation. Sans que l'on comprenne pourquoi, la tendance semble aller vers un élargissement de cette zone de variation d'impédance avec le champ (parfois bien au-delà du champ de saturation), qui est d'autant plus grande que les dimensions du dispositif sont réduites. Lorsqu'on mesure à une valeur de champ autour de laquelle l'impédance des antennes n'est pas constante, les spectres auront une composante continue supplémentaire (correspondant à la différence d'impédance de base entre les mesures de référence et de résonance). L'origine de cette variation molle, ample et asymétrique de l'impédance des antennes avec le champ appliqué reste assez mal comprise ; on peut à priori exclure l'influence d'un couplage ruban-antenne au vu des intensités des résonances ($\sim 0.1\Omega$), qui sont négligeables devant l'amplitude des variations de l'impédance ($\sim 2\Omega$). Ces variations sont à l'origine des lignes de base inclinées, observées sur certains spectres en champ (figure 7.4 b), mais également des lignes de base non nulles, observées sur certains spectres en fréquence (figure 7.1 B).

7.2 Mesures en transmission

7.2.1 Mesures d'inductance mutuelle

Le niveau de signal en transmission, prévu par la simulation du chapitre 4 (50 fH - 1 pH), est comparable au niveau de bruit des mesures en réflexion que l'on vient de présenter (figure 7.1). On doit donc moyennner plusieurs scans successifs afin que le signal en transmission sorte proprement du bruit. Au vu des difficultés évoquées précédemment pour le balayage en champ, essentiellement dues aux variations d'impédance des antennes avec le champ et à la thermalisation de l'échantillon qui repose sur l'électro-aimant, on s'est principalement concentré sur des balayages en fréquence. Notre interface de balayage en fréquence a été adaptée de sorte à construire le signal au fil des aller-retours "résonance-référence", en moyennnant dynamiquement le signal :

$$\langle \Delta L_{12}^N \rangle = \frac{N-1}{N} \langle \Delta L_{12}^{N-1} \rangle + \frac{1}{N} \Delta L_{12}^{mesure,N} \quad (7.5)$$

où $\langle \Delta L_{12}^N \rangle$ est le signal moyenné à la N-ième mesure et $\Delta L_{12}^{mesure,N}$ est le N-ième scan. Chaque mesure est par ailleurs déjà moyennée une première fois en sortie de l'analyseur (on notera n le nombre de moyennages effectués à l'analyseur).

On effectue plusieurs aller-retours entre H_{ref} et H_{res} avant de commencer la mesure de sorte à se placer sur un cycle mineur de l'électro-aimant et s'assurer que l'on applique bien les mêmes champs à chaque scan. À cause de l'hystérésis de l'électro-aimant (figure 6.4), on ne connaît pas directement la valeur du champ appliqué, mais on peut l'approcher convenablement avec la fréquence de résonance des pics en réflexion en utilisant les courbes $f_{res}(H)$ (Fig.7.2 a et Fig.7.2 b).

On a représenté sur la figure 7.5 plusieurs spectres d'inductance mutuelle obtenus pour trois différents dispositifs correspondant à une épaisseur nominale de permalloy de 20nm. Suivant la largeur w des rubans et la dimension des

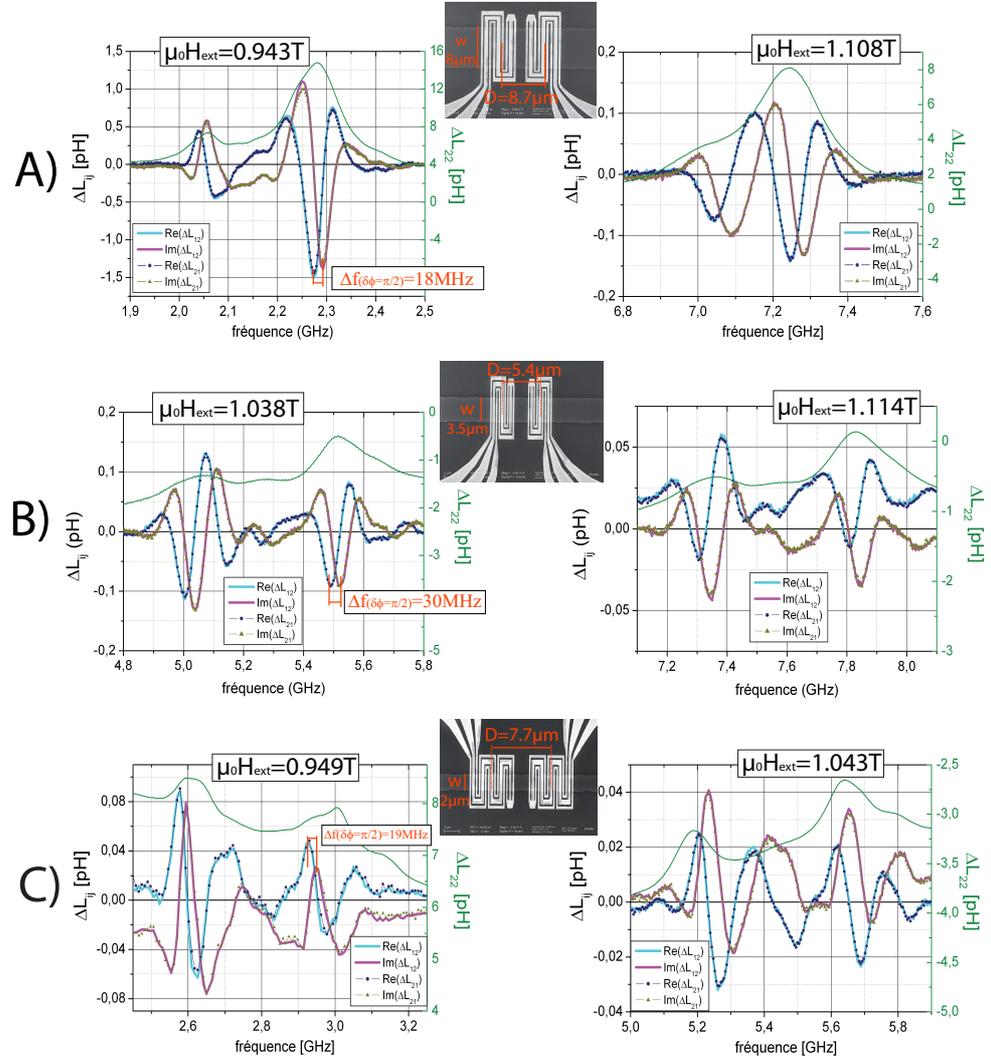


FIG. 7.5 – A) Spectres d'inductance mutuelle ΔL_{ij} pour le dispositif "antenne-8 μ " pour des champs appliqués estimés à 0.943 T (gauche) et 1.108 T (droite) obtenus dans les conditions : $P_i = -35\text{dBm}$, $\text{IFBW} = 50\text{Hz}$, Nombre de scans moyennés $N = 10$, nombre de moyennage à l'analyseur $n = 10$, nombre de points $\text{pts} = 401$, durée $\sim 1\text{h}$. B) ΔL_{ij} ("antenne-3 μ -up") sous un champ de 1.038 T (gauche) et 1.114 T (droite) ($P_i = -40\text{dBm}$, $\text{IFBW} = 100\text{Hz}$, $N = 100$, $n = 20$, $\text{pts} = 201$: durée $\sim 5\text{h}$). C) ΔL_{ij} ("antenne-2 μ ") sous un champ de 0.949 T (gauche) et 1.043 T (droite) ($P_i = -40\text{dBm}$, $\text{IFBW} = 100\text{Hz}$, $N = 400$, $n = 25$, $\text{pts} = 101$: durée $\sim 12\text{h}$).

antennes (i.e la valeur du vecteur d'onde k_1), ces mesures d'inductance mutuelle nécessitent respectivement des durées de moyennage de : une heure pour le dispositif antenne- 8μ (figure 7.5 A), cinq heures pour le dispositif antenne- 3μ (figure 7.5 B) et douze heures pour le dispositif antenne- 2μ (figure 7.5 C). On a également représenté sur la figure 7.5, la partie imaginaire de l'auto-inductance de l'antenne 2 ($\text{Im}(\Delta L_{22})$).

Lorsque les deux pics principaux en réflexion ($\text{Im}(\Delta L_{ii}(k_1))$ et $\text{Im}(\Delta L_{ii}(k_2))$) sont suffisamment séparés, on distingue clairement deux paquets d'oscillations dans l'enveloppe de ces deux pics (cf figures 7.5 B et 7.5 C et 7.5 A gauche). Pour une antenne de type doublée (par exemple "antenne- 8μ ") et à haute fréquence, ces deux paquets d'oscillations tendent à se mélanger pour ne former qu'une seule oscillation (figure 7.5A) droite).

Le deuxième point important à remarquer est la superposition quasi-parfaite des inductances mutuelles ΔL_{12} et ΔL_{21} . Ceci confirme la réciprocité du mode MsFVW (suivant la direction de propagation) avec lequel on a choisi de mener notre étude.

7.2.2 Estimation de v_g et L_{att}

7.2.2.1 Vitesse de groupe

Comme on l'a déjà évoqué au chapitre 4, les oscillations observées sur les courbes d'inductance mutuelle résultent de la largeur spectrale non-nulle de l'excitation. Deux vecteurs d'ondes k_a et k_b émis seront déphasés de $\delta\phi = (k_a - k_b) D$ après la propagation entre les deux antennes, distantes de D .

La mesure d'une période complète de l'oscillation de $\text{Re}(\Delta L_{ij})$ ou $\text{Im}(\Delta L_{ij})$ ($\delta f_{\varphi=2\pi}$), qui correspond à un déphasage $\delta\phi$ de 2π , nous donne ainsi une estimation de la vitesse de groupe de l'onde de spin au premier ordre : $v_g = \frac{\delta\omega}{\delta k} = \delta f_{\varphi=2\pi} D$. On mesure pour cela l'écart en fréquence $\delta f_{\varphi=\pi/2}$ entre un maximum de $\text{Re}(\Delta L_{ij})$ et le maximum suivant de $\text{Im}(\Delta L_{ij})$ (en quadrature avec $\text{Re}(\Delta L_{ij})$) situés au centre du pic en réflexion (figure 7.5). De cette manière, on limite d'une part les effets de déformation des oscillations lorsqu'on s'éloigne du centre du pic et on favorise d'autre part l'approximation au premier ordre d'une vitesse de groupe $(v_g)_{mesure}$ constante sur la plage de vecteur d'onde considérée. Parallèlement, en différenciant la relation de dispersion Eq.(1.56), on obtient une expression de la vitesse de groupe théorique $(v_g)_{theo}$ ne faisant intervenir que des paramètres déductibles de la caractérisation des rubans (§7.1.2) :

$$v_g = \frac{\gamma^2}{4\omega} (\mu_0 H_{ext} - \mu_0 M_{eff}) \frac{\mu_0 M_s t}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2}{k^2 w^2}}} \quad (7.6)$$

Les vitesses de groupes $(v_g)_{mesure}$ et $(v_g)_{theo}$ obtenues en procédant ainsi sont reportées dans le tableau (7.2).

7.2.2.2 Longueur d'atténuation

En comparant les amplitudes du signal en transmission à celles du signal en réflexion, on peut estimer la longueur d'atténuation de l'onde de spin. En

dispositif	"8 μ "	"3 μ - up"	"2 μ "
$\mu_0 H_{ext}$ [T]	0.943	1.038	1.043
D [μm]	8.7	5.4	7.7
$\delta f_{\phi=\pi/2}$ [MHz]	18	30	19
$v_g)_{mesure}$ [$m.s^{-1}$]	625 \pm 20	650 \pm 10	585 \pm 50
w [μm]	7.8	3.5	2
k_1 [μ^{-1}]	3.86	7.8	7.84
$v_g)_{theo}$ [$m.s^{-1}$]	567	635	466

TAB. 7.2 – Comparaison entre les vitesses de groupe mesurées sur trois spectres d'inductance mutuelle de l'échantillon P2778_3 (cf figure 7.5) avec les valeurs théoriques calculées à partir de Eq.(7.6).

dispositif	"8 μ "	"3 μ - up"	"2 μ "
$\mu_0 H_{ext}$ [T]	0.943	1.038	1.043
D [μm]	8.7	5.4	7.7
$ \Delta L_{ij} $ [pH]	1.5	0.092	0.04
$ \Delta L_{ii} $ [pH]	12	1.5	2.1
$L_{att})_{mesure}$ [μm]	6.25 \pm 0.3	2.55 \pm 0.15	2.35 \pm 0.3
$v_g)_{theo}$ [$m.s^{-1}$]	567	635	466
α	0.009	0.01	0.011
$L_{att})_{theo}$ [μm]	4.39 \pm 0.3	1.9 \pm 0.15	2.2 \pm 0.3

TAB. 7.3 – Comparaison entre les longueurs d'atténuations ($L_{att})_{mesure}$ et $L_{att})_{theo}$) estimées sur trois mesures d'inductance mutuelle de l'échantillon P2778_3 (cf Fig.7.5) avec les valeurs théoriques calculées à partir de Eq.(1.82).

considérant que l'antenne émettrice excite des ondes de spin qui se propagent dans les deux directions du ruban, seule la moitié de l'énergie de pompage profite effectivement à la transmission. Pour un amortissement exponentiel, le rapport d'amplitude entre inductance mutuelle et auto-inductance correspond à :

$$\frac{\Delta L_{ij}}{\Delta L_{ii}} = \frac{1}{2} e^{-\frac{D}{L_{att}}} \quad (7.7)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ rend compte du fait que seule la moitié de l'énergie de pompage est effectivement transmise d'une antenne à l'autre; on excite des ondes de spin de volume qui se propagent dans les deux directions. Pour les trois spectres de gauche de la figure 7.5, on compare alors les longueurs d'atténuation estimées selon Eq.(7.7) à la longueur d'atténuation théorique $L_{att} = \frac{v_g}{\alpha \omega}$ (cf Eq.(1.82)). Les résultats sont reportés dans le tableau Tab.(7.3).

7.2.2.3 Discussion sur l'accord entre mesures et théorie

D'après les tableaux Tab.(7.2) et Tab.(7.3), on voit que les vitesses de groupe mesurées sont plus élevées que les valeurs théoriques. De la même façon, les longueurs d'atténuation mesurées diffèrent quelque peu des valeurs théoriques. Dans certains cas, ces désaccords pourraient être attribués à un recouvrement

des différentes longueurs d'ondes émises, dû à l'élargissement intrinsèque des raies de résonance (amortissement α). À une fréquence donnée, l'antenne se couple majoritairement au ruban pour la paire { vecteurs d'onde ; fréquence } ($\{ k ; f \}$) correspondant à la dispersion du mode excité, mais peut également exciter (ou détecter) des longueurs d'ondes voisines si les émissions secondaires sont suffisamment proches et intenses. On justifie ainsi que l'erreur commise sur v_g et L_{att} pour le dispositif "antenne-8 μ " soit plus grande que celle pour le dispositif "antenne-3 μ ", ce dernier possédant des pics d'excitation mieux séparés (moins de mélange, voir transformée de Fourier Annexe A) et une distance entre antennes plus faible (le rapport d'amplitude $\frac{\Delta L_{ij}(k_2)}{\Delta L_{ij}(k_1)}$ croît avec la distance entre antennes car $L_{att}(k_1) < L_{att}(k_2)$ si $k_1 > k_2$).

Par ailleurs, il se pourrait que le manque de stabilité de l'expérience puisse affecter la forme et l'amplitude des spectres (surtout dans le cas de scan long comme celui de la figure 7.5 c). On reviendra sur ce point à la fin du paragraphe §7.3.3.

7.3 Confrontation avec le modèle de transduction

En comparant les spectres simulés (Fig.4.6 et Fig.4.7) aux spectres mesurés (Fig.7.1 et Fig.7.5), on peut facilement constater un bon accord qualitatif. Pour rendre cet accord quantitatif, il faut ajuster finement les paramètres (à la fois les paramètres magnétiques du film et les paramètres de couplage). On détaillera, dans le §7.3.1, la procédure utilisée pour cet ajustement fin. On confrontera ensuite le modèle aux mesures d'auto-inductance, puis aux mesures d'inductance mutuelle.

7.3.1 Procédure d'ajustement

Pour ajuster précisément les courbes simulées aux mesures, il nous faudra :

- (i) Régler les paramètres magnétiques du film (M_s et t) de manière à "caler" la position des deux pics de résonance. Conformément à l'équation (7.2), c'est en fait le produit $M_s t$ que l'on ajustera finement pour reproduire l'écart entre le pic principal et le pic secondaire.
- (ii) Adapter les paramètres géométriques de manière à reproduire l'amplitude des résonances.
- (iii) Et adapter le paramètre d'amortissement de manière à reproduire la largeur des résonances. Plus précisément, on procède comme suit :

- (i) On fixe d'abord le rapport gyromagnétique γ conformément à la synthèse des mesures en réflexion (cf §7.1.2). On ajuste ensuite l'aimantation M_s de sorte à accorder le couple { fréquence f_{res} ; champ H_{res} } entre la mesure et la simulation (on suppose que l'anisotropie H_K est nulle). Ensuite seulement, on adapte l'épaisseur t du film de permalloy de manière à retrouver la différence de fréquence entre les deux pics k_1 et k_2 .

- (ii) Dans un deuxième temps, on ajuste l'épaisseur d'espaceur de manière à ajuster l'amplitude relative des deux pics. On multiplie ensuite par un coefficient de correction arbitraire pour retrouver les amplitudes de mesure c .

- (iii) Enfin, si nécessaire, on corrige légèrement le coefficient d'amortissement de Gilbert α (que l'on a déduit des mesures en réflexion, cf Fig.7.2), pour reproduire les largeurs de raies.

On soustrait la composante continue de la partie réelle de l'inductance calculée qui correspond au couplage électromagnétique direct (rappel : on calcule l'inductance totale de l'antenne alors que l'on mesure une variation d'inductance). Si nécessaire, on adapte une composante continue supplémentaire aux spectres simulés (problèmes des différences de niveaux de base entre référence et résonance).

7.3.2 Confrontation des spectres d'auto-inductance avec le modèle de transduction

Les courbes vertes de la figure 7.1 montrent le résultat de la procédure d'ajustement décrite ci-dessus pour les paramètres indiqués en bas de chaque graphe. On obtient un très bon accord avec les mesures d'auto-inductance à condition d'ajuster légèrement chaque paramètre sur chaque courbe. Essayons maintenant de justifier les valeurs des paramètres utilisés ainsi que leur variation :

✓ Le M_s utilisé reste très proche de la valeur de M_{eff} déduite de la synthèse des mesures en réflexion (cf Tab.(7.1)).

✓ Le t utilisé reproduit assez bien le produit $M_s t$ reporté dans le tableau Tab.(7.1). La simulation semble donc confirmer une épaisseur magnétique effective plus faible que la valeur nominale.

✓ Le α utilisé à haute fréquence est en bon accord avec celui de la table (7.1). A plus basse fréquence, on note une augmentation de α , qui peut s'expliquer par un élargissement inhomogène des raies (cf §1.4.2) ; d'autant plus significatif que l'on est proche de la saturation.

✗ Le e utilisé est proche de 160 nm, valeur qui comprend en quelque sorte les 90 nm (± 10 nm) de résine réticulée auquel on ajoute 70 nm pour compenser l'épaisseur non-négligeable de l'antenne (150 nm). Cependant, e diminue nettement entre basses fréquences et hautes fréquences. On touche ici aux limites de notre modèle qui est établi, rappelons-le, en prenant une épaisseur infiniment fine pour les antennes.

Il faut bien se rappeler que le potentiel magnétostatique (§1.3.2.2) décroît exponentiellement avec la hauteur z et le vecteur d'onde k de l'onde de spin : $\phi(x, z, t) = e^{-kz} e^{i(\omega t - kx)}$, de sorte que l'amplitude relative des deux pics k_1 et k_2 varie différemment avec la hauteur. En choisissant une épaisseur effective e commune à toutes les mesures, l'erreur commise sur l'amplitude relative des deux pics sera d'autant plus prononcée que l'épaisseur de l'antenne est importante et que la différence des vecteurs d'onde k_1 et k_2 est grande. Par conséquent, il nous faut adapter l'épaisseur d'espaceur e ainsi que le facteur multiplicatif c pour chaque dispositif et chaque fréquence, ce qui rend la démarche du "fit" assez lourde...

Par ailleurs, on vérifie qu'en prenant un facteur correctif c unique, l'erreur sur l'amplitude relative des deux pics s'atténue si l'on moyenne l'inductance sur l'épaisseur des antennes. C'est à dire, lorsqu'on découpe en quelque sorte l'épaisseur de notre antenne en N nappes élémentaire de courant identique (effet de peau négligeable), pour lesquelles on calcule l'auto-inductance élémentaire $dL_{ii}^{(p)}$, et puis que l'on somme les contributions des ces différents éléments d'épaisseur pour reconstruire l'inductance totale : $L_{ii}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N dL_{ii}^{(p)}(\omega)$.

7.3.3 Confrontation des mesures d'inductance mutuelle au modèle de transduction

On procède de la même façon qu'au paragraphe précédent pour confronter les mesures d'inductance mutuelle à notre modèle de transduction d'onde de spin. La distance D entre antennes est prise de centre à centre des serpents. Les valeurs de e , de c et de α (c-à-d. celles qui régissent l'intensité des spectres) sont en général différentes des valeurs utilisées pour fitter les courbes de réflexion, ce qui s'explique en considérant la dépendance en fréquence de la longueur d'atténuation.

On a représenté sur la figure 7.6 les résultats de cette confrontation pour trois des spectres précédents. Dans les deux premiers cas (dispositif "antenne- 8μ " (figure 7.6 A) et dispositif "antenne- $3\mu - up$ " (figure 7.6 B), on reproduit convenablement la forme générale des deux paquets d'oscillation, alors que dans le troisième cas (dispositif "antenne- 2μ " figure 7.6 C), l'accord est relativement médiocre. On a d'assez grosses différences dans la forme des oscillations entre la mesure et la simulation.

Ce problème pourrait être lié à la stabilité en champ (alimentation de courant) et en température pendant la durée du scan (12 heures). D'une part, l'électro-aimant met environ une bonne heure à se thermaliser (durée pendant laquelle sa température peut s'élever de 10°C), et d'autre part, les variations de température dans la pièce (5°C : nuit-jour) peuvent également se ressentir sur la mesure. Comme on le verra au chapitre suivant (cf §8.1), on peut estimer l'élévation de température des rubans en mesurant leur résistance en quatre points lors d'un scan sous courant.

Considérons le cas un peu grossier d'une variation globale de température δT (resp. $N\delta f$) qui intervient de manière linéaire au cours d'une mesure comportant N moyennages. En plus d'avoir une déformation des oscillations sur les bords du paquet, l'amplitude des oscillations au centre du pic principal sera modifiée par un terme en $\frac{\sin(\pi N\delta f/F)}{\pi N\delta f/F}$, où F est la période des oscillations (qui est typiquement de l'ordre de 100 MHz). En se basant sur une loi de Bloch décrivant la dépendance en température de l'aimantation (cf §8.1), il suffirait d'une variation de température δT de 5°C pour avoir une baisse d'amplitude de 30% du signal moyenné : $\delta T = 5^\circ\text{C} \xrightarrow{\text{Bloch}} N\delta f = 45\text{ MHz}$ (cf §8.1), et $\text{sinc}(\pi 45/100) \simeq 0.7$. Bien entendu, on sur-estime légèrement la baisse d'amplitude dans la mesure où la thermalisation de l'électro-aimant n'est pas linéaire (cf chapitre suivant Fig.(8.7)). Cet exemple illustre cependant la sensibilité de notre expérience aux variations de température, justifiant notamment l'amplitude plus importante des spectres simulés par rapport aux mesures : $c < 1^3$.

En conclusion, notre modèle de transduction d'onde de spin reproduit convenablement l'allure de la réponse hyperfréquence à condition d'ajuster l'épaisseur

³Les coefficients $c > 1$ pris pour fitter les mesures d'auto-inductance (Fig.7.1) comprennent en réalité un facteur deux provenant de l'intégration sur les $k < 0$; on excite des ondes de spin dans les deux directions.

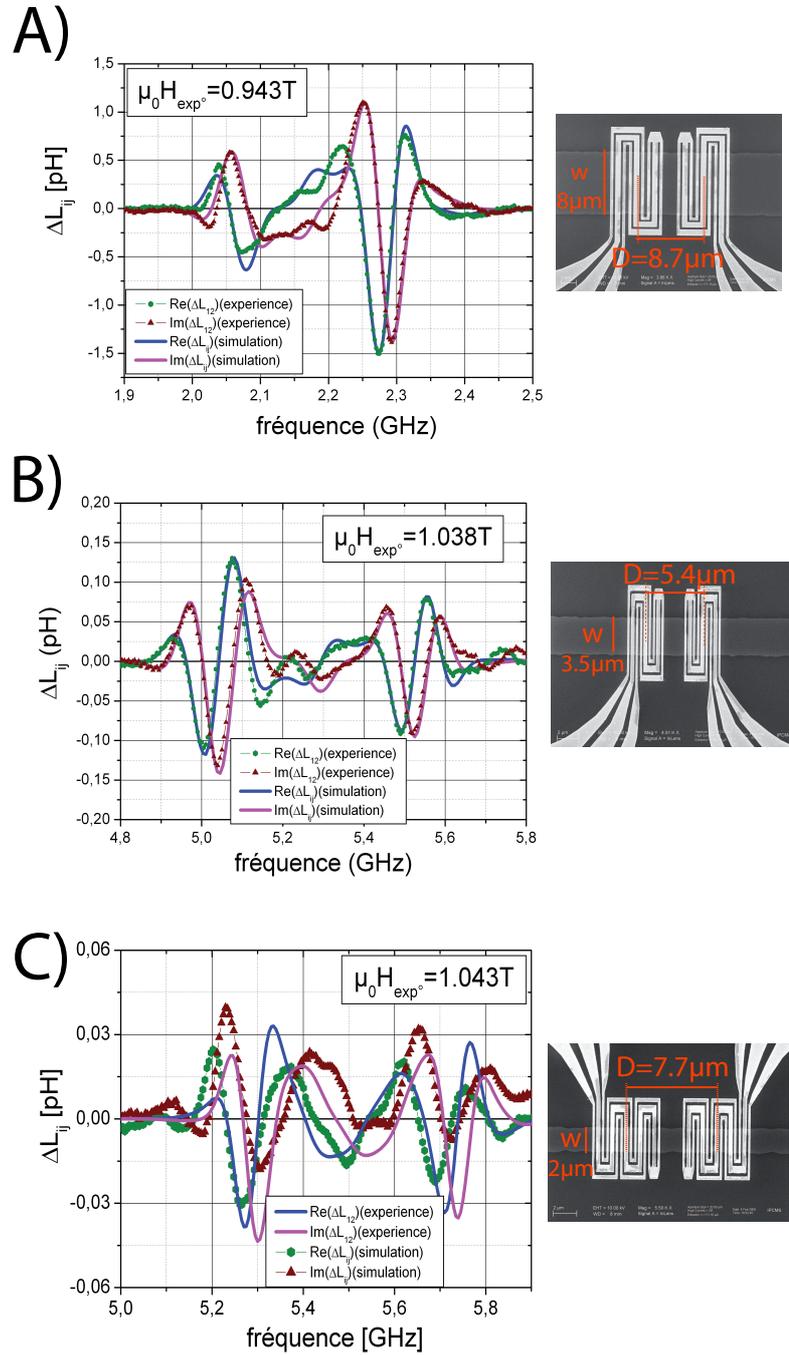


FIG. 7.6 – Comparaison des mesures d'inductance mutuelle (échantillon "P2778_3") avec le modèle de transduction d'onde de spin. A) Dispositif "antenne-8 μ ", paramètres de simulation : $\mu_0 M_s = 0.88\text{ T}$, $\alpha = 0.014$, $t_{Py} = 16.5\text{ nm}$, $e = 160\text{ nm}$ et $c = 3/4$. B) Dispositif "antenne-3 μ -up", paramètres de simulation : $\mu_0 M_s = 0.882\text{ T}$, $\alpha = 0.01$, $t_{Py} = 18.75\text{ nm}$, $e = 215\text{ nm}$ et $c = 3/4$. C) Dispositif "antenne-2 μ " paramètres de simulation : $\mu_0 M_s = 0.876\text{ T}$, $\alpha = 0.011$, $t_{Py} = 16\text{ nm}$, $e = 180\text{ nm}$ et $c = 3/5$.

moyenne d'espaceur et de se donner un facteur correctif pour reproduire l'amplitude des signaux, et ce en raison de l'hypothèse réductrice d'une antenne infiniment mince.

Même si la procédure est un peu trop compliquée pour que l'on puisse envisager un fit de toutes les données, ce modèle a un certain pouvoir prédictif. On peut ainsi envisager de l'utiliser dans la phase de conception des dispositifs pour optimiser la géométrie des antennes.

7.4 Seuil de non-linéarité

Jusqu'ici, on ne s'est pas trop soucié de la puissance rf injectée dans les antennes. Or il est indispensable de s'assurer que la réponse magnétique au champ de pompage reste dans un régime linéaire, sans quoi la dynamique de l'aimantation ne se décrit plus simplement en linéarisant l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert. En effet, au-delà d'un certain angle de précession, on doit nécessairement prendre en compte les variations de l'aimantation longitudinale dans l'équation du mouvement et le problème devient non-linéaire [42, 27] :

$$M_z(\omega) = M_s \sqrt{1 - \frac{\chi^2(\omega, M_z) h_0^2}{M_s^2}} \quad (7.8)$$

h_0 est l'amplitude du champ de pompage et χ est le terme diagonal de la susceptibilité. Par ailleurs, les mécanismes de relaxation non-linéaire sont d'une part multiples et hautement complexes, et d'autre part, ils font intervenir dans la plupart des cas des diffusions avec modification de la longueur d'onde, ce qui est fort embêtant dans la mesure où l'effet Doppler induit que l'on recherche dépend du vecteur d'onde.

On s'est donc intéressé aux modifications des spectres d'onde de spin (auto-inductance et inductance mutuelle) en fonction de la puissance P_i injectée dans les antennes afin de trouver le seuil de non-linéarité de la réponse magnétique. On a représenté sur la figure 7.7 trois mesures obtenues pour le dispositif "antenne- 8μ " dans des conditions identiques mais pour différentes puissances (-35 dBm, -22 dBm et -15 dBm). Lorsque la puissance augmente, on remarque tout d'abord que le pic d'absorption (courbe verte) se déplace vers les hautes fréquences et devient dissymétrique jusqu'à présenter une cassure abrupte à forte puissance ($P_i = -15$ dBm). On constate ensuite que les inductances mutuelles ΔL_{12} et ΔL_{21} ne sont plus identiques pour un scan de même puissance et qu'elles présentent des déformations notables par rapport à leur allure à basse puissance.

Le déformation du pic d'absorption est la signature d'un effet non-linéaire dû à l'anisotropie de forme (film mince). Lorsque le champ de pompage (i.e l'amplitude des oscillations) augmente de manière significative, la composante statique de l'aimantation (aimantation longitudinale M_z) diminue et donc la fréquence de résonance est augmentée (le champ dipolaire diminue). Au delà d'une amplitude critique d'oscillation (correspondant au champ de pompage critique h_{cr}), on atteint un seuil d'instabilité et l'équation (7.8) admet deux solutions, d'où la cassure abrupte connue sous le nom de "foldover". Anderson et Suhl [2] ont obtenu une expression du champ critique de pompage dans le cas d'un disque fin aimanté perpendiculairement en utilisant une solution approchée de l'équation du mouvement :

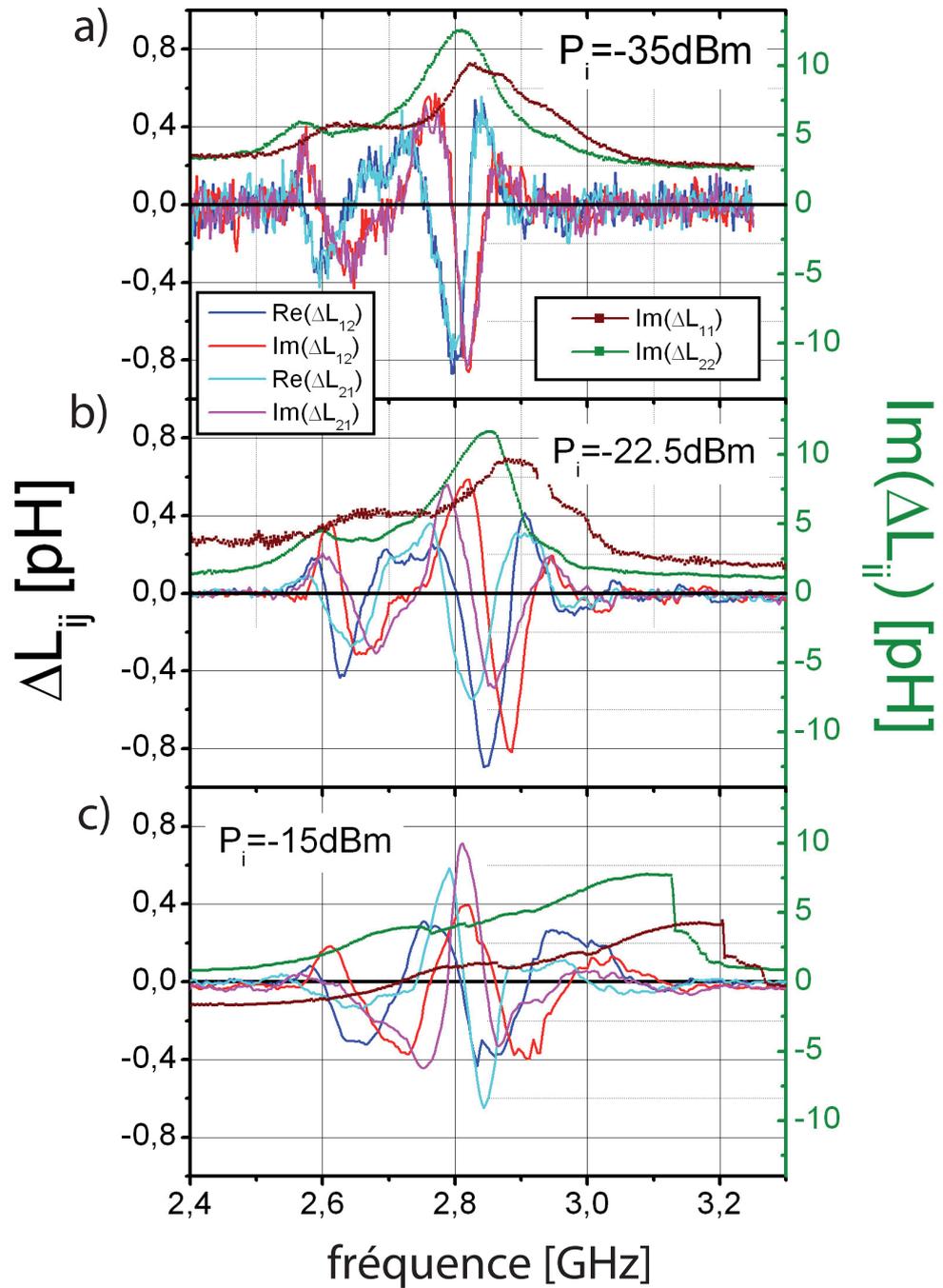


FIG. 7.7 – Etude des effets de non-linéarité sur le dispositif "antenne- 8μ ". Mesures en fréquence de l'inductance mutuelle sous un champ de 0.962 T à différentes puissances injectées dans les antennes (a) $P_i = -35 \text{ dBm}$, b) $P_i = -22.5 \text{ dBm}$ et c) $P_i = -15 \text{ dBm}$). Courbes vertes : pics d'absorption (ΔL_{22}) correspondant.

$$h_{cr} = \sqrt{\frac{3.08(\Delta H)^3}{M_s}} \quad (7.9)$$

Typiquement, à basse fréquence (~ 2 GHz), on a des largeurs de raies d'environ 90 MHz (c.a.d $\Delta H \simeq 3$ mT), ce qui donne un champ de pompage critique h_{cr} de 0.3 mT. Par conséquent, on estime la puissance critique du seuil de linéarité à -25 dBm, simplement en utilisant la relation d'Ampère ($h_{cr} = \frac{\mu_0 \sqrt{P_{cr}/R}}{2\pi e}$, où R est la résistance des antennes et e l'espacement entre antenne et ruban).

Les modifications du spectre d'inductance mutuelle avec la puissance sont légèrement plus délicates à interpréter. Lors de la propagation, l'onde s'amortit et la résultante longitudinale de l'aimantation réaugmente. Pour une expérience à fréquence constante, comme c'est le cas pour nous (on balaie certes la fréquence, mais à chaque pas de fréquence, on mesure à fréquence fixe), cela implique que le vecteur d'onde diminue au cours de la propagation en vertu de la relation de dispersion Eq.(1.56). De la sorte, les ondes émises dans un régime non-linéaire autour du vecteur d'onde principal se coupleront sur la deuxième antenne avec les pics secondaires de plus faible vecteur d'onde (modification du vecteur d'onde au cours de la propagation par des processus non-linéaires). Cette "conversion non-linéaire" de vecteur d'onde pourrait expliquer la profonde déformation des oscillations dans le régime non-linéaire ainsi que la perte d'amplitude du signal en transmission à forte puissance.

Enfin, la discordance entre les spectres ΔL_{12} et ΔL_{21} peut se comprendre par des seuils de linéarité différents entre les deux antennes (différence d'impédance, différence d'élargissement inhomogène). Dans la mesure où la longueur d'atténuation est inférieure à la distance entre antennes, une onde émise un peu au dessus du seuil de linéarité se détectera dans un régime purement linéaire. Ainsi pour une puissance $P_i = -22.5$ dBm qui se situerait entre les seuils de linéarité des deux antennes, seul le signal émis au dessus du seuil de linéarité serait perturbé. Cela semble être le cas avec le spectre de la figure 7.7 b où seulement ΔL_{21} (émis par l'antenne 1 et détecté par l'antenne 2) semble modifié, en accord avec un pic d'absorption $\text{Im}(\Delta L_{11})$ plus déformé.

Pour conclure on doit impérativement travailler en dessous du seuil de non-linéarité afin de comprendre simplement l'effet Doppler d'onde de spin induit que l'on cherche à observer. Conformément à la méthode de détection que l'on adoptera pour détecter cet effet (cf chapitre suivant), on fixera la puissance de manière à ce que les réponses ΔL_{12} et ΔL_{21} restent identiques.

Chapitre 8

Modification du spectre d'onde de spin par un courant continu

Après avoir caractérisé les rubans de permalloy et validé notre technique de transduction d'ondes de spin, on peut maintenant s'intéresser à la modification d'un spectre d'onde de spin sous l'effet d'un courant continu.

La première conséquence évidente, lorsqu'on applique du courant, est l'échauffement des rubans par effet Joule, ce qui décale considérablement la fréquence de résonance, et rend la comparaison directe avec un spectre sans courant impossible. On s'intéressera dans un premier temps à cet échauffement afin d'estimer l'élévation de température en fonction du courant appliqué. On présentera ensuite le résultat central de cette thèse, à savoir l'observation d'un effet Doppler d'onde de spin induit par un courant. On montrera notamment que l'ajout d'un terme adiabatique de transfert de spin dans notre modèle de transduction d'onde de spin (cf chapitre 4) reproduit convenablement les modifications que l'on observe sur les spectres d'inductance mutuelle. Enfin on résumera l'ensemble des mesures Doppler que l'on a effectuées en donnant une estimation du degré de polarisation en spin du courant \mathcal{P} dans nos rubans de Permalloy. Et on conclura ce chapitre en confrontant la valeur de \mathcal{P} obtenue aux précédentes estimations de l'asymétrie en spin du courant.

8.1 Effet du chauffage Joule

Les densités de courant que l'on doit injecter pour observer un effet Doppler d'onde de spin induit vont aux limites de ce que peuvent supporter les rubans. L'échauffement par effet Joule est tel que le décalage des raies de résonances peut aller jusqu'à $+1\text{ GHz}$, ce qui nous empêche de comparer directement les mesures sous courant aux spectres sans courant pour observer l'effet Doppler d'onde de spin.

On a donc mené une étude préalable de l'échauffement des rubans en fonctions du courant dc injecté, en mesurant d'une part la résistance quatre points des rubans et en observant d'autre part la variation de la fréquence de résonance en

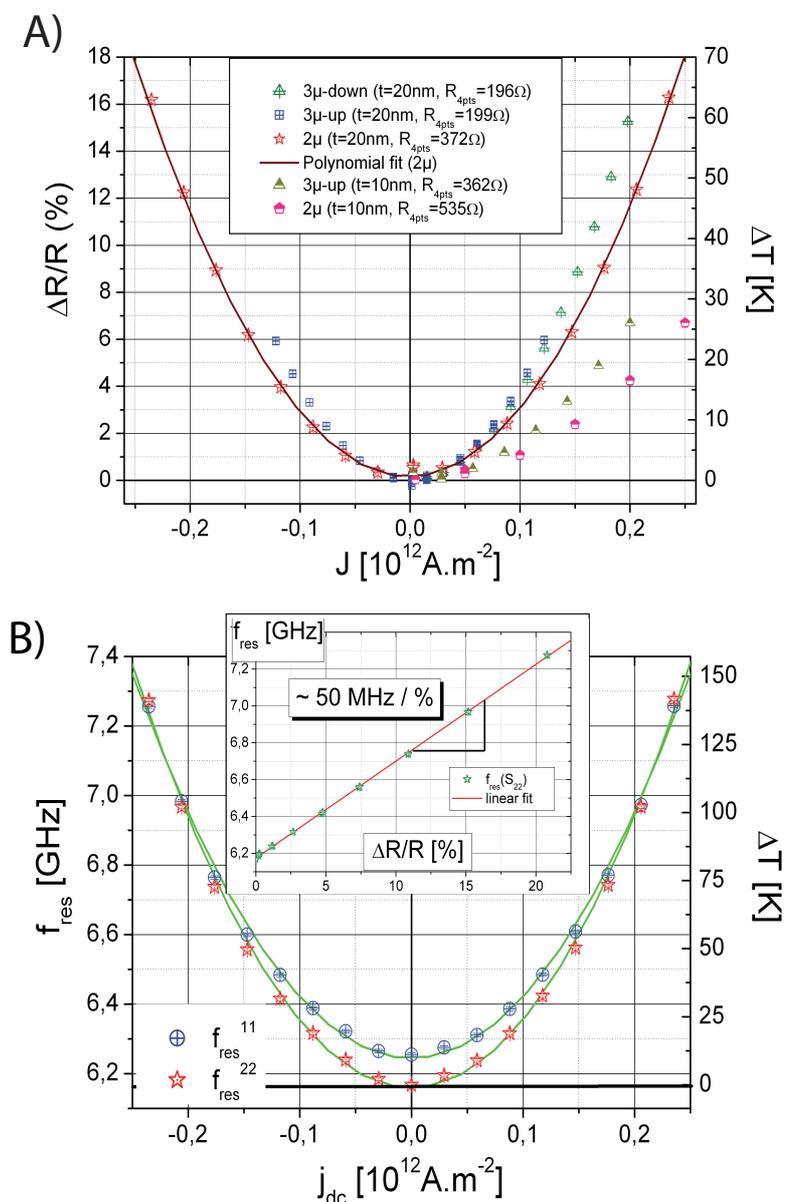


FIG. 8.1 – A) Variation relative de la résistance de rubans issus de deux différents films (10 et 20 nm) en fonction de la densité de courant J_{dc} ; J_{dc} est calculé à partir des épaisseurs déduites du modèle de transduction d’onde de spin : $t=17$ - 18.5 nm (P2778_3) et $t=10$ nm (P2777_1). Échelle de droite : élévation de température déduite de $\Delta R/R$ selon [22]. B) Variation de la fréquence de résonance en fonction de la densité de courant $f_{res}(J_{dc})$ pour le dispositif *antenne* – “2 μ ” (P2778_3) (conditions expérimentales : $\mu_0 H_{ext} = 1.065 \text{ T}$, $N=2$, $n=10$) ; échelle de droite : élévation de température déduite de f_{res} selon [71]. (inset) Variation de la fréquence de résonance en fonction de $\Delta R/R$ pour les mêmes mesures ; la pente obtenue est $\frac{df_{res}}{\Delta R/R} \cong 50 \text{ MHz} / \%$.

fonction de I_{dc} .

On a reporté sur la figure 8.1 A la variation relative de résistance en fonction de la densité de courant pour différentes tailles de rubans ($t_{nominal} = 10 - 20 \text{ nm}$, $w = 2 - 3.5 \text{ }\mu\text{m}$). Une belle variation parabolique de $\frac{\Delta R}{R}(J_{dc})$ s'observe, qui est d'autant plus importante que la taille des rubans est grande : moins il y a de matière et mieux elle se thermalise.

Parallèlement, on a fait correspondre la température sur l'échelle de droite de la figure 8.1 A conformément à une étude de Counil et Al. [22] sur la dépendance en température de la résistivité de films fins de permalloy, pour lesquels les valeurs de résistivité sont voisines de celles de nos rubans ($30 \text{ }\mu\Omega.\text{cm}$ à 300 K). Ils trouvent notamment une jolie dépendance en T^2 de la résistivité sur une plage de 0-300 K, avec une variation relative de résistivité $\frac{1}{\rho_{300 \text{ K}}} \frac{d\rho}{dT}(300 \text{ K})$ de $0.26\%.K^{-1}$ à 300 K. Ainsi, en se basant sur cette variation relative de résistance, on prévoit un échauffement Joule maximum des rubans de l'ordre de $60 \text{ }^\circ\text{C}$ pour une densité de courant continu de $0.25 \cdot 10^{12} \text{ A.m}^{-2}$.

L'autre façon de sonder la température des rubans consiste à regarder les variations de la fréquence de résonance avec la densité de courant injecté (figure 8.1 B). A nouveau, on observe une dépendance quadratique de la fréquence de résonance en fonction du courant, ce qui est compatible avec un échauffement Joule. En développant l'équation Eq.(1.56) au premier ordre, on obtient une variation de fréquence, due à l'échauffement, qui est proportionnelle à la variation d'aimantation :

$$\delta\omega(\delta T) = -\gamma\mu_0\delta M_s(\delta T) \left(1 - \frac{kt}{4}\right) \quad (8.1)$$

On peut estimer l'échauffement des rubans en extrapolant le résultat de l'étude de Nazaretski et al. de [71] à température ambiante. Ils trouvent que la variation de l'aimantation en température suit une loi de Bloch modifiée par un terme en T^2 , qui prend en compte le caractère itinérant des spins dans un métal ferromagnétique. Cette loi s'écrit :

$$\frac{M_s(T)}{M_s(0)} = 1 - \beta T^{3/2} - \beta_1 T^2 \quad (8.2)$$

où $\beta = 5.5 \pm 2.1 \text{ K}^{-3/2}$ et $\beta_1 = 3.0 \pm 1.7 \text{ K}^{-2}$ d'après [71]. On obtient ainsi une variation relative d'aimantation $\frac{d(\delta M_s/M_s(0))}{dT}$ de $-0.03\%.K^{-1}$ à température ambiante ($T=300 \text{ K}$). Ceci équivaut à une variation de la fréquence de résonance de l'ordre de 8 MHz.K^{-1} conformément à Eq.(8.1). De cette façon, on estime l'élévation de température par effet Joule dans les rubans à 135 K , pour une densité de courant de $0.25 \cdot 10^{12} \text{ .m}^{-2}$.

Cette valeur de l'échauffement des rubans est un peu plus élevée que celle déduite des variations de résistance. On s'est référé à des travaux effectués sur des films qui sont nécessairement un peu différents des nôtres, ce qui peut expliquer les différences entre les deux méthodes d'estimation de la température. Il serait envisageable de réaliser une étude en température de la résistivité et de la résonance sur nos propres films de permalloy afin d'évaluer plus précisément l'élévation de température des rubans sous l'effet du courant.

On ne peut que constater la sensibilité de notre expérience aux variations thermiques. Par conséquent, on ne peut envisager de détecter un effet Doppler d'onde de spin de 10 MHz en comparant directement les scans sans courant à ceux avec courant. De plus, des variations de température dans le temps pourraient affecter sensiblement les spectres mesurés (voir §7.3.3 et §8.2.2).

8.2 Mesures d'inductance à courant constant

On part maintenant à la recherche d'un effet Doppler d'onde de spin induit par le courant continu. Comme on vient de le voir, l'effet du chauffage Joule peut engendrer des décalages de la fréquence de résonance allant jusqu'au GHz, alors que l'on recherche un effet Doppler de l'ordre de 10 MHz. On est donc obligé de travailler à échauffement constant. On a pour cela envisagé deux possibilités.

La première consiste à moyenner le signal à I_{dc} constant sur toute la durée du scan et à comparer les spectres ΔL_{12} et ΔL_{21} , qui correspondent à des ondes se propageant dans des directions opposées.

La deuxième consiste à moyenner dynamiquement le signal en alternant pour chaque balayage le signe du courant $\pm I_{dc}$, de manière à observer l'effet dans la différence $\Delta L_{ij}(+I_{dc}) - \Delta L_{ij}(-I_{dc})$.

Comme on le verra dans la section suivante, la deuxième méthode donne de moins bons résultats. On s'intéressera ici aux spectres mesurés à I_{dc} constant, puis on les comparera aux résultats d'une simulation prenant en compte l'effet Doppler. Enfin, on discutera des problèmes rencontrés dans ce type de mesures.

8.2.1 Mise en évidence d'un décalage Doppler d'onde de spin induit par I_{dc}

On procède exactement comme lors d'une mesure en transmission en appliquant en plus un courant continu dans le ruban pendant toute la durée de la mesure. On a reporté sur les figures (8.2), (8.3), (8.4) et (8.5) plusieurs mesures obtenues sur différents dispositifs, en faisant figurer pour chaque dispositif des couples de mesures réalisées dans les mêmes conditions de champ appliqué et pour des polarités de courant I_{dc} opposées. Les valeurs de densités de courant données sont calculées en fonction des épaisseurs de permalloy estimées précédemment avec le modèle de transduction d'onde de spin (cf § 7.3).

Alors que sans courant continu, les courbes $\text{Re}(\Delta L_{12})$ et $\text{Re}(\Delta L_{21})$ (resp. $\text{Im}(\Delta L_{12})$ et $\text{Im}(\Delta L_{21})$) se superposent parfaitement (voir figure 7.5 au chapitre précédent), on observe systématiquement en présence d'une densité de courant suffisante, un décalage en fréquence entre les courbes $\text{Re}(\Delta L_{12})$ et $\text{Re}(\Delta L_{21})$ (resp. $\text{Im}(\Delta L_{12})$ et $\text{Im}(\Delta L_{21})$) qui s'inverse avec le signe du courant appliqué. À courant positif, ce qui correspond selon nos conventions de signe à un flux d'électrons allant de l'antenne 2 vers l'antenne 1, les courbes $\text{Re}(\Delta L_{12})$ et $\text{Im}(\Delta L_{12})$ (courbes bleues et cyans sur les figures Fig.(8.2)-Fig.(8.5)) sont décalées vers des plus hautes fréquences par rapport aux courbes $\text{Re}(\Delta L_{21})$ et $\text{Im}(\Delta L_{21})$ (courbes rouges et roses). Réciproquement, à courant négatif, ce sont les courbes ΔL_{21} qui se retrouvent à plus hautes fréquences.

En se concentrant séparément sur chaque spectre, on constate que le décalage en fréquence entre ΔL_{12} et ΔL_{21} est nettement moins important pour les oscil-

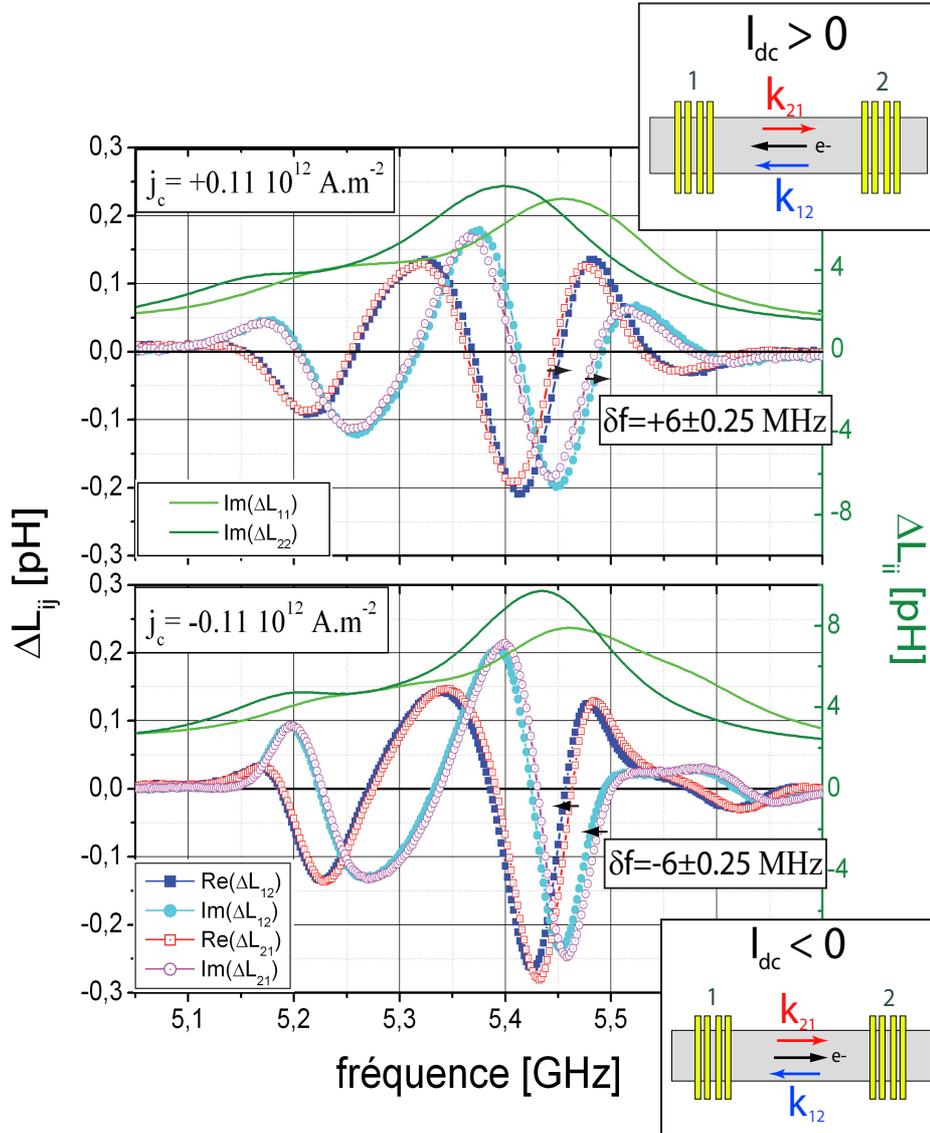


FIG. 8.2 – Mesures d'inductance mutuelle (ΔL_{ij}) du dispositif "antenne- 8μ " ($k_1 = 3.9\mu\text{m}^{-1}$) de l'échantillon "P2778_3" à courant continu constant : +15mA (courbes du haut) et -15mA (courbes du bas), sous un champ de $\sim 1.048 \text{ T}$. La densité de courant indiquée est calculée à partir de l'épaisseur effective estimée avec le modèle de transduction : $t_{eff} = 17 \text{ nm}$

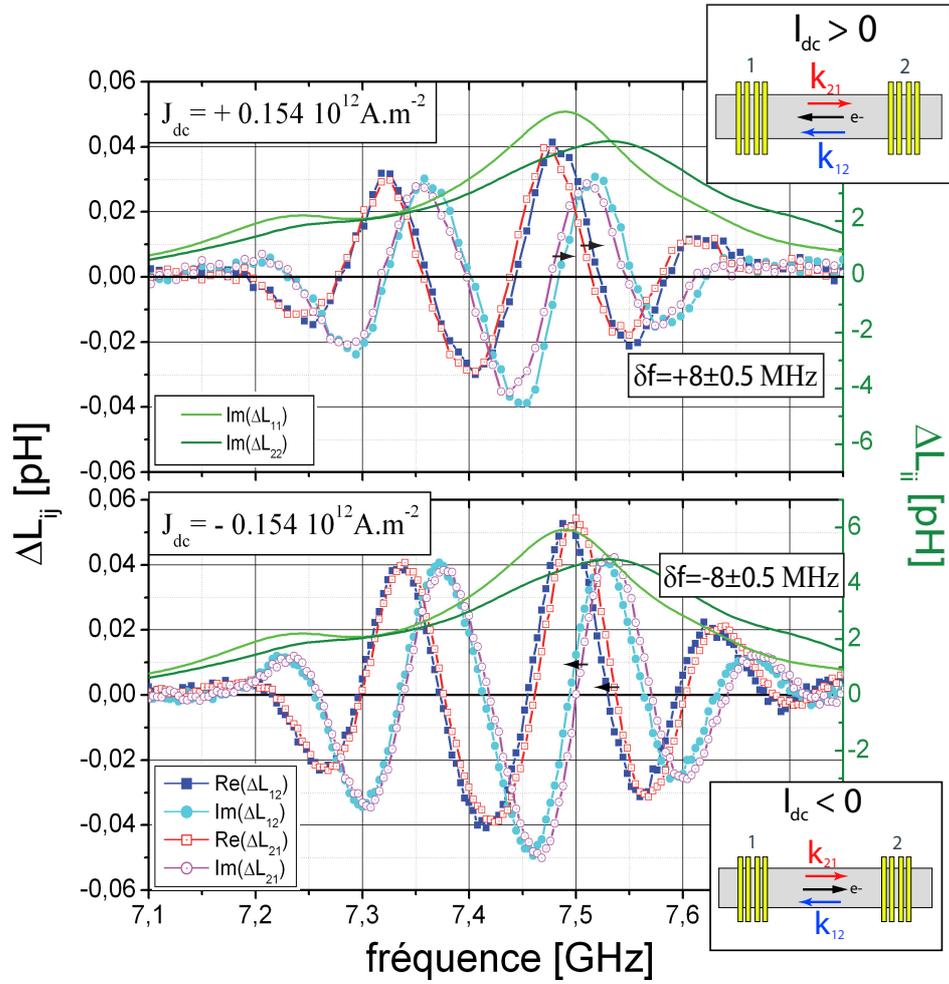


FIG. 8.3 – Mesures d'inductance mutuelle (ΔL_{ij}) du dispositif "antenne-3 μ -down" ($k_1 = 3.9 \mu\text{m}^{-1}$) de l'échantillon "P2778_3" à courant continu constant : +10mA (courbes du haut) et -10mA (courbes du bas), sous un champ de $\sim 1.119 \text{ T}$. La densité de courant indiquée est calculée à partir de l'épaisseur effective estimée avec le modèle de transduction : $t_{eff} = 18.5 \text{ nm}$

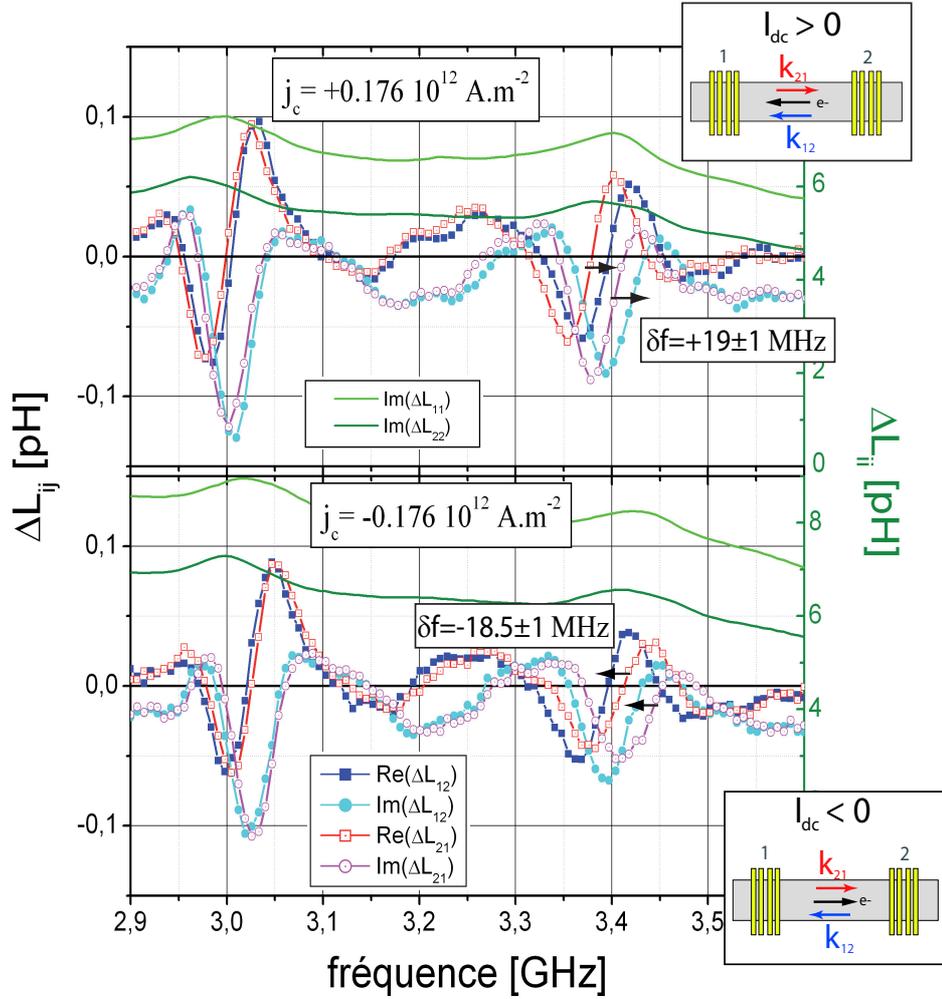


FIG. 8.4 – Mesures d'inductance mutuelle (ΔL_{ij}) du dispositif "antenne- 2μ " ($k_1 = 7.8\mu\text{m}^{-1}$) de l'échantillon "P2778_3" à courant continu constant : +6mA (courbes du haut) et -6mA (courbes du bas), sous un champ de ~ 0.968 T. La densité de courant indiquée est calculée à partir de l'épaisseur effective estimée avec le modèle de transduction : $t_{eff} = 18.5$ nm

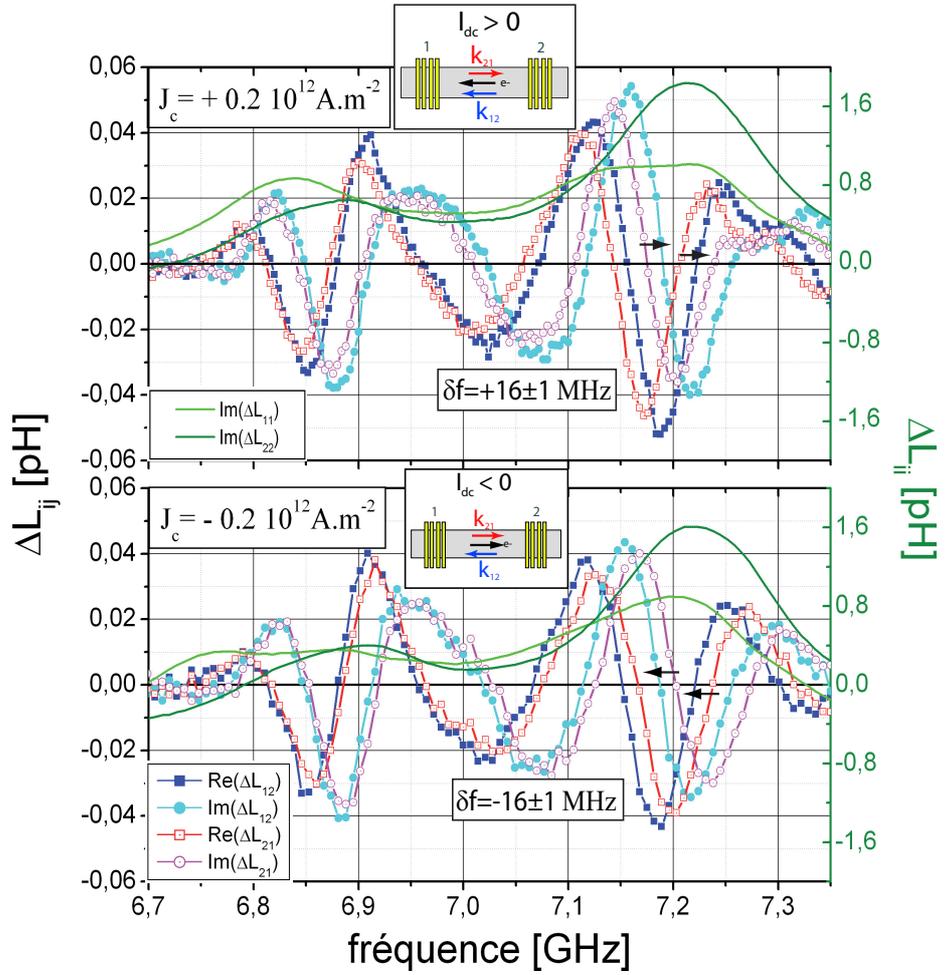


FIG. 8.5 – Mesures d'inductance mutuelle (ΔL_{ij}) du dispositif "antenne- 3μ -up" ($k_1 = 7.8\mu\text{m}^{-1}$) de l'échantillon "P2777_1" (épaisseur nominale : 10 nm) à courant continu constant : +7mA (courbes du haut) et -7mA (courbes du bas), sous un champ de ~ 1.103 T. La densité de courant indiquée est calculée à partir de l'épaisseur effective estimée avec le modèle de transduction : $t_{eff} = 10$ nm

lations du pic secondaire que pour les oscillations du pic principal situé à plus haute fréquence (rappelons que le pic principal correspond à un signal d'onde de spin de plus grand vecteur d'onde, cf transformée de Fourier de la distribution de courant Fig.(4.4)). De plus, en comparant les spectres des figures 8.3 et 8.4, pour lesquels les densités de courant sont similaires, on voit clairement que l'effet augmente avec le vecteur d'onde.

De nombreux spectres ont été mesurés à différentes valeurs de courant et de champ appliqué. Ils indiquent que l'effet augmente systématiquement avec la densité de courant et qu'il ne dépend ni de la norme du champ appliqué (qui détermine la fréquence), ni de son signe.

Cet effet apparaît donc conforme au décalage en fréquence attendu, $\delta\omega \propto -\mathcal{P} \vec{k} \cdot \vec{j}_c$ (cf Eq.(3.10)), pour une polarisation P en spin du courant qui serait positive. Plus précisément, le décalage en fréquence que l'on observe s'identifie à deux fois le décalage Doppler de l'expression Eq.(3.10). A courant I_{dc} positif (resp. négatif), le signal ΔL_{12} correspond à une onde se propageant dans la même direction (resp. direction opposée) que le courant d'électrons, alors que le signal ΔL_{21} se rapporte à une onde ayant subi un effet rigoureusement opposé.

Ces mesures constituent la preuve expérimentale d'un effet Doppler d'ondes de spin induit par un courant continu. L'effet observé de cette façon ne saurait être attribué à une dérive de la température, puisque ΔL_{12} et ΔL_{21} sont mesurées alternativement à des instants très proches (quelques secondes). De la même façon, il ne peut être dû à un effet du champ d'Oersted créé par le courant, dans la mesure où l'on compare deux ondes de **volume** qui sondent dans des directions opposées le même paysage magnétique (voir l'annexe D pour une discussion plus détaillée des effets de non-réciprocité qui peuvent être induits par le champ d'Oersted).

Revenons sur la nature de cet effet Doppler induit par le courant. On excite (et détecte) localement des ondes de spin de vecteur d'onde k_0 avec une largeur spectrale Δk non-nulle (cf Fig.4.4). Comme l'on travaille à fréquence fixe à chaque pas du balayage, l'antenne excitera des ondes de longueur d'onde légèrement modifiée $\lambda_0 + \delta\lambda_{Doppler} = \frac{2\pi}{k'}$ sous l'effet du courant (cf §3.1.2). Par conséquent, la résonance (maximum de l'absorption) sera atteinte pour une fréquence légèrement modifiée $\omega'(k')$ conformément à la dispersion du mode excité. Pour résumer, on observe un décalage en fréquence des spectres d'onde de spin sous l'influence d'un courant continu, traduisant un effet de distorsion de l'onde de spin.

8.2.2 Comparaison avec la simulation

Reprenons notre modèle de transduction d'onde de spin (cf chapitre 4), et ajoutons dans la variable de fréquence le terme de décalage Doppler déduit du couple de transfert de spin adiabatique : $\omega \rightarrow \omega + \delta\omega_{Doppler}$ (Eq.3.10). On a choisi de confronter des mesures d'inductances mutuelles de la figure 8.2 à -15 mA, et de Fig.(8.5) à +7 mA, pour lesquelles la résistance quatre points indique une température constante pendant la durée du scan (cf §8.2.3). De manière à comparer le décalage de fréquence entre les courbes ΔL_{12} et ΔL_{21} , les simulations sont effectuées à direction de propagation constante ($k > 0$) et on a réalisé une simulation à $I_{dc} > 0$ et une à $I_{dc} < 0$. A nouveau, les épaisseurs effectives de

nos rubans ont été déduites de la caractérisation à courant nul (cf §7.3.3).

Comme on peut l'apprécier sur la figure 8.6, notre modèle corrigé par un terme de transfert de spin adiabatique reproduit convenablement les modifications des spectres d'onde spin que l'on observe, en fixant la polarisation en spin du courant à 50%. D'une part, le décalage en fréquence est plus important au niveau des oscillations du pic principal, qui correspond à des ondes de plus grand vecteur d'onde, et d'autre part, les spectres décalés vers les plus hautes fréquences (ex : ΔL_{12} à $I_{dc} > 0$) ont une amplitude légèrement plus grande. Rappelons que ce deuxième effet est dû essentiellement à une augmentation de la vitesse de groupe (i.e. longueur d'atténuation) avec la fréquence de résonance Eq. (3.12). Malheureusement et sans que l'on puisse le justifier, cette modification de l'amplitude des oscillations dû à l'effet Doppler ne se vérifie pas sur toutes nos mesures (cf Fig. (8.4)).

Enfin, on peut remarquer quelques différences dans la forme des oscillations entre les spectres simulés et nos mesures, qui peuvent être dues soit aux variations de température sur la durée du scan (baisse d'amplitude §8.2.3), soit à de légères différences entre les deux pics de réflexion (altération locale du permalloy, différence locale de résistivité). Dans ce cas, les vecteurs d'ondes ne se couplent plus rigoureusement aux mêmes fréquences pour les deux antennes, si bien que la mesure obtenue correspond, en quelque sorte, à la convolution de ces deux couplages décalés en fréquence, ce qui peut expliquer les déformations.

8.2.3 Critique des spectres sous courant constant

Intéressons-nous maintenant aux petites aberrations de ces spectres modifiés sous l'effet du courant.

En regardant séparément chaque couple de mesure, on s'aperçoit que les courbes à $+I_{dc}$ n'ont pas rigoureusement la même amplitude que celles à $-I_{dc}$ sans qu'il y ait pour autant de systématique. Par ailleurs, ces mesures d'inductance mutuelle à $+I_{dc}$ et à $-I_{dc}$ apparaissent toutes légèrement décalées en fréquence l'une par rapport l'autre bien qu'elles aient été obtenues pour des champs appliqués identiques. En toute logique, en l'absence de toute autre perturbation que l'effet Doppler attendu, les courbes "12" $\Delta L_{12}(+I_{dc})$ obtenues à courant positif devraient se superposer rigoureusement avec les courbes "21" $\Delta L_{21}(-I_{dc})$ obtenues à courant négatif, et réciproquement "12" à $-I_{dc}$ avec "21" à $+I_{dc}$. On peut même avoir l'impression, en regardant les spectres que l'on a présentés (cf Fig. (8.2),..., Fig. (8.5)), que les mesures à $-I_{dc}$ se retrouvent systématiquement à plus hautes fréquences, mais cela ne semble pas se vérifier sur l'ensemble de nos résultats.

On peut envisager au moins deux explications pour ces différences d'amplitude et de fréquence. La première, qui impliquerait une systématique des décalages en fréquence, serait celle d'un effet d'Oersted dissymétrique dans le volume du ruban. Cependant, elle ne justifie pas les variations d'amplitudes que l'on observe (par exemple Fig. (8.2) et Fig. (8.5)), qui doivent, normalement, légèrement diminuer lorsque la fréquence augmente. On n'exclut pas totalement cette éventualité, que l'on traitera plus en détails lorsque l'on présentera la deuxième technique de moyennage en $\pm I_{dc}$.

La deuxième explication, est liée aux différences de température entre chaque

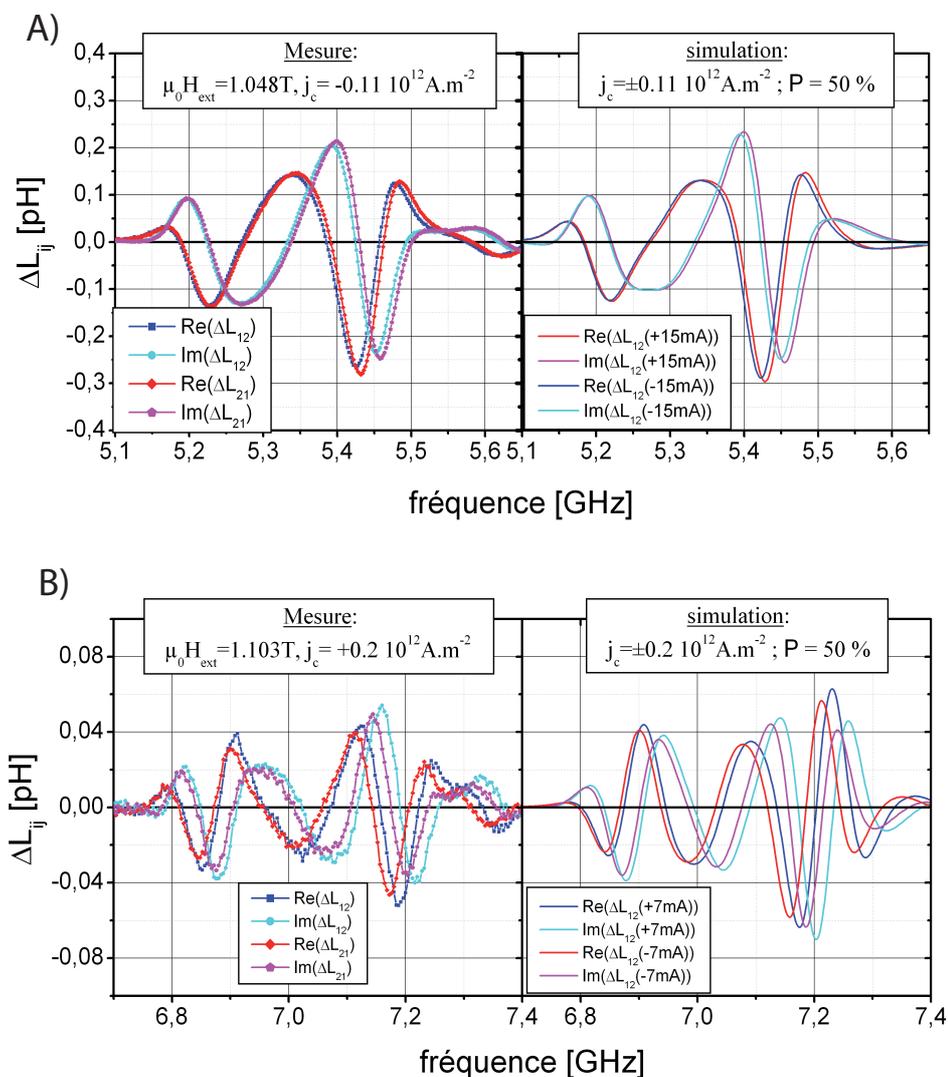


FIG. 8.6 – Confrontation des mesures Doppler avec le modèle de transduction d'onde de spin corrigé par un terme de transfert de spin adiabatique avec une polarisation $P = 50\%$. A) Comparaison avec la mesure à -15 mA et pour un champ appliqué de 1.048 T sur le dispositif "antenne-8" de l'échantillon "P2778_3" (cf Fig. (8.2)). B) Comparaison avec la mesure à $+7 \text{ mA}$ et pour un champ appliqué de 1.103 T sur le dispositif "antenne-3-up" de l'échantillon "P2777_1" (cf Fig.8.5)).

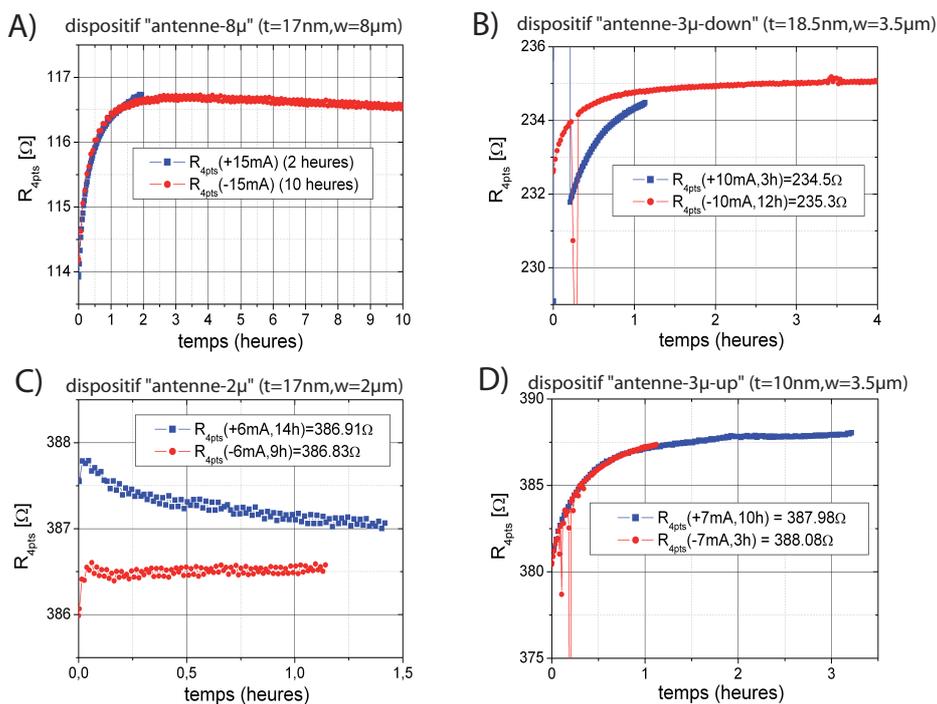


FIG. 8.7 – Résistances 4 points des rubans correspondant aux mesures des figures : A)≡Fig.(8.2), B)≡Fig.(8.3), C) ≡Fig.(8.4) et D)≡Fig.(8.5).

mesure, ainsi qu'aux différences de variations de température au sein de chaque mesure. Pour illustrer cette idée, on a reporté sur la figure 8.7 les courbes de résistance 4pts correspondant aux mesures des figures 8.2, 8.3, 8.4 et 8.5. On notera que ces courbes de résistance ne sont pas toutes représentatives de la durée de la mesure (erreur dans l'écriture de l'interface)¹. La valeur de résistance en fin de scan est cependant donnée sur chaque graphe.

D'après la figure 8.7 A (pour laquelle on a l'intégralité de la durée des scans), on voit que l'électro-aimant met environ 2 heures à se thermaliser. La mesure à -15 mA a été effectuée sur un temps beaucoup plus long ($\sim 10\text{ h}$) que celle à $+15\text{ mA}$ ($\sim 2\text{ h}$). On s'attend donc à ce que la température moyenne soit plus élevée dans ce cas, mais aussi à ce que la variation de température se ressente moins (long plateau constant sur 80% du temps de mesure pour la courbe rouge de la Fig.8.7 A). Cela expliquerait d'une part que le signal en transmission (figure 8.2) mesuré à $I_{dc} = +15\text{ mA}$ se trouve à une fréquence légèrement plus basse

¹On effectue $2N+2$ mesures de résistance pendant la durée du scan, où N est le nombre de moyennages; c'est à dire une mesure de résistance à H_0 et une à H_{res} , et l'on effectue N couples de mesures (H_0, H_{res}). Initialement, j'avais pensé pour la sauvegarde des données, que le nombre de moyennage N serait toujours inférieur au nombre de points pts du balayage en fréquence (on exporte un tableau de pts lignes dans la procédure de sauvegarde). En l'occurrence, pour le dispositif "antenne-2 μ " où l'on réduit le nombre de points $pts = 101pts$ et l'on augmente le nombre de moyennages N à 400 pour améliorer le rapport signal sur bruit, on ne sauve qu'un huitième des mesures de résistance ($101/(400*2+2)$).

que celui à $I_{dc} = -15mA$ (température moyenne inférieure $\rightarrow M_s$ plus grand $\rightarrow f_{res}$ plus petite), et d'autre part que l'amplitude des oscillations du scan court (pour $I_{dc} = +15mA$) soit plus faible que celle du scan long $I_{dc} = -15mA$. En reprenant la modélisation évoquée à la fin du §7.3.3, et en utilisant la variation de fréquence en fonction de la résistivité (50 MHz/%, insert de la figure 8.1 B), on peut facilement justifier la différence d'amplitude de 30% que l'on observe entre les deux mesures.

Bien que l'on n'ait pas l'intégralité des courbes de résistance pour les trois autres couples de mesures, les variations d'amplitudes observées, ainsi que les décalages en fréquences des oscillations semblent également s'interpréter convenablement par des déviations différentes de température pendant la durée des scans.

8.3 Mesures à $\pm I_{dc}$

La deuxième possibilité que l'on a envisagée pour observer l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant, consiste à comparer séparément les signaux ΔL_{ij} entre $+I_{dc}$ et $-I_{dc}$. Pour cela, on travaille à champ fixe, et l'on construit notre signal $\Delta L_{ij}^{\pm I} = L_{ij}(+I_{dc}) - L_{ij}(-I_{dc})$ en moyennant sur plusieurs aller-retours entre $+I_{dc}$ et $-I_{dc}$ (il ne se passe à nouveau que quelques secondes entre les mesures de L_{12} et de L_{21}). En l'absence de tout autre effet que l'effet Doppler induit par le courant, le signal $\Delta L_{ij}^{\pm I}$ est la différence de deux oscillations (convoluées par une lorentzienne) légèrement décalées. Il se présente sous la forme d'oscillations similaires, de même période F et dont l'amplitude maximum s'écrit :

$$|\Delta L_{ij}^{\pm I}|_{max} = 2 \Delta L_0 \sin\left(\frac{\pi \delta f_{\pm I}}{F}\right) \quad (8.3)$$

où ΔL_0 est l'amplitude des oscillations des signaux $L_{ij}(+I_{dc})$ et $L_{ij}(-I_{dc})$, $\delta f_{\pm I}$ est leur décalage en fréquence, qui doit valoir le double du décalage Doppler $\delta f_{Doppler}$ de la relation Eq.(3.10) en l'absence d'autre effet. Dans cette hypothèse, les oscillations des signaux $\Delta L_{12}^{\pm I}$ et $\Delta L_{21}^{\pm I}$ doivent être en opposition de phase, dans la mesure où ils correspondent à des ondes subissant des effets opposés.

8.3.1 Spectres mesurés à $\pm I_{dc}$

On a représenté sur la figure 8.8 trois spectres obtenus selon cette méthode, les deux premiers Fig.(8.8 A) et Fig.(8.8 B) ayant été mesurés pour des polarités de champ opposées sur le dispositif "antenne-8 μ " de l'échantillon "P2778_3" à $\pm 15mA$, et le troisième Fig.(8.8 C) mesuré à $\pm 5mA$ sur le dispositif "antenne-2 μ " du même échantillon.

On constate tout d'abord qu'à champ donné, les signaux $\Delta L_{12}^{\pm I}$ et $\Delta L_{21}^{\pm I}$ du dispositif "antenne-8 μ " mesurés au même moment sont très différents. A champ positif (Fig.8.8 B), le signal $\Delta L_{12}^{\pm I}$ présente de claires oscillations de fortes amplitudes alors que celles de $\Delta L_{21}^{\pm I}$ sont faibles et pas vraiment en opposition de phase avec celles de $\Delta L_{12}^{\pm I}$. Cette situation s'inverse à champ négatif (Fig.8.8 A). Le signal $\Delta L_{21}^{\pm I}$ présente alors de fortes oscillations qui sont inversées par rapport à celles de $\Delta L_{12}^{\pm I}$ à champ négatif (Fig.8.8 B), et le signal $\Delta L_{12}^{\pm I}$ affiche à son tour des oscillations difficiles à interpréter.

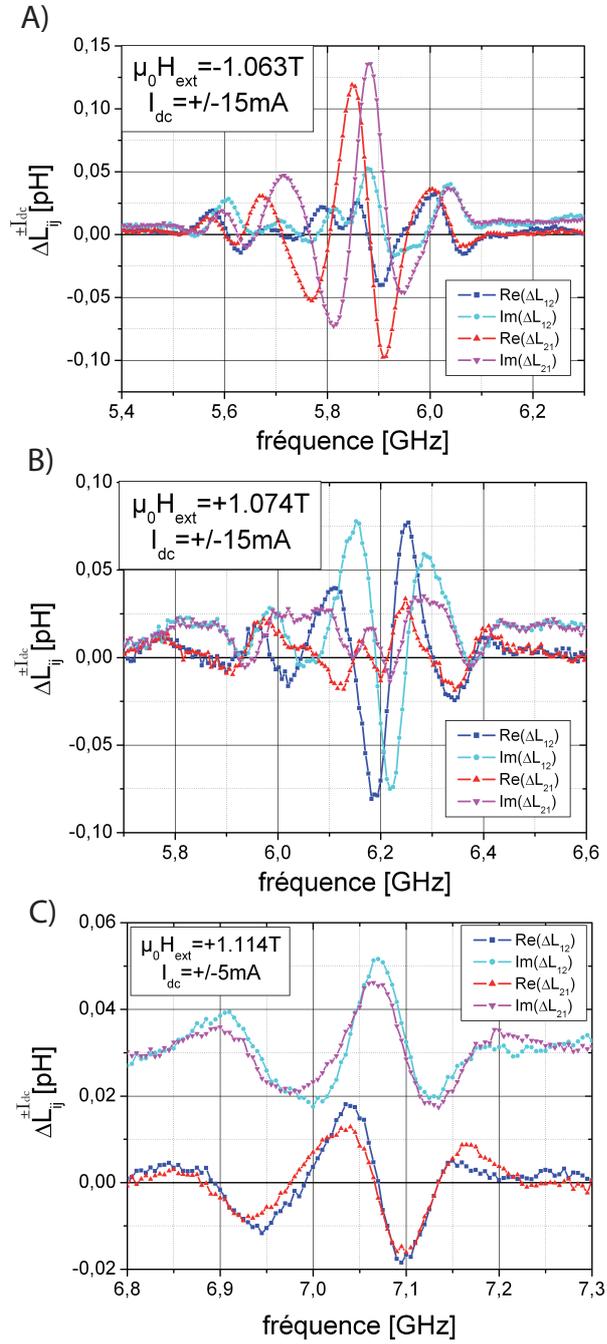


FIG. 8.8 – Mesure de la variation d'inductance mutuelle $\Delta L_{ij}^{\pm I}$ en moyennant entre $+I_{dc}$ et $-I_{dc}$ sur l'échantillon "P2778_3". A) Dispositif "antenne-8 μ " à $I_{dc} = \pm 15$ mA sous un champ appliqué de -1.063 T. B) Même mesure pour une polarité opposée du champ appliqué : $\mu_0 H_{ext} = +1.074$ T. C) Dispositif "antenne-2 μ " à $I_{dc} = \pm 5$ mA sous un champ appliqué de 1.114 T.

De plus, les fortes amplitudes observées ($\sim 14 pH$) ne correspondent pas au décalage de fréquence observé à courant constant (Fig.8.2) : L'amplitude ΔL_0 d'un signal en transmission pour cette gamme de fréquence est de l'ordre de $22 pH$, ce qui donnerait un décalage de l'ordre de 12 MHz selon l'équation (8.3) ($F \sim 120 MHz \rightarrow \delta f_{\pm 15mA} = \frac{F}{\pi} \arcsin(\frac{14}{2*22}) = 12 MHz$), alors que l'on mesurerait seulement 6 MHz entre ΔL_{12} et ΔL_{21} à courant constant pour les mêmes paramètres.

Pour la mesure du dispositif "antenne- 2μ " (Fig.8.8 C), les différences entre $\Delta L_{12}^{\pm I}$ et $\Delta L_{21}^{\pm I}$ sont moins importantes. $\Delta L_{21}^{\pm I}$ est légèrement moins ample que ΔL_{12} à champ positif (nous ne disposons pas de mesure à champ négatif), mais surtout les deux signaux sont parfaitement en phase! Par conséquent, l'amplitude de ces oscillations ne peut être due au seul décalage Doppler d'onde de spin.

8.3.2 Hypothèse de champ d'Oersted

Nous allons maintenant faire l'hypothèse que le courant électrique influence l'onde de spin par l'intermédiaire d'un champ d'Oersted susceptible de renforcer ou de diminuer le champ extérieur que l'on applique. On verra plus loin les scénarios possibles pour expliquer une influence de ce type. Examinons pour l'instant comment cet effet pourrait se combiner avec l'effet Doppler. On a résumé la situation avec le diagramme en arbre de la figure (8.9 i) qui représente les séparations en fréquences des différents signaux $\Delta L_{ij}(H, I, k)$ selon le signe du champ, du courant et du vecteur d'onde. Partant d'une situation à $I_{dc} = 0$ où les inductances mutuelles $\Delta L_{12}(H, I = 0, k)$ et $\Delta L_{21}(H, I = 0, k)$ sont identiques, on a une première séparation $2\delta f_{Oe}$ lorsqu'on allume le courant suivant le produit $I.H$. On suppose que $I.H > 0 \Rightarrow \delta f_{Oe} > 0$ (resp. $I.H < 0 \Rightarrow \delta f_{Oe} < 0$), c'est à dire que le champ d'Oersted "renforce" le champ appliqué à courant positif. Cette première séparation est indépendante de la direction de propagation. Puis, conformément à l'effet Doppler, chacun des deux niveaux est dédoublé de $2\delta f_{Doppler}$ selon le produit $k.I$ ($k.I < 0 \Rightarrow \delta f_{Doppler} > 0$ et $k.I > 0 \Rightarrow \delta f_{Doppler} < 0$).

Notre diagramme reproduit ce que l'on observe à champ positif (figure 8.8 B), $|\Delta L_{12}^{\pm I}| > |\Delta L_{21}^{\pm I}|$, i.e la différence de fréquences entre $\Delta L_{12}(H > 0, +I)$ et $\Delta L_{12}(H > 0, -I)$ qui vaut $\delta f_{12}(\pm I, H > 0) = 2(\delta f_{Oe} + \delta f_{Doppler})$ est supérieure à celle entre $\Delta L_{21}(H > 0, +I)$ et $\Delta L_{21}(H > 0, -I)$ qui vaut $\delta f_{21}(\pm I, H > 0) = 2(\delta f_{Oe} - \delta f_{Doppler})$. Et réciproquement, cette disparité s'inverse rigoureusement lorsque l'on change la polarité du champ, conformément à ce que l'on observe sur la figure 8.8 A.

Notons par ailleurs que la différence d'amplitude entre $|\Delta L_{12}^{\pm I}|$ et $|\Delta L_{21}^{\pm I}|$ devrait nous renseigner sur la valeur de l'effet Doppler (ex : $\delta f_{12}(\pm I, H > 0) - \delta f_{21}(\pm I, H > 0) = 4\delta f_{Doppler}$).

Ces non-réciprocités du signal entre $+I_{dc}$ et $-I_{dc}$, vraisemblablement dues à un effet du champ d'Oersted qui s'ajoute à l'effet Doppler induit par le courant, ne sont pas triviales à comprendre. En effet, pour un ruban parfait, le champ d'Oersted est parfaitement anti-symétrique par rapport à l'axe central du ruban, alors que le profil de l'onde de spin est parfaitement symétrique. On peut se persuader que ces symétries impliquent un décalage en fréquence de

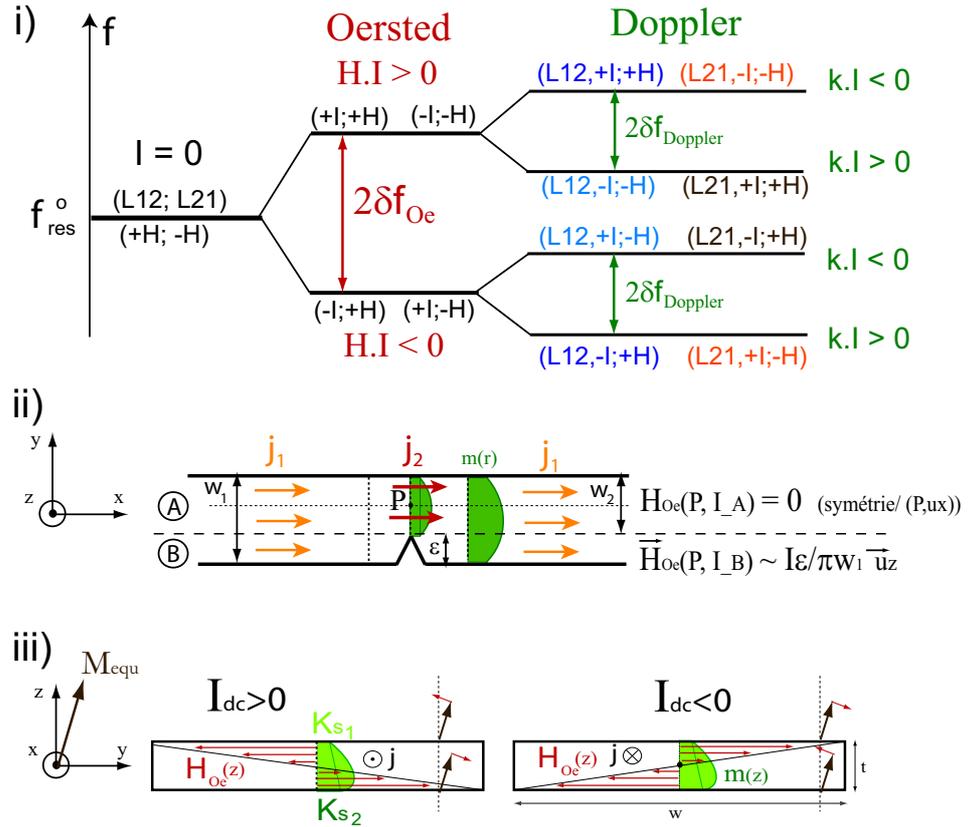


FIG. 8.9 – i) Diagramme en arbre représentant les deux séparations en fréquence (effet d'Oersted + effet Doppler) selon le signe du champ, du courant et l'orientation du vecteur d'onde. ii) Modélisation d'un effet d'Oersted asymétrique dû aux défauts du ruban. iii) Illustration du recouvrement entre le champ d'Oersted et un profil d'aimantation dynamique asymétrique du à des anisotropies de surface différentes (K_{S1}, K_{S2}).

l'onde de spin identique pour les deux directions du courant. Il faudrait alors qu'il y ait une asymétrie entre la distribution du champ d'Oersted et le profil d'aimantation dynamique dans l'épaisseur (ou la largeur) du ruban, de sorte que le recouvrement du profil d'onde de spin avec ce champ d'Oersted soit différent entre $+I_{dc}$ et $-I_{dc}$.

Dissymétrie du champ d'Oersted

La première hypothèse que l'on peut envisager serait une dissymétrie du champ d'Oersted dans la section du ruban, due à une irrégularité de forme du ruban (figure 8.9 ii). Pour cela, on suppose que le profil d'onde de spin est symétrique dans la largeur du ruban et l'on cherche le champ d'Oersted au centre de la section du ruban où se trouve le défaut, là où l'amplitude de précession est maximale. Par des arguments de symétrie (figure 8.9 ii), la résultante du champ d'Oersted à courant positif sera strictement positive au centre de cette section. Comme l'on travaille à fréquence fixe, l'onde de spin acquiert un déphasage $\delta\phi = \delta k l$ en passant à travers cette irrégularité (l étant l'extension du défauts), ce qui se traduit au final par le décalage en fréquence : $\delta f_{Oe} = \frac{F}{2\pi} \delta\phi$ (F étant la période des oscillations du signal ΔL_{ij}). En différenciant la relation de dispersion Eq.(7.2), on exprime ensuite la résultante du champ d'Oersted (δH_{Oe}) au centre des défauts en fonction du décalage en fréquence δf_{Oe} :

$$\delta H_{Oe} = -M_s \frac{2\pi}{F} \frac{t}{4 \langle l \rangle} \delta f_{Oe} \quad (8.4)$$

où l'on note $\langle l \rangle$ l'extension moyenne des défauts sur le parcours de l'onde de spin entre les deux antennes. En considérant une extension moyenne de $2\mu\text{m}$ pour l'ensemble des défauts, cela donnerait conformément aux spectres de la figure 8.8A et 8.8B pour lesquels $\delta f_{Oe} \approx 6\text{MHz}$, une résultante du champ d'Oersted au centre des défauts de l'ordre de 0.6 mT. Malheureusement, en faisant l'approximation générale d'un champ d'Oersted $\delta H_{Oe}(P)$ égale à $\delta H_{Oe}(P) = \frac{I\varepsilon}{\pi w_1^2}$, cela donne une irrégularité ε de plus de $6\mu\text{m}$! On est donc très loin des défauts que l'on observe qui sont de l'ordre de $0.2\mu\text{m}$.

Asymétrie du profil de \vec{M}

La deuxième hypothèse, bien moins évidente à traiter, implique des différences d'anisotropie de surface entre la face supérieure du ruban en contact avec la couche d'alumine protectrice et la face inférieure en contact avec l'oxyde de silicium², ce qui induirait un profil non-symétrique de l'onde de spin dans l'épaisseur (figure 8.9 iii). De cette façon, la superposition du profil d'aimantation dynamique avec la distribution du champ d'Oersted serait naturellement différente entre le cas $+I_{dc}$ et le cas $-I_{dc}$. Si l'on suppose que le ruban n'est pas parfaitement perpendiculaire au champ (i.e M_{equ} fait un petit angle avec la normale), le champ d'Oersted pourrait décaler la fréquence de manière différente selon le signe de I_{dc} (cf figure 8.9 iii).

Pour conclure, insistons à nouveau sur le fait que ces effets du champ d'Oersted ne rentrent pas en ligne de compte lorsque l'on compare, à courant constant, deux ondes se propageant dans des directions opposées (cf figure 8.9). Et ce,

²Cette possibilité est notamment vivement suggérée par l'observation d'un décalage en fréquence à courant nul entre ΔL_{12} et ΔL_{21} d'environ 7MHz pour des ondes de surface (MsSW), dont le profil de l'aimantation dynamique est intrinsèquement non-réciproque.

parce-que nous travaillons avec des ondes de volume qui sondent le même environnement magnétique quelle que soit leur direction de propagation, i.e. le profil d'aimantation dynamique ne dépend pas de la direction de propagation pour des ondes de volume.

8.4 Synthèse des mesures Doppler

Après avoir mis en évidence l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant, on a étudié sa dépendance en courant pour pour chaque dispositif, afin d'estimer la polarisation en spin du courant P dans nos rubans. On commencera par détailler les précautions à prendre pour mesurer le décalage Doppler à partir des spectres obtenus. On confrontera ensuite la valeur de la polarisation P que l'on obtient pour nos rubans de permalloy avec les valeurs déduites d'autres expériences.

8.4.1 Mesure du décalage en fréquence

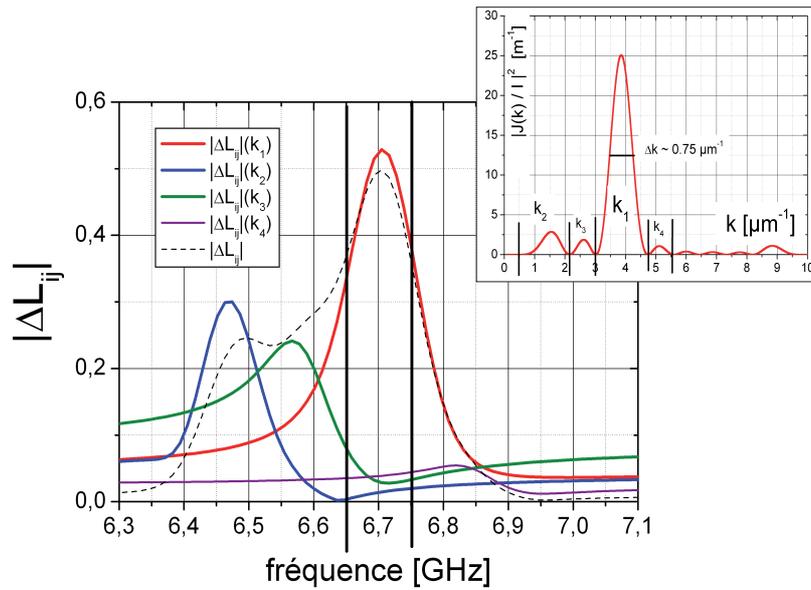


FIG. 8.10 – Étude du chevauchement des différents pics en transmission pour le dispositif "antenne-8 μ ". Module de l'inductance mutuelle $|\Delta L_{ij}|$ simulé séparément pour chacun des pics de la TF $\{j(x)\}$. (insert) Distribution de courant dans l'espace réciproque du dispositif "antenne-8 μ ".

Du fait de la distribution de courant $\tilde{j}(k)$ dans les antennes (cf §4.2.3), l'excitation d'ondes de spin n'est pas parfaitement monochromatique mais présente plusieurs pics : un pic principal à k_1 qui correspond grossomodo à l'inverse de la périodicité de l'antenne, un pic secondaire k_2 de plus bas vecteur d'onde et éventuellement pour les dispositifs à 3 méandres (comme par exemple : "antenne-8 μ "), un troisième pic intermédiaire k_3 compris entre k_1 et k_2 . De plus, chaque

pic possède une certaine largeur spectrale.

Or, l'effet Doppler d'onde de spin que l'on observe dépend de la norme du vecteur d'onde. On constate clairement sur les spectres des figures 8.4 et 8.5 que les décalages en fréquences sont plus importants pour les oscillations du pic principal que pour celles du pic secondaire.

Par conséquent, afin de pouvoir estimer convenablement le facteur de polarisation P à partir de nos mesures du décalage Doppler entre ΔL_{12} et ΔL_{21} à I_{dc} constant, il est indispensable de délimiter une fenêtre de fréquences au sein du pic principal, pour laquelle on connaît "précisément" le vecteur d'onde. Et il faut ensuite s'assurer que le chevauchement des différentes longueurs d'ondes reste négligeable dans cette fenêtre de fréquences pour les cas où les oscillations semblent se mélanger (cf spectres figure 8.2).

On a étudié à l'aide de notre modèle de transduction d'onde de spin le poids relatif de chaque pic de la $TF\{j(x)\}$ dans la réponse en transmission, afin de vérifier les éventuels problèmes de chevauchement de longueurs d'onde. Pour cela, on sépare l'intégration sur chacun des domaines de vecteur d'onde correspondant aux différents pics, puis on trace le module des inductances mutuelles calculées. On a représenté sur la figure 8.10 un cas assez défavorable avec le dispositif "antenne-8 μ ", pour lequel les pics sont initialement faiblement espacés ($k_1 = 3.86 \mu m^{-1}$, $k_2 = 1.55 \mu m^{-1}$, $k_3 = 2.62 \mu m^{-1}$), et pour des fréquences relativement élevées (~ 6.5 GHz) lorsque l'élargissement des raies dû à l'amortissement est plus important. On constate ainsi que le chevauchement des pics secondaires sur le pic principal est négligeable sur une plage de 100 MHz autour du pic principal.

Pour mesurer le décalage en fréquence entre ΔL_{12} et ΔL_{21} , on translate manuellement les deux courbes correspondant à une direction de propagation (par exemple $Re(\Delta L_{21})$ et $Im(\Delta L_{21})$), de manière à les superposer sur les deux autres courbes ($Re(\Delta L_{12})$ et $Im(\Delta L_{12})$). Cette superposition est recherchée sur toute la plage de fréquence considérée (bornes verticales sur la figure 8.11 A). L'incertitude de cette mesure est estimée à l'oeil, lorsque les différences de superposition deviennent évidentes. Suivant l'amplitude du rapport signal sur bruit, la "propreté" des oscillations et l'amplitude du décalage en fréquence, ces incertitudes s'échelonnent typiquement entre 0.25 MHz et 2 MHz.

J'ai également réalisé un programme d'analyse, calculant point par point le décalage en fréquence des deux courbes ΔL_{12} et ΔL_{21} en minimisant l'aire entre les deux courbes autour du point considéré. Ce programme fonctionne bien pour de jolis spectres bien réguliers avec de faibles décalages (figure 8.11 B). Cependant, il faut au préalable interpoler les données brutes pour augmenter le nombre de points étant donné que le pas en fréquence de la mesure est comparable au décalage Doppler que l'on observe. Par ailleurs, les maxima des oscillations induisent des divergences dans le calcul de Δf (différence d'amplitude qui accompagne le décalage Doppler). On n'a finalement pas utilisé ce programme pour mesurer les décalages de fréquence, dans la mesure où il n'offre pas plus de précision que l'appréciation visuelle précédente, et surtout qu'il n'est pas efficace sur tous les spectres.

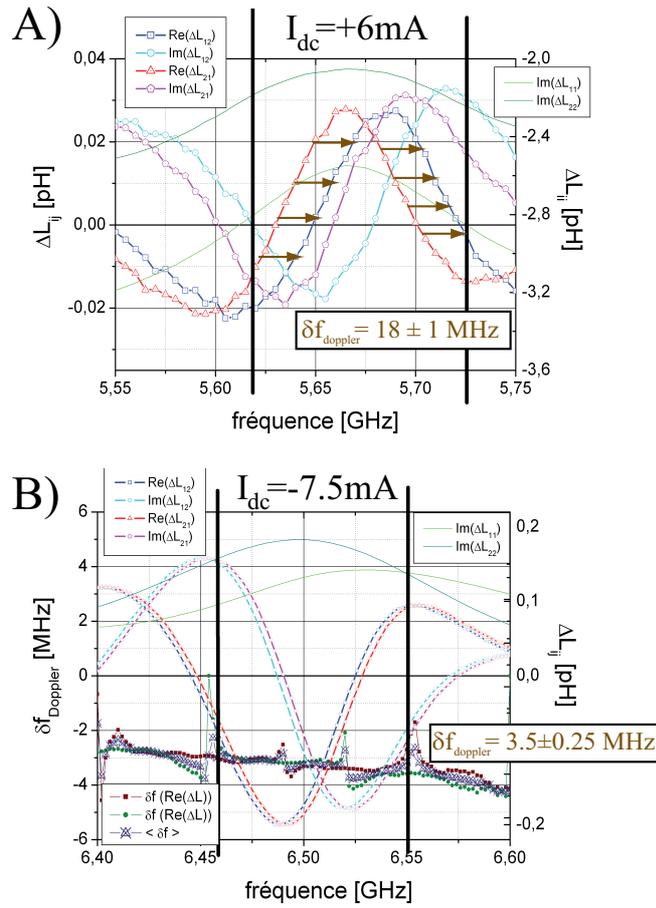


FIG. 8.11 – A) Mesure de l'effet Doppler "à l'oeil" sur une plage de 100 MHz autour du pic principal pour le dispositif "antenne-2 μ " de l'échantillon "P2778_3"; mesure réalisée à $I = +6 \text{ mA}$ ($j_c = 0.176 \cdot 10^{12} \text{ A.m}^{-2}$). B) Mesure de l'effet Doppler avec le modèle d'analyse point par point pour le dispositif "antenne-8 μ " ("P2778_3"); mesure réalisée à $I = -7.5 \text{ mA}$ ($j_c = -0.055 \cdot 10^{12} \text{ A.m}^{-2}$).

8.4.2 Estimation de la polarisation

Pour chaque dispositif, on a réalisé, pour une ou deux valeurs de champ extérieur amenant la fréquence de résonance entre 2 et 7 GHz, des mesures Doppler à I_{dc} constant, pour une dizaine de valeurs de courant. Après avoir mesuré, pour chaque valeur de courant, le décalage en fréquence entre les inductances mutuelles ΔL_{12} et ΔL_{21} selon la méthode décrite plus haut, on trace ensuite pour chaque dispositif, le rapport $\frac{\Delta f_{12-21}}{k}$ en fonction du courant normalisé par le produit $\frac{1}{\mu_0 M_s t w}$ (w et t étant respectivement la largeur et l'épaisseur du ruban) conformément à l'expression du décalage Doppler adiabatique Eq.(3.10), qui se réécrit aussi :

$$\frac{\delta f_{12-21}}{k} = P \frac{\mu_B \mu_0}{\pi e} \frac{I_{dc}}{\mu_0 M_s t w} \quad (8.5)$$

Si on peut mesurer précisément la largeur des rubans (au microscope électronique à balayage), on ne peut cependant pas connaître précisément $\mu_0 M_s$ et t à la fin du processus de micro-fabrication (altération éventuelle du permalloy). En revanche, à partir de l'étude préliminaire de résonance ferromagnétique (cf §7.1.2), on a rigoureusement accès au produit $\mu_0 M_s t$. Au final, on dispose de tous les paramètres nécessaires pour extraire la polarisation conformément à Eq.(8.5).

On a représenté sur la figure 8.12 la synthèse des mesures Doppler pour deux dispositifs, "antenne-3 μ -down" de l'échantillon "P2778_3" d'épaisseur nominale 20 nm (figure 8.12A) et "antenne-3 μ -up" de l'échantillon "P2777_1" d'épaisseur 10 nm (figure 8.12B), ainsi que l'ensemble des mesures effectuées sur sept dispositifs différents (les quatre dispositifs de l'échantillon "P2778_3" et trois dispositifs de l'échantillon "P2777_1").

On vérifie ainsi que l'effet varie bien linéairement avec le courant conformément à l'effet Doppler prévu (8.5). La pente de ces droites est proportionnelle à la polarisation en spin du courant P , avec un facteur de proportionnalité $\frac{\mu_B \mu_0}{\pi e} = 23.10^{12} m^3.T.A^{-1}.s^{-1}$. Il sort de ces mesures que la polarisation moyenne des rubans de 10 nm d'épaisseur ($P_{10nm} = 0.43 \pm 0.04$) est légèrement plus faible que celle issue du film de 20 nm ($P_{20nm} = 0.51 \pm 0.04$, cf figure 8.12 C).

Enfin, pour le dispositif "antenne-3 μ -down" (figure 8.12 A), l'effet s'atténue pour les fortes densités de courant. L'élévation de température due au chauffage Joule devient assez importante, de l'ordre de 100 K à ces densités de courant : à 12 mA ($j_c = 0.185 \cdot 10^{12} A.m^{-2}$), $\frac{\Delta R}{R} = 25\% \rightarrow \Delta T \sim 100 K$ (cf Fig.8.1 A). D'ailleurs on a détruit l'échantillon juste après en appliquant 14 mA. On a donc estimé la polarisation des rubans d'après la partie linéaire de la courbe des décalages de fréquence en fonction du courant.

On a reporté l'ensemble des mesures de polarisation effectuées sur les sept rubans différents dans le tableau Tab.(8.1) en indiquant le nombre de mesures Doppler effectuées pour estimer la polarisation de chacun des rubans.

Notons que l'on a également observé une diminution brutale mais réversible de l'effet ainsi que de l'amplitude de l'inductance mutuelle pour le dispositif "antenne-2 μ " (P2778_3) à 8mA ($j_c = 0.235 \cdot 10^{12} A.m^{-2}$) :

$$\Delta f_{12-21}(2\mu, 8mA) = 7 MHz < \Delta f_{12-21}(2\mu, 6mA) = 18 MHz \text{ et}$$

$$\Delta L_{ij}(2\mu, 8mA) = 6 fH \text{ à } 6.4 GHz \text{ alors que } \Delta f_{ij}(2\mu, 6mA) = 22 fH \text{ à } 5.7 GHz.$$

Pourtant, la variation relative de résistance à cette densité de courant est de

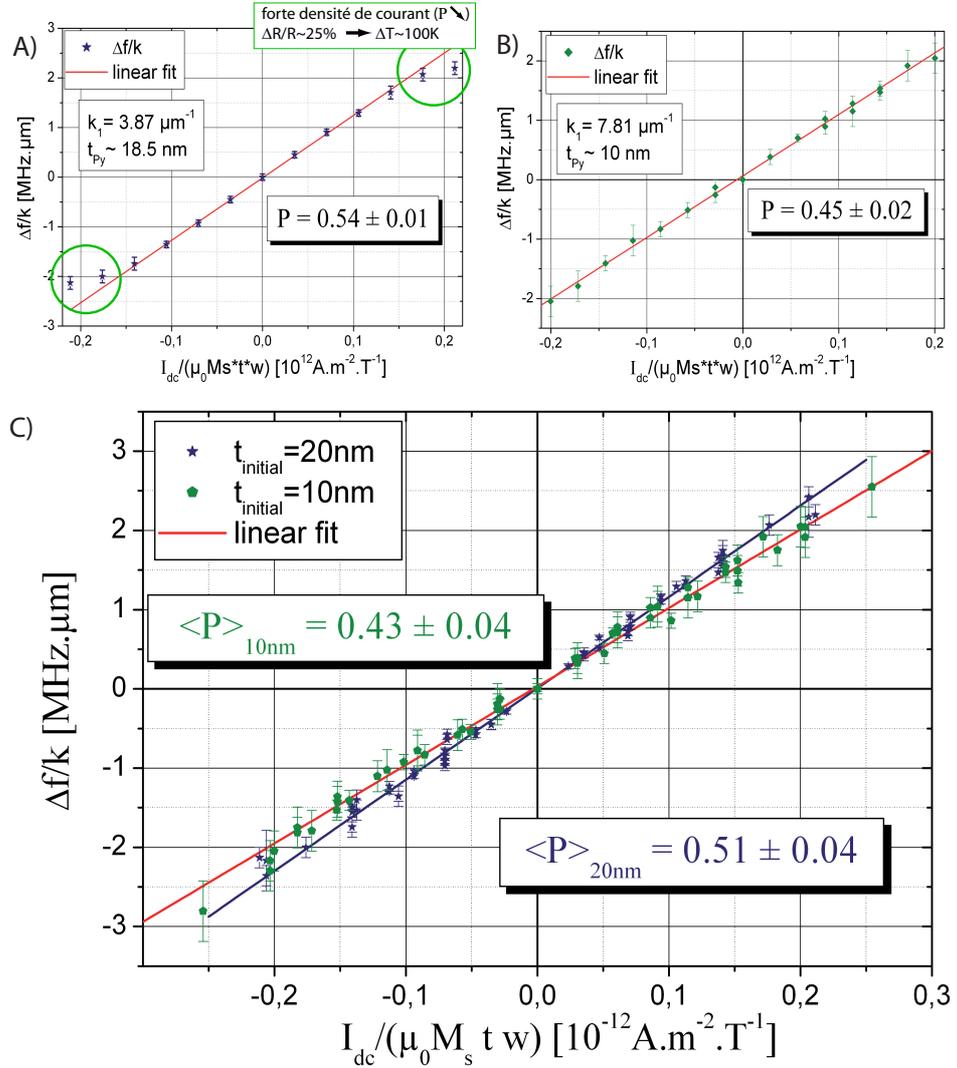


FIG. 8.12 – A) Synthèse des mesures Doppler du dispositif "antenne- 3μ -down" (échantillon P2778_3, $t_{Py} \simeq 18.5 \text{ nm}$, $k_1 = 3.87 \mu\text{m}^{-1}$). Polarisation $P = 0.54 \pm 0.01$ estimée pour les points de la partie linéaire de la courbe ; réduction de la polarisation pour les fortes densités de courant (chauffage : à $j = 0.185 \cdot 10^{12} \text{ A.m}^{-2}$, $\frac{\Delta R}{R} = 25\% \rightarrow \Delta T \sim 100 \text{ K}$). B) Synthèse des mesures Doppler du dispositif "antenne- 3μ -up" (échantillon P2777_1, $t_{Py} \simeq 10 \text{ nm}$, $k_1 = 7.81 \mu\text{m}^{-1}$). Polarisation $P = 0.45 \pm 0.02$ estimée sur toute la plage des mesures (pas d'effet manifeste du chauffage). C) Synthèse regroupant l'ensemble des mesures effectuées sur des dispositifs d'épaisseurs différentes. La polarisation moyenne des rubans issus d'un film de 10 nm ($\langle P \rangle_{10\text{nm}} = 0.43 \pm 0.04$) apparaît légèrement plus faible que celle des rubans issus du film de 20 nm ($\langle P \rangle_{20\text{nm}} = 0.51 \pm 0.04$).

$\frac{\Delta R}{R}(2\mu, 8mA) = 19\%$, ce qui correspondant à une élévation de température d'environ $73 K$. Mis à part ces deux échantillons, nous n'avons pas trop poussé nos mesures aux limites de ce que peuvent supporter les rubans.

dispositif	"8 μ "	"2 μ "	"3 μ_{down} "	"3 μ_{up} "
$k_1 [\mu m^{-1}]$	3.86	7.84	3.87	7.81
film de 20 nm d'épaisseur initiale (P2778_3)				
$\mu_0 M_s t [T.nm]$	13.7	14.6	16.2	16.3
$\mathcal{P} [\%]$	51 ± 2	47 ± 3	54 ± 2	53 ± 5
Nombre de points	27	14	17 (linéaire)	3
film de 10 nm d'épaisseur initiale (P2777_1)				
$\mu_0 M_s t [T.nm]$	8.4	9.83		9.987
$\mathcal{P} [\%]$	42 ± 3	41 ± 5	\emptyset	45 ± 3
Nombre de points	23	13	\emptyset	19

TAB. 8.1 – Mesures de polarisation effectuées sur sept dispositifs différents. L'incertitude sur le produit $\mu_0 M_s t$ est estimée à $\pm 2\%$ pour le film P2778_3 et $\pm 4\%$ pour le film P2777_1. Pour le dispositif P2778_3_3 μ_{down} , seuls les points de la partie linéaire ont été retenus.

8.4.3 Comparaison avec d'autres travaux et discussion

Le décalage en fréquence que l'on observe se comprend simplement par un effet de transfert de spin adiabatique. Notre mesure de l'effet Doppler d'onde de spin induit par un courant continu offre un ainsi accès simple et direct à l'asymétrie en spin du courant \mathcal{P} dans le volume du métal ferromagnétique. Or jusqu'ici, le degré de polarisation en spin du courant \mathcal{P} n'était obtenu qu'indirectement soit en étudiant les déviations à la règle de Matthiessen dans des alliages ternaires [20], soit en modélisant des mesures de magnétorésistance géante (GMR) à partir de la théorie de Valet et Fert de la GMR [87].

La première méthode implique d'étudier les variations de résistivité à basse température d'un métal (dans notre cas, ce sera le Nickel) avec la concentration en impuretés "diluées" (par % d'impuretés), par exemple **Ni**($Fe_{1-x}A_x$)% (où A est la troisième espèce de l'alliage, par exemple V ou Cr). Le modèle à deux courants prévoit une déviation $\Delta\rho$ à la règle de Matthiessen pour la résistivité d'un tel alliage ternaire, qui s'écrit :

$$\Delta\rho = \rho_{FeA} - (\rho_{Fe} + \rho_A) = \frac{(\alpha_{Fe} - \alpha_A)^2 \rho_{Fe} \rho_A}{(1 + \alpha_{Fe})^2 \alpha_A \rho_{Fe} + (1 + \alpha_A)^2 \alpha_{Fe} \rho_A} \quad (8.6)$$

où ρ_{Fe} , ρ_A et ρ_{FeA} sont respectivement les résistivités par pourcent d'impureté de l'alliage **NiFe**, de l'alliage **NiA** et de l'alliage ternaire **NiFe** $_{1-x}$ A_x . Les coefficients $\alpha_{Fe} = \frac{\rho_{Fe\downarrow}}{\rho_{Fe\uparrow}}$ et $\alpha_A = \frac{\rho_{A\downarrow}}{\rho_{A\uparrow}}$ correspondent à l'asymétrie en spin du transport dans les alliages **NiFe** et **NiA**, respectivement. Par cette technique, on trouve un coefficient α_{Fe} pour les alliages dilués de **NiFe** s'échelonnant entre 10 et 20 [20], ce qui donne des valeurs de polarisation comprises entre 0.8 et 0.9

$$(\mathcal{P} = \frac{\alpha_{Fe}-1}{\alpha_{Fe}+1}).$$

Pour la deuxième méthode, on peut encore distinguer deux façons d'accéder au facteur de polarisation \mathcal{P} .

La première porte sur des mesures à froid (4.2 K) de GMR dans des multicouches {Permalloy/métal} en configuration CPP (Current Perpendicular to the Plane). Elle donne des valeurs de \mathcal{P} comprises entre 0.6 et 0.9 ([46] [81] [30] [7]) qui concordent donc avec la première méthode dans les alliages ternaires.

La deuxième, un peu plus récente et légèrement plus subtile consiste en une mesure potentiométrique dans des structures multi-ports hybrides de longueurs variables (échelle mésoscopique de l'ordre de la longueur de spin flip)[48]. Elle donne des valeurs de \mathcal{P} bien inférieures à celles des mesures de GMR CPP ([48] $\mathcal{P}=0.22$ à 4.2K, [56] $\mathcal{P}=0.25$ à 300K).

Cette dispersion dans l'estimation de la polarisation témoigne de la grande difficulté de décrire convenablement le transport polarisé en spin dans un métal ferromagnétique. Dans le cas du permalloy, c'est le désordre d'alliage qui semble dominer dans l'asymétrie en spin du courant. En effet, il se trouve que les potentiels atomiques du nickel et du fer s'alignent particulièrement bien pour le canal de spin majoritaire \uparrow alors qu'ils diffèrent de manière significative pour le canal de spin minoritaire \downarrow (approche KKR-CPA [70]). Cela se traduit à basse température par une grosse asymétrie entre les taux de diffusions des différents canaux de spin ($\rho_{\downarrow} \sim 100 \mu\Omega.cm \gg \rho_{\uparrow} \simeq \rho_{NiFe} \approx 4 \mu\Omega.cm$), ce qui donne un taux de polarisation en spin élevé, proche de 1. En ce sens, les polarisations obtenues à partir des mesures à froid de GMR dans des spin valves [46] [81] [30] [7], sont plus conformes aux prédictions théoriques.

Dans notre cas, on travaille à température ambiante et la résistivité de nos rubans qui est de l'ordre de $30 \mu\Omega.cm$, est sensiblement supérieure à la résistivité du permalloy à basse température. Dans le cas hypothétique où les résistivités ρ_{\uparrow} et ρ_{\downarrow} augmenteraient de manière comparable avec la température (ce qui signifie que les diffusions avec les phonons seraient indépendantes du spin), on aurait une diminution de l'asymétrie en spin du courant ($\frac{\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow}}$ diminue). Cela peut expliquer les valeurs relativement plus faibles de polarisation que l'on obtient sur nos rubans à température ambiante ($\mathcal{P} \simeq 0.5$).

Une autre source de diffusion qui pourrait expliquer la baisse de polarisation serait les diffusions sur les surfaces du films. On observe en effet une diminution de la polarisation entre des films de 20 nm ($\langle \mathcal{P} \rangle_{20nm} = 0.51$) et ceux de 10 nm ($\langle \mathcal{P} \rangle_{10nm} = 0.43$). Le libre parcours moyen du canal down l_{mfp}^{\downarrow} est de l'ordre de 5 \AA alors que $l_{mfp}^{\uparrow} \approx 30 \text{ nm}$ (mesures de photoémission résolue en angle, [70]). On peut aisément envisager que le canal "up" sera davantage affecté par les diffusions aux surfaces du film que le canal "down", ce qui aura pour effet de diminuer l'asymétrie entre les canaux \uparrow et \downarrow .

Enfin, la dernière possibilité qui pourrait sensiblement modifier l'asymétrie en spin du transport décrite par le modèle à deux courants serait un mélange entre les différents canaux de conduction (spin-mixing). On définit alors une résistivité de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$ (cf Fig.2.9 ii) décrivant les diffusions avec renversement du spin de l'électron (spin flip). Les diffusions s'accompagnant d'un renverse-

ment du spin de l'électron peuvent être dues au couplage spin-orbite ³ [21], contribution qui existe déjà à basse température. Mais elles peuvent aussi provenir des diffusions des électrons de conduction sur les magnons thermiques, qui-elles-augmentent avec la température au point de devenir prépondérantes sur le couplage spin-orbite. Bien que cette possibilité de spin-mixing invalide le modèle à deux courants qui suppose une conduction en parallèle des deux canaux de conduction, on montre que pour des petites variations de ρ_{\uparrow} et ρ_{\downarrow} , on peut tout de même définir des résistivités effectives $\rho_{\uparrow,eff}$ et $\rho_{\downarrow,eff}$ à partir des résistivités des deux canaux de spin et de la résistivité de mélange⁴, de manière à se ramener au modèle à deux courants. La polarisation en spin du courant sera alors définie de la même façon qu'en Eq.(2.31), mais à partir de ces résistivités effectives.

³Dans le cas du permalloy, la non prise en compte du couplage spin-orbite ne permet pas de rendre compte des mesures de résistivité à basse température.

⁴et à condition que $\rho_{\uparrow\downarrow}$ reste constante sur la gamme de perturbation

Conclusion

Bilan

Le principal objectif de cette thèse était de mesurer un décalage Doppler d'onde de spin induit par un courant : mission accomplished !

Pour cela, on a choisi de miniaturiser la technique de spectroscopie à micro-antenne à des échelles de longueur d'onde de 800 nm et $1.6 \mu\text{m}$ (cf Fig.5.9). On a ainsi élaboré un dispositif de transduction d'onde de spin avec des antennes séparées d'au moins 5 longueurs d'onde ($5\text{-}15 \mu\text{m}$).

Le décalage Doppler a pu être observé proprement en comparant, à courant constant, les signaux d'ondes de spin (ondes de volume MsFVW) se propageant dans des directions opposées. L'effet que l'on observe ne dépend ni de la direction du champ appliqué et ni de sa valeur. Il ne varie pas non plus avec la puissance de pompage tant que l'on reste dans un régime de réponse linéaire. Le décalage en fréquence que l'on observe de cette façon ne saurait être attribué à un effet du champ d'Oersted dans la mesure où l'on compare des ondes de volumes qui sondent le même paysage magnétique quelle que soit leur direction de propagation.

Le décalage en fréquence observé croît linéairement avec la densité de courant électrique et la norme du vecteur d'onde, ce qui s'interprète convenablement en ajoutant dans l'équation du mouvement de Landau-Lifshitz-Gilbert un terme de transfert de spin adiabatique avec une valeur positive de la polarisation en spin du courant ($\mathcal{P} > 0$). On trouve, pour nos rubans de permalloy, une polarisation de 0.51 et 0.43, respectivement, pour des films d'épaisseur nominale de 20 nm et 10 nm. Cette valeur de polarisation du permalloy apparaît plus faible que celles déduites de mesures à froid de CCP-GMR ou de résistivité d'alliages dilués. Cela pourrait notamment s'expliquer par une diminution de l'asymétrie en spin du courant, due à l'augmentation des diffusions sur les phonons, nos mesure étant effectuées à température ambiante.

Par ailleurs, pour des valeurs élevées de densité de courant où l'échauffement devient important ($\Delta T \simeq 100^\circ\text{C}$), l'effet semble s'atténuer (cf figure 8.12 A), ce qui laisse supposer une baisse significative de l'asymétrie en spin du courant au delà d'une certaine température.

De par son harmonicité spatiale et temporelle, l'onde de spin nous permet d'étudier simplement les effets de transfert de spin en observant les modifications d'un spectre d'onde de spin. Toutefois, le manque de stabilité thermique lors de notre mesure ne nous permet pas de discriminer une variation d'amplitude du signal due aux éventuels effets non-adiabatiques.

Perspectives

Notre mesure d'un effet Doppler d'onde de spin semble pertinente et prometteuse pour décrire le transport polarisé en spin dans le volume des métaux ferromagnétiques. Toutefois, avant de se lancer dans une étude quantitative de la polarisation sur divers matériaux, il reste quelques améliorations à apporter à notre technique. Il faudra d'une part s'assurer de la stabilité en température pour les prochaines mesures et d'autre part rendre le processus de micro-fabrication plus fiable afin d'avoir la garantie que les propriétés du matériau à étudier soient préservées.

Une extension de la technique de spectroscopie d'ondes de spin propagatives vers des mesures à basses températures nous permettrait d'étudier le transport polarisé en fonction de la température ($\mathcal{P}(T)$).

Enfin, l'étude de la non-adiabaticité du courant de spin constitue le prochain défi que laisse envisager la mesure d'un effet Doppler d'onde de spin induit par un courant électrique. En imaginant pouvoir réduire la longueur d'onde de l'onde de spin, et en choisissant un matériau possédant une grande longueur de cohérence, on peut espérer que l'atténuation supplémentaire due aux effets non-adiabatiques devienne observable (cf § 3.2.2). Mais pour cela, il sera indispensable de disposer d'une expérience suffisamment stable.

Quatrième partie

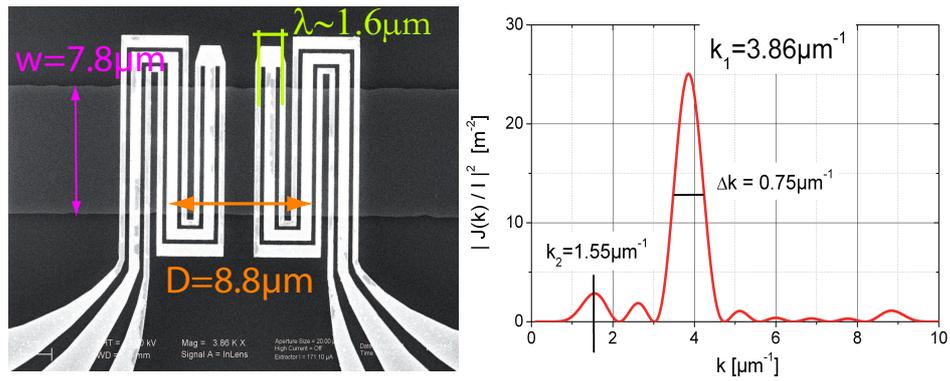
Annexes

Annexe A

Les "4 Dispositifs Doppler"

Chaque échantillon réalisé comporte quatre dispositifs différents variant la largeur des rubans ($2\ \mu\text{m}$, $3.5\ \mu\text{m}$ et $8\ \mu\text{m}$), la dimension et la forme (3 méandres ou 5 méandres) et la dimension des antennes ($\lambda = 800\ \text{nm}$ ou $\lambda = 1.6\ \mu\text{m}$). On présente dans cette annexe les principales caractéristiques des quatre dispositifs avec lesquels on a travaillé dans cette thèse. Pour chaque dispositif, on a reporté sur les figures (A.1) et (A.2) une image au microscope électronique à balayage du couple d'antennes aligné au-dessus du ruban de permalloy (images tiré de l'échantillon "P2778_3") en précisant les différentes dimensions (largeur w , distance entre antennes \bar{D} et périodicité des brins de l'antenne λ), ainsi que le carré de la transformée de Fourier de la densité de courant $|\tilde{j}(k)|^2$ qui circule dans l'antenne (normalisé par I_0 conformément à l'expression intégrale de l'inductance L_{ii} , cf Eq.4.14).

Dispositif "antenne-8 μ "



Dispositif "antenne-2 μ "

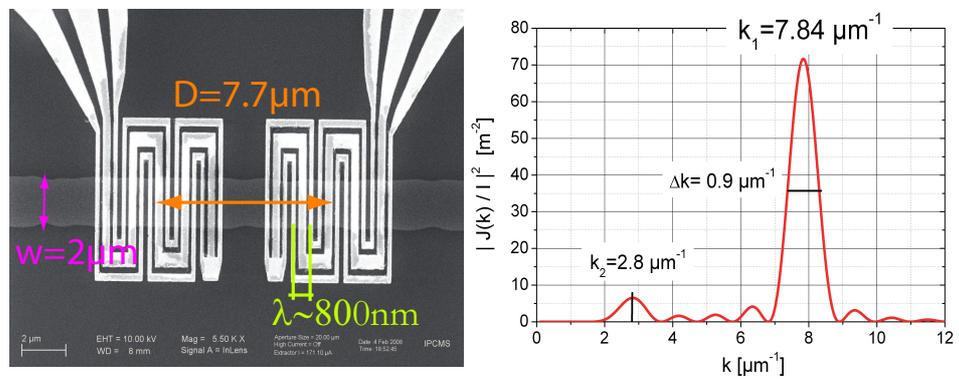
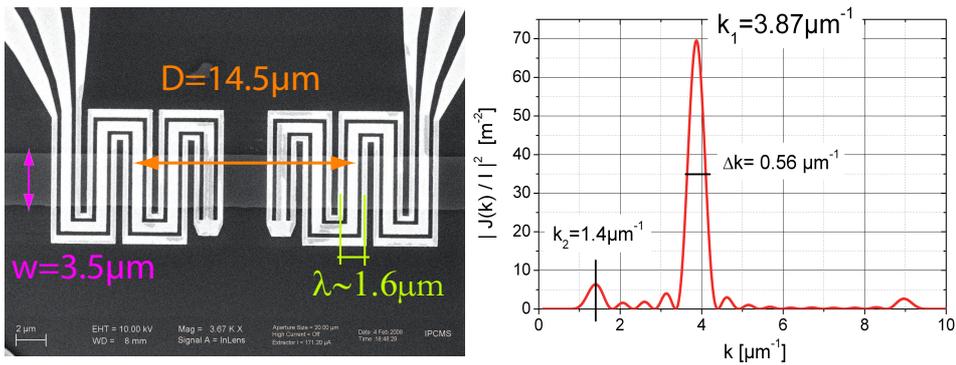


FIG. A.1 – Images au microscope électronique à balayage des dispositifs "antenne-8 μ " et "antenne-2 μ ", avec les transformée de Fourier $|J(k)/I_0|^2$ correspondantes.

Dispositif "antenne-3 μ -down"



Dispositif "antenne-3 μ -up"

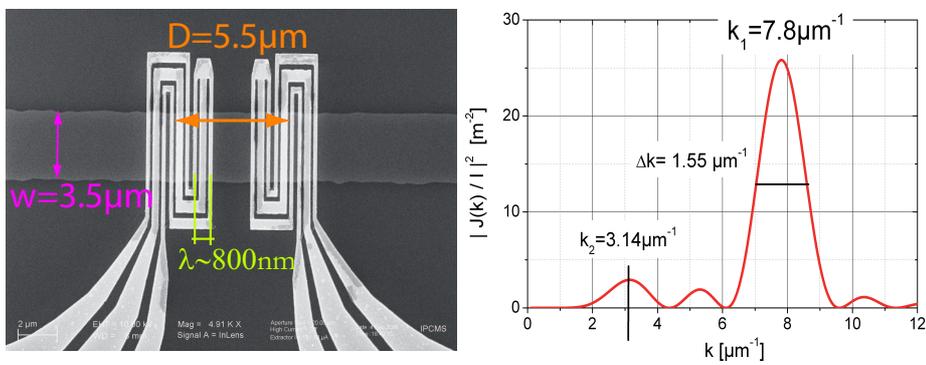


FIG. A.2 – Images au microscope électronique à balayage des dispositifs "antenne-3 μ -down" et "antenne-3 μ -up, avec les transformée de Fourier $|\frac{\tilde{j}(k)}{I_0}|^2$ correspondantes.

Annexe B

Détail des étapes du processus de microfabrication

Nous présentons dans cette annexe le détail des protocoles de microfabrication que l'on a mis au point pour réaliser un échantillon de l'expérience Doppler.

B.1 Étape 1 : Structuration des rubans de Permalloy

Le protocole de l'étape 1 est schématisé sur la figure (5.10) du chapitre 5. Elle comprend trois sous-étapes. On commence par structurer des rubans creusés dans la résine par lithographie optique négative. Puis on effectue un lift-off d'aluminium d'épaisseur $t_{Al} \sim 50 \text{ nm}$ en fonction des différents taux de gravure (Al_2O_3 , Py, Al, SiO_x), et de l'épaisseur de Permalloy+Alumine à graver. Et enfin, on obtient les rubans de permalloy par gravure ionique avec un faisceau d'Argon.

B.1.1 Recette de Lithographie optique

L'aligneur de masque utilisé pour la thèse (Karl Süß MJB4, lampe à mercure) délivre un flux lumineux de 11 mW.cm^{-2} (mesuré à 22.8 mW.cm^{-2} et 40.3 mW.cm^{-2} , respectivement pour les longueurs d'onde de 365 nm et 405 nm). Le détail d'un protocole de lithographie optique en négatif est précisé dans le tableau (B.1).

B.1.2 Lift-off d'aluminium

La pression de base doit être voisine de 5.10^{-7} Torr. Pour ce dépôt, on a utilisé un panier torsadé en tungstène (ex : Kurt Lesker, ref EVSME 17030W), dans lequel on place des morceaux de fil d'aluminium. Le courant de fusion de l'aluminium est d'environ 35 A. On effectue le dépôt entre 40 A et 50 A¹ de

¹Il faut attendre que la pression se stabilise avant d'ouvrir le cache (dégazage des nacelles...)

traitement de surface	ultrasons dans l'acétone (~ 3 minutes)	
	ultrasons dans l'eau distillée (~ 3 minutes)	
	plaque chauffante à $100^{\circ}C$ (~ 3 minutes)	
dépôt de la résine	résine	AZ-5214E
	étalement	4000tr/min pendant 40 s
	recuit après dépôt	$100^{\circ}C$ pendant 1 minute
Expositions des bourrelets de résine (bord de l'échantillon)	exposition	1 minute et 30 secondes
	développement	$\simeq 40$ sec. (developper MIF-726) (le moins possible)
exposition courte	1.5 seconde	
recuit d'inversion	$120^{\circ}C$ pendant 1 minute	
insolation longue	45 secondes	
développement des motifs	45 secondes (les motifs sont révélés au bout de ~ 15 sec.)	

TAB. B.1 – Protocole de Lithographie optique en négatif

matériau	taux de gravure [$nm.min^{-1}$]
Aluminium (évap. Joule)	8 ± 0.4
Alumine (Al_2O_3 pulvée)	3 ± 0.4
Permalloy (Py pulvée)	6.2 ± 0.4
Oxyde de Silicium (SiO_x thermique)	6 ± 0.4

TAB. B.2 – Taux en gravure ionique par faisceau d'Argon.

façon à conserver un taux de dépôt à peu près constant et égal à $5 \text{ \AA} \cdot s^{-1}$. On dépose environ 50 nm d'aluminium suivant l'épaisseur des couches de permalloy et d'alumine à graver.

B.1.3 Structuration des rubans par gravure ionique à l'Argon

Cette étape de gravure est l'un des points les plus délicats du protocole, en raison du manque de reproductibilité de la gravure, et du fait que l'on ne contrôle pas autrement que visuellement l'avancement de la gravure. On doit préalablement estimer, avant chaque gravure, les taux de gravure de chaque matériau (Al, Al_2O_3 , Py, SiO_x). Cette estimation est effectuée au profilomètre sur des films tests ayant été masqués partiellement (ex : marche d'encre au stabilo). On a répertorié ces taux dans le tableau (B.2)².

On grave entièrement le masque d'aluminium en essayant de stopper la gravure pour ne laisser qu'une épaisseur protectrice d'alumine de 5 nm au-dessus des rubans de permalloy. Ceci est d'autant plus délicat à estimer qu'une partie de la couche d'alumine a été partiellement attaquée lors des "30 secondes" ("45-15") où elle aura été en contact avec le développeur MIF-726 (étape de lithographie optique des rubans). On a estimé la vitesse d'attaque de l'alumine pulvée par le

²Ces taux de gravure varient sensiblement suivant l'origine des couches à graver (qualité du dépôt).

pression d'Argon	2.10^{-4} Torr
Puissance du canon	50 Watts
tension d'accélération	200 V
tension du faisceau	200 V
courant de neutralisation	13 A
temps de gravure	7-9 min (film de Py de 10-20 nm)

TAB. B.3 – Paramètre utilisé pour la gravure.

développeur³ à $4.5 \pm 0.5 \text{ nm.min}^{-1}$.

Enfin, on prend une marge de 10 nm de surgravure dans l'oxyde de silicium afin de s'assurer que tout le permalloy a disparu en dehors des rubans. C'est en fonction de ces considérations que l'on ajuste l'épaisseur du masque d'aluminium. Les paramètres utilisés pour la gravure sont regroupés dans le tableau (B.3).

B.2 Étape 2 : Alignement des plots de contact

Cette deuxième étape consiste à venir aligner les plots d'injection du courant DC sur le ruban de permalloy, ainsi que les guides d'onde coplanaires servant à la transmission du signal rf entre les antennes et les picoprobes. On procède par lithographie optique négative suivie d'un lift-off d'or.

B.2.1 Lithographie optique des plots

La lithographie optique des plots de contact est identique à celle des rubans (cf Tab.B.1). Le point délicat de cette étape est d'éliminer la fine couche d'alumine restante ($\sim 5 \text{ nm}$?) au niveau des contacts DC afin de pouvoir injecter du courant. Pour cela, on surdéveloppe les motifs par petites tranches (Al_2O_3 est sensible au developer MIF-726), en contrôlant l'état des motifs.

B.2.2 Lift-off d'or

Pour ce lift-off d'or, on dépose d'abord une couche d'accroche de Chrome de $\sim 5 \text{ nm}$. On utilise un fil de tungstène recouvert de Chrome (ex : Kurt Lesker, ref EVSCRW 1) que l'on évapore avec un courant de 85 A à un taux de 1 \AA.s^{-1} . Pour le dépôt d'or, on utilise un creuset en tungstène (ex : Kurt Lesker, ref EVSME 7005W) dans lequel on place des pépites d'or. Le courant de fusion se situe vers les 40 A et l'on ajuste le courant de dépôt autour de 75 A de sorte à conserver un taux de dépôt à peu près constant autour de 4 \AA.s^{-1} .

B.3 Étape 3 : Espaceur isolant au-dessus des rubans

On a choisi d'utiliser du PMMA réticulé par lithographie électronique en guise de couche séparatrice isolante entre le ruban de Permalloy et les antennes.

³en observant le temps de disparition d'une couche d'épaisseur connue.

traitement de surface	acétone (~ 1 minutes sans ultrasons)	
	eau distillée (~ 1 minutes sans ultrasons)	
	plaque chauffante à $100^{\circ}C$ (~ 3 minutes)	
dépôt de la résine	résine	PMMA 950 A ₃
	étalement	4000 tr/min pendant 40 s
	recuit après dépôt	$180^{\circ}C$ pendant 15 min.
paramètres de l'exposition	tension	20 kV
	courant d'alignement	40 pA ouverture O ₃
	grandissement (align.)	*600
	working area (align.)	100*100 μm^2
	courant d'exposition	5 nA ouverture O ₆
	grandissement (expo.)	*300
	working area (expo.)	200*200 μm^2
	dose	40*350=14000 $\mu C.cm^{-2}$
	step size	100 nm
	dwel time	256 μs
développement des motifs	Acétone à la pipette (pas d'ultrason !)	

TAB. B.4 – Protocole de réticulation de la résine en lithographie électronique.

Résine	vitesse de spincoat	épaisseur PMMA réticulé
A ₂	8000 trs/min	20 nm
A ₂	2000 trs/min	50 nm
A ₃	4000 trs/min	90 nm
A ₃	2000 trs/min	120 nm

TAB. B.5 – Bilan des épaisseurs de résine réticulée en fonction de la vitesse de dépôt et de la dilution de la résine.

On a reporté le détail du protocole dans le tableau (B.4). Cette étape ne présente pas de difficulté particulière, si ce n'est que l'on effectue l'alignement et l'exposition à des courants différents. Il faut donc prendre en compte les erreurs dues au désalignement du faisceau avec le changement de diaphragme. Néanmoins, l'épaisseur de la couche isolante doit être minimale, de manière à optimiser le rapport signal sur bruit. On a répertorié dans le tableau (B.5) les différentes épaisseurs de résine réticulée obtenues.

B.4 Étape 4 : Alignement des antennes

Pour la dernière étape d'alignement des antennes, on procède par lithographie électronique suivie d'un lift-off d'aluminium (~ 150 nm). On a besoin d'une épaisseur importante d'aluminium afin de réduire au maximum la résistance des antennes (adaptation d'impédance en rf). Pour cela, on travaille avec une résine diluée à 5% (PMMA 950 A₅) qui donne une épaisseur de 450 nm lorsqu'elle est déposée à 2000 tr/min.

traitement de surface	acétone (~ 1 minutes sans ultrasons)	
	eau distillée (~ 1 minutes sans ultrasons)	
	plaque chauffante à $100^\circ C$ (~ 3 minutes)	
dépôt de la résine	résine	PMMA 950 A ₅
	étalement	2000 tr/min pendant 40 s
	recuit après dépôt	$180^\circ C$ pendant 15 min.
paramètres de l'exposition	tension	30 kV
	courant d'exposition	~ 40 pA ouverture O_3
	grandissement	*600
	working area	$100*100 \mu m^2$
	dose	$385 \mu C.cm^{-2}$
	step size	5 nm
	dwell time	$2.1 \mu s$
développement des motifs	30 s dans (MIBK(1) : Isopropanol(3)) + 15 s dans Isopropanol (Surveiller la température de la pièce avant le développement ($T \simeq 20^\circ C$))	

TAB. B.6 – Protocole de lithographie électronique pour l'alignement des antennes.

B.4.1 Lithographie électronique des antennes

Le détail du protocole de lithographie électronique pour l'alignement des antennes est indiqué dans le tableau (B.6). Cette fois-ci, l'alignement et l'exposition se font au même courant. Les marques d'alignement ont été réalisées au cours de l'étape 2 d'alignement des plots d'injection du courant DC en lithographie optique. Il faut donc prendre en compte les erreurs d'alignement commises lors de cette étape, qui peuvent être de l'ordre du μm .

B.4.2 lift-off d'aluminium

On dépose une fine couche de Cr (même méthode que B.2.2) puis une couche plus épaisse d'aluminium. Le lift-off d'aluminium s'effectue de la même manière que pour l'étape 1 (cf Tab.(B.1.2)). Avant d'effectuer le dépôt d'aluminium, on passe l'échantillon au plasma O_2 (45 s à la puissance de 30 W) pour enlever la fine couche de contamination résiduelle qui empêche la reprise de contact électrique sur les pistes du guide d'onde coplanaire.

Annexe C

Etude magnétostatique de l'électro-aimant

On présente dans cette annexe les calculs de magnétostatique que l'on a menés pour prédire les valeurs de champ et l'homogénéité de notre électroaimant.

C.1 Calcul de champ : pièces polaires saturées

On s'intéresse au champ magnétique H que peut produire l'électroaimant dans l'entrefer. Avant de fabriquer l'électroaimant, on a tout d'abord essayé d'évaluer ce champ en fonction de la taille de l'entrefer e , de manière à se donner le plus de place possible pour les contacts.

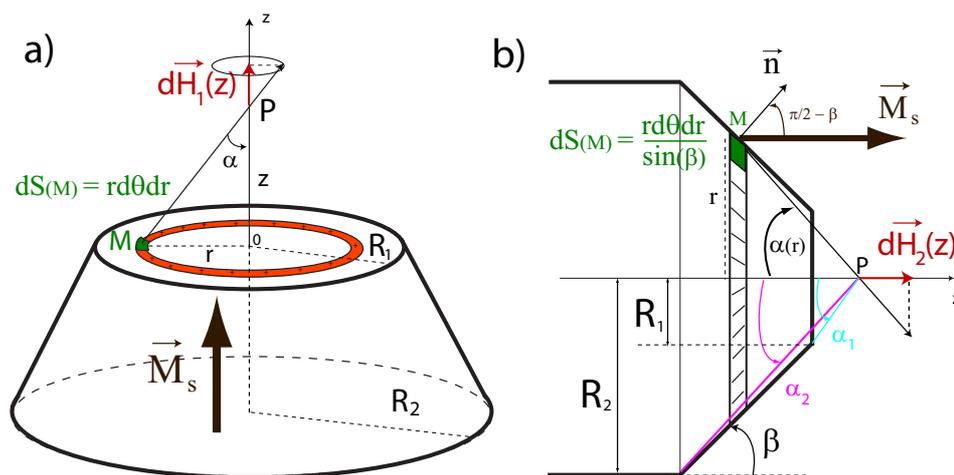


FIG. C.1 – Modélisation pour le calcul du champ dans l'entrefer de l'électroaimant. a) Distribution de charge magnétique du disque de l'entrefer : $H_1(z)$. b) Distribution de charge de la troncature : $H_2(z)$

On a pour cela mené un calcul complet de magnétostatique pour estimer le champ créé en un point de l'axe de révolution d'une pièce polaire conique tronquée comparable à celles d'un électro-aimant. On suppose pour cela que la pièce polaire est parfaitement saturée de sorte que la densité surfacique de charges magnétiques σ_M à l'interface "air-ARMCO" s'écrit :

$$\sigma_M = \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{n} \quad (\text{C.1})$$

où \vec{n} est la normale à la surface orientée vers l'extérieur.

Comme on la représenté sur la figure C.1, il s'agit de calculer le champ créé d'une part par la distribution de charges du disque de rayon R_1 de l'entrefer ($H_1(z)$), mais également celui créé par la distribution de charges de la troncation ($H_2(z)$). La composante selon z du champ élémentaire $dH_z(P)$ en un point P créé par un élément de distribution de surface $dS(M)$ centré en M , s'écrit :

$$dH_z(P) = d\vec{H}(p) \cdot \vec{u}_z = \frac{\sigma_M}{4\pi\mu_0} \frac{dS(M)}{MP^2} \cos(\alpha) \quad (\text{C.2})$$

où α est l'angle entre le segment de droite et l'axe z $\alpha = (\vec{u}_z, \widehat{MP})$. De par la symétrie de révolution autour de l'axe z de la distribution, on peut travailler directement avec des couronnes élémentaires de charges magnétiques. Dans ce cas le champ élémentaire $dH_1(z)$ en un point z de l'axe créé par une couronne élémentaire du disque de l'entrefer de surface ($2\pi r dr$), s'écrit :

$$dH_1(z) = \frac{M_s}{2} \frac{z r}{(z^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}} dr \quad (\text{C.3})$$

De même, le champ élémentaire $dH_2(z)$ en un point z de l'axe créé par l'élément de couronne de la surface conique ($\frac{2\pi r}{\sin(\beta)} dr$) où β est l'angle du cône, s'écrit :

$$dH_2(z) = \frac{M_s}{2} \frac{\sin(\alpha(r))^2 \cos(\alpha(r))}{r} dr \quad (\text{C.4})$$

où l'angle $\alpha(r)$ dépend de r (cf figure C.1b)). On intègre ensuite sur les distributions respectives (disque : $0 < r < R_1$ et cône : $R_1 < r < R_2$) pour exprimer le champ créé en z . L'astuce pour la distribution du cône consiste à exprimer $\frac{dr}{r}$ en fonction des angles α et β et à effectuer un changement de variable pour se ramener à une intégration sur α ($\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$, cf figure C.1b)). Ces intégrales ont toutes deux des solutions analytiques. On trouve après intégration les expressions suivantes du champ pour les deux contributions :

$$H_1(z) = \frac{M_s}{2} (1 - \cos(\alpha_1(z)))$$

$$H_2(z) = \frac{M_s \sin(\beta)}{2} (\sin(\beta) \cos(\beta) \ln\left(\frac{\tan(\frac{\beta - \alpha_1(z)}{2})}{\tan(\frac{\beta - \alpha_2(z)}{2})}\right) + \sin(\beta + \alpha_1(z)) - \sin(\beta + \alpha_2(z))) \quad (\text{C.5})$$

Le champ créé sur l'axe est tout simplement la somme de ces deux termes. Pour obtenir le champ au centre de l'entrefer e de l'électroaimant, il suffit de prendre la valeur du champ à $\frac{e}{2}$ et de la multiplier par 2 : $H_{aimant} = 2 * (H_1(\frac{e}{2}) + H_2(\frac{e}{2}))$. On a représenté sur la figure (C.2 a) l'évolution du champ dans l'entrefer en unité

de M_s en fonction de z pour un entrefer comparable à notre électro-aimant : $R_1 = 2.5$ mm et $e=2$ mm, un noyau de diamètre 15 mm et une troncature à 45. Ainsi pour un entrefer de 2 mm qui correspond à la limite inférieure pour pouvoir contacter les pointes, on obtiendrait dans l'hypothèse où les pôles de l'électro-aimant seraient parfaitement saturés, un champ de l'ordre de $\mu_0 M_s$ (ARMCO), c'est à dire ~ 2.2 Tesla !

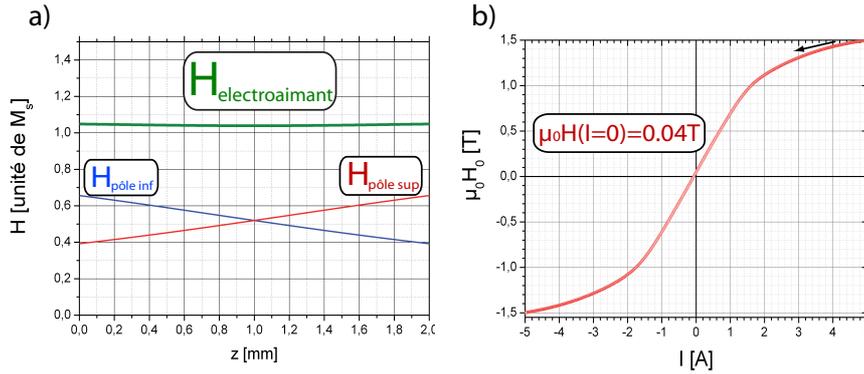


FIG. C.2 – a) Simulation du champ dans un entrefer de 2 mm dans l'hypothèse où les pièces polaires sont parfaitement saturées. b) Étalonnage de l'électroaimant avec une sonde de Hall transverse en commençant à 5A.

C.2 Calcul de Champ loin de la saturation

On peut calculer simplement l'inductance L de l'électro-aimant en supposant que le flux magnétique ϕ_T est parfaitement canalisé dans le circuit magnétique [32]. On a à ce moment une analogie formelle avec les lois de Kirchhoff en électrocinétique (figure C.3 b). La force magnétomotrice \mathcal{E} (analogue de la tension) est égal au produit de la réluctance totale \mathcal{R} du circuit magnétique (analogue de la résistance) et du flux magnétique total ϕ_T (analogue du courant) :

$$\mathcal{E} = \mathcal{R}\phi = \sum_k N_k I \quad (\text{C.6})$$

Où I est le courant circulant dans les bobines et N_k le nombres de spires dans chaque bobine k . La réluctance s'exprime en fonction des dimensions des portions du circuit et de la perméabilité magnétique de ces portions. Dans une portion de circuit en fer (μ , ARMCO) de section s et de longueur l , elle s'écrit :

$$\mathcal{R} = \frac{l}{\mu s} \quad (\text{C.7})$$

De même, dans l'entrefer e de l'électro-aimant, la réluctance s'écrit en fonction de la perméabilité de l'air et des dimensions de l'entrefer (e et s_e) : $\mathcal{R}_e = \frac{e}{\mu_0 s_e}$. Pour calculer la réluctance totale de l'électro-aimant, on considère qu'il est constitué de deux circuits magnétiques identiques de réluctance $\mathcal{R} + \mathcal{R}_e$ accolés l'un contre l'autre et donc en parallèle :

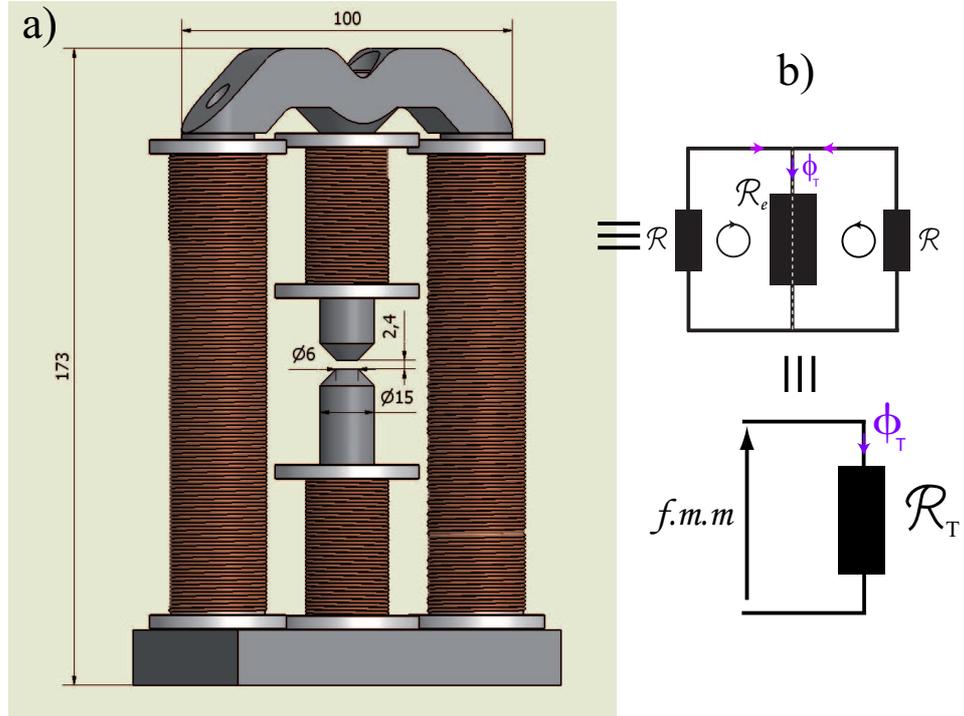


FIG. C.3 – a) Dessin technique de l'électro-aimant avec ces dimensions. b) Schémas équivalents de l'électroaimant dans l'analogie des circuits de Kirchhoff.

$$\mathcal{R}_T = \frac{\mathcal{R}}{2} + \mathcal{R}_e = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{e}{s_e} + \frac{L}{2\mu_r s} \right) \quad (\text{C.8})$$

où L est la longueur totale du circuit magnétique et μ_r la perméabilité relative du noyau (en ARMCO). En réalité, comme la perméabilité relative de l'ARMCO est de l'ordre de 1000, la réluctance telle qu'on l'a écrite est complètement dominée par le terme de l'entrefer. Pour une section circulaire de $s_e = 9\pi \text{ mm}^2$ de l'entrefer contre $s = 100\pi \text{ mm}^2$ pour le reste du circuit qui a pour longueur totale environ $L = 350 \text{ mm}$ avec un entrefer de $e = 2 \text{ mm}$, cela donne $\frac{\mathcal{R}_e}{\mathcal{R}} \approx 100$ (c.f dimensions de l'électro-aimant figure C.3 a).

Le flux magnétique LI que l'on mesurerait en faisant varier le courant correspondrait à la somme sur chaque spire du flux magnétique total : $LI = \sum_k N_k \phi_T$. A partir de la formule C.6, on peut évaluer le champ dans l'entrefer :

$$\mathcal{B}_e = \frac{\phi_T}{s_e} = \frac{\sum_k N_k I}{s_e \mathcal{R}_T} \quad (\text{C.9})$$

et l'inductance totale de l'électro-aimant en fonction de ses caractéristiques géométriques :

$$L = \sum_k N_k \phi_T = \frac{(\sum_k N_k)^2}{\mathcal{R}_T} \quad (\text{C.10})$$

Pour les dimensions considérées de l'électro-aimant et un nombre total d'enroulement $\sum_k N_k = 1700 \text{spires}$, on trouve une variation de champ en fonction du courant $\frac{B_e}{I}$ dans les bobines de $0.9 T.A^{-1}$ avec une inductance totale de 40 mH ; à comparer aux valeurs mesurées lors de l'étalonnage de l'électro-aimant (figure C.2 b) : $\frac{B_e}{I} = 0.7 T.A^{-1}$ et $L = 2 mH$ (mesuré à l'inductomètre). Visiblement le flux n'est pas parfaitement canalisé, il est fort probable que le champ créé par les bobines des colonnes latérales ne contribuent pas pleinement au flux dans l'entrefer. D'ailleurs les électro-aimants commerciaux ne sont en générale bobinés que sur la colonne centrale comprenant l'entrefer. La résistance totale de nos bobines vaut $R = 6\Omega$. Le temps d'établissement du champ $\tau = \frac{L}{R}$ est de l'ordre de 0.3 ms, ce qui ne sera pas limitant pour les mesures que l'on effectuera.

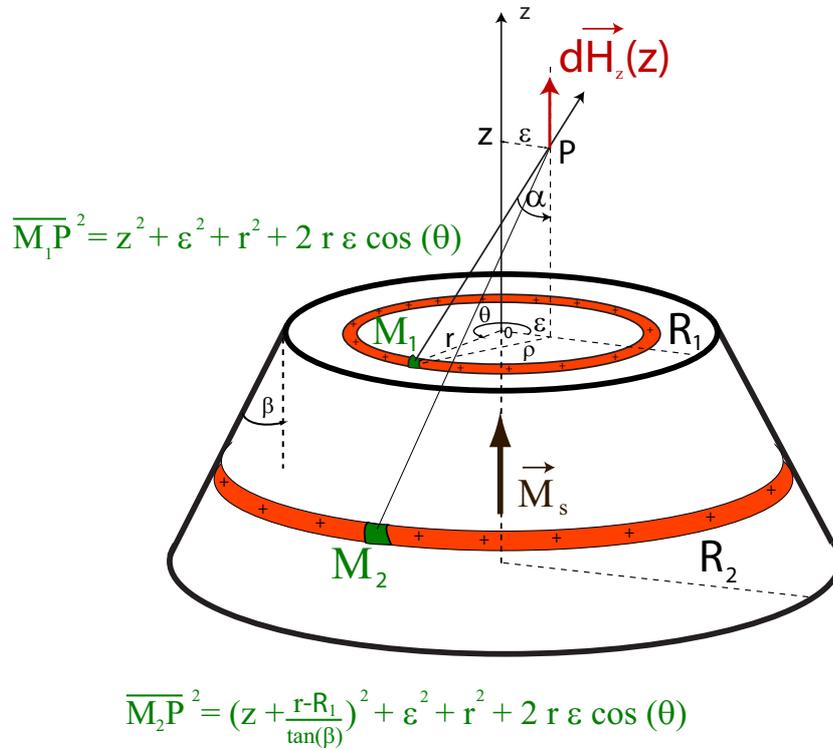


FIG. C.4 – Modélisation pour le calcul du champ hors de l'axe.

C.3 Etude de l'homogénéité du champ

Le dernier point dont il faut s'assurer au vue de la petite taille de notre électro-aimant, est le degré d'homogénéité du champ dans l'entrefer. En effet, le rapport gyromagnétique γ implique des variations de l'ordre de 30 MHz pour seulement 1 mT de fluctuation de champ. Les antennes à ondes de spin étant distante d'une dizaine de μm , il nous faut estimer la variation de champ sur une telle distance.

Pour cela on se replace dans l'hypothèse précédente d'une pièce polaire saturée (§C.1) et on calcule le champ en dehors de l'axe de révolution.

On a schématisé le problème sur la figure C.4, en introduisant le paramètre ϵ , qui correspond en coordonnée cylindrique à l'écart à l'axe z. Comme précédemment, on dissocie la distribution du disque $H_1(z, \epsilon)$ de celle du cône $H_2(z, \epsilon)$. L'intégration sur la distribution de charges fait maintenant intervenir la coordonnée cylindrique θ et n'a pas de solution analytique :

$$\begin{aligned} H_1(z, \epsilon) &= \frac{M_s z}{4\pi} \int_0^{R_1} dr \int_0^{2\pi} d\theta \frac{r}{(z^2 + r^2 + \epsilon^2 - 2r\epsilon \cos(\theta))^{\frac{3}{2}}} \\ H_2(z, \epsilon) &= \frac{M_s}{4\pi} \int_{R_1}^{R_2} dr \int_0^{2\pi} d\theta \frac{r(z - \frac{r-R_1}{\tan(\beta)})}{((z - \frac{r-R_1}{\tan(\beta)})^2 + r^2 + \epsilon^2 - 2r\epsilon \cos(\theta))^{\frac{3}{2}}} \end{aligned} \quad (C.11)$$

où β , R_1 , R_2 correspondent aux mêmes paramètres que pour le calcul du champ sur l'axe. On doit calculer numériquement ces intégrales pour exprimer la variation du champ dans l'entrefer de notre électroaimant en fonction de l'écart ϵ à l'axe z. On a représenté sur la figure C.5 le résultat de ce calcul pour les mêmes paramètres que précédemment ($e=2\text{mm}$, $R_1=2.5\text{mm}$, $R_2=7.5\text{mm}$ et $\beta=\pi/4$). On remarque naturellement que la variation du champ ($\frac{dH}{d\epsilon}$) augmente avec l'écartement ϵ . Ainsi, pour un désalignement de $250 \mu\text{m}$ du ruban par rapport au centre de la pièce polaire (ce qui est complètement raisonnable avec un grandissement de *20 à la binoculaire), on trouve une variation de champ de environ $5.10^{-5} M_{ARMCO}$ sur $10 \mu\text{m}$ ($\equiv \mu_0 \delta H \leq 0.1 \text{mT}$). Par conséquent la différence de fréquence de résonance entre les 2 antennes due à l'inhomogénéité du champ ne devrait pas excéder la dizaine de MHz.

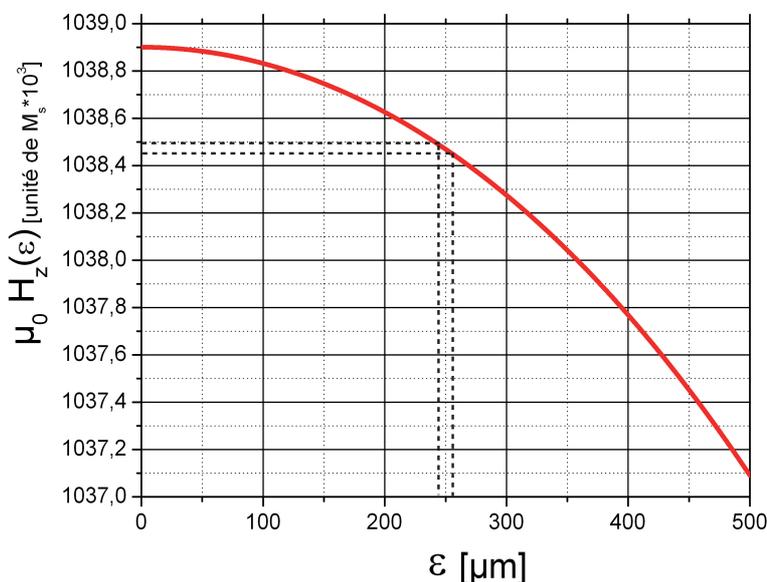


FIG. C.5 – Calcul du champ hors de l'axe pour notre électro-aimant.

Annexe D

Exclusion d'un effet d'Oersted non-réciproque

Plus récemment, on a commencé à mener une étude de l'effet Doppler avec les modes d'onde de surface (MsSW), pour lesquelles l'aimantation est appliquée dans le plan et perpendiculairement au vecteur d'onde (cf §1.3.2.3). Ces modes sont intrinsèquement non-réciproques (cf equation 1.60). Suivant la direction de propagation, l'onde MsSW se propage sur l'une ou l'autre des faces du ruban. Par conséquent, les ondes se propageant de l'antenne 2 vers l'antenne 1 et celles allant de 1 vers 2 voient des champs d'Oersted opposés, ce qui en fait le pire des cas de figure vis à vis d'un effet dû au seul champ d'Oersted. Et bien entendu cet effet du champ d'Oersted doit s'inverser avec la direction du champ appliqué, dans la mesure où les non-réciprocités de la propagation dépendent de l'orientation relative de \vec{M} et \vec{k} .

Par un calcul de perturbation au premier ordre, on exprime en fonction du champ d'Oersted $H_{Oe}(y)$ dans l'épaisseur du film, la différence de fréquence de résonance $\delta\omega_{Oe,MsSW}$ entre deux ondes se propageant dans des directions opposées :

$$\delta\omega_{Oe,MsSW} = \gamma\mu_0 \frac{\int_{-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}} dy H_{Oe}(y)(m_x^2(y) + m_y^2(y))}{\int_{-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}} dy \text{Im}(m_x^*(y)m_y(y))} \quad (\text{D.1})$$

où $m_x(y)$ et $m_y(y)$ sont les profils d'aimantation dynamique dans l'épaisseur du ruban. On rappelle que l'assymétrie entre $m(k_{12})$ et $m(k_{21})$ croît avec la norme du vecteur d'onde à épaisseur donnée de manière complexe (cf équation 1.60). En considérant un profil linéaire pour le champ d'Oersted dans l'épaisseur du film ($H_{Oe}(y) = j\frac{y}{2}$, j est la densité de courant supposée uniforme dans le volume du ruban), on estime ainsi que le décalage en fréquence entre ΔL_{12} et ΔL_{21} du au seul champ d'Oersted serait d'environ 0.5 MHz, pour une densité de courant de 10^{11} A.m^{-2} et une assymétrie de la propagation correspondant à un vecteur d'onde de $3.9 \mu\text{m}^{-1}$ et un film de 10 nm d'épaisseur. Les décalages de fréquences $f_{12} - f_{21}$ dû au seul champ d'Oersted pour des ondes de surface restent donc bien inférieurs aux décalages Doppler observé.

Rappelons la condition d'existence d'un mode de surface en fonction de l'angle θ_M entre l'aimantation et la normale au plan du film [24] :

$$\sin \theta_M \sin \varphi_M \geq \frac{\omega_H}{\omega_H + \omega_M} \quad (\text{D.2})$$

où φ_M est l'angle en coordonnée sphérique repéré par rapport à la direction de propagation. Ainsi, pour un champs d'équilibre $\mu_0 H_{equ}$ de 0.2 T, cela correspond à un angle limite minimale de $\theta_M = 10$ (en prenant $\varphi_M = \frac{\pi}{2}$ et $\mu_0 M_s = 0.9T$). Par conséquent, il apparaît difficile d'envisager l'existence de modes de surface lorsque l'on excite des ondes de type MSFVW, pour lesquelles on sature nos rubans perpendiculairement au plan.

En conclusion, l'influence du champ d'Oersted sur le décalage de fréquence entre ΔL_{12} et ΔL_{21} est rigoureusement nulle pour des ondes de volumes du type MsFVW de par la réciprocité de ce mode et elle apparaît négligeable dans le cas du mode d'onde de surface, qui représente pourtant le cas de figure le plus défavorable.

Bibliographie

- [1] F. J. ALBERT, N. C. EMLEY, E. B. MYERS, D. C. RALPH, AND R. A. BUHRMAN, *Quantitative study of magnetization reversal by spin-polarized current in magnetic multilayer nanopillars*, Phys. Rev. Lett., 89 (2002), p. 226802.
- [2] P. W. ANDERSON AND H. SUHL, *Instability in the motion of ferromagnets at high microwave power levels*, Phys. Rev., 100 (1955), pp. 1788–1789.
- [3] N. W. ASHCROFT AND N. MERMIN, *Solid state Physics*, Saunders College Publishing, 1976.
- [4] B. AULD AND K. MEHTA, *Magnetostatic waves in a transversely magnetized rectangular rod*, J. Appl. Phys., 38 (1967), p. 4081.
- [5] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, AND J. CHAZELAS, *Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices*, Phys. Rev. Lett., 61 (1988), p. 2472.
- [6] M. BAILLEUL, *Propagation et confinement d'ondes de spin dans les microstructures magnétiques*, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, 2002.
- [7] J. BANHART, H. EBERT, AND A. VERNES, *Applicability of the two-current model for systems with strongly spin-dependent disorder*, Phys. Rev. B, 56 (1997), pp. 10165–10171.
- [8] J. BARNAS, A. FERT, M. GMTIRA, I. WEYMANN, AND V. K. DUGAEV, *From giant magnetoresistance to current-induced switching by spin transfer*, Phys. Rev. B, 72 (2005), p. 024426.
- [9] Y. B. BAZALIY, B. JONES, AND S.-C. ZHANG, *Modification of the landau-lifshitz equation in the presence of a spin-polarized current in colossal- and giant-magnetoresistive materials*, Phys. Rev. B, 57 (1998), p. R3213.
- [10] L. BERGER, *A simple theory of spin-wave relaxation in ferromagnetic metals*, J. Phys. Chem. Solids., 38 (1977), pp. 1321–1326.
- [11] ———, *Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*, J. Appl. Phys., 49 (1978), p. 2156.
- [12] ———, *Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films*, J. Appl. Phys., 55 (1984), p. 1954.
- [13] ———, *Motion of a magnetic domain wall traversed by fast-rising current pulses*, J. Appl. Phys., 71 (1992), p. 2721.
- [14] ———, *Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*, Phys. Rev. B, 54 (1996), p. 9353.

- [15] N. BLOEMBERGEN AND S. WANG, *Relaxation in para- and ferromagnetic resonance*, Phys. Rev., 93 (1954), pp. 72–83.
- [16] S. A. BOGACZ AND J. B. KETTERSON, *New technique for excitation of bulk and surface spin waves in ferromagnets*, J. Appl. Phys., 58 (1985), p. 1935.
- [17] O. BOULLE, V. CROS, J. GROLLIER, L. PEREIRA, C. DERANLOT, F. PETROFF, G. FAIN, J. BARNAS, AND A. FERT, *Shaped angular dependence of the spin-transfer torque and microwave generation without magnetic field*, Nature Physics, 3 (2007), p. 492.
- [18] I. BRODIE AND J. MURAY, *The physics of microfabrication*, Plenum Press, 1982.
- [19] L. K. BRUNDLE AND N. J. FREEDMAN, *Magnetostatic surface waves on a Y.I.G. slab*, Electron. Lett., 4 (1968), pp. 132–134.
- [20] I. CAMPBELL AND A. FERT, *Transport properties of ferromagnets, in ferromagnetic materials*, vol.3 (1982). E.P. Wohlfarth, Ed.
- [21] R. COEHOORN, *Handbook of magnetic materials*, vol. vol. 15, North Holland, 2003. K. H. J. Buschow, Ed.
- [22] G. COUNIL, T. DEVOLDER, J.-V. KIM, P. CROZAT, C. CHAPPERT, S. ZOLL, AND R. FOURNEL, *Temperature dependences of the resistivity and the ferromagnetic resonance linewidth in permalloy thin films*, IEEE Trans. Mag., 42 (2006), p. 3323.
- [23] D. CRAIK, *Magnetism, principles and applications*, Wiley, 1995.
- [24] R. DAMON AND J. ESHBACH, *Surface magnetostatic modes and surface spin waves*, Phys. Rev., 118 (1960), pp. No.5, 1208.
- [25] ———, *Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab*, J. Phys. Chem. Solids, 19 (1961), pp. 308–320.
- [26] R. DAMON AND H. VAN DER VAART, *Propagation of magnetostatic spin waves at microwave frequencies in a normally-magnetized disk*, J. Appl. Phys., 36 (1965), pp. No.11, 3453.
- [27] G. DE LOUBENS, *Spectroscopie micro-onde d'une nanostructure métallique magnétique hybride*, Thèse de doctorat de l'Université Paris-Sud, 2005.
- [28] B. DIENY, *Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers*, J. Magn. Magn. Mater., 136 (1993), pp. 335–359.
- [29] B. DIENY, V. S. SPERIOSU, B. A. GURNEY, S. S. P. PARKIN, D. R. WILHOIT, K. P. ROCHE, S. METIN, D. T. PETERSON, AND D. T. NADIMI, *Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches*, J. Magn. Magn. Mater., 93 (1991), p. 101.
- [30] S. DUBOIS, L. PIRAUX, J. M. GEORGE, K. OUNADJELA, J. L. DUVAIL, AND A. FERT, *Evidence for a short spin diffusion length in permalloy from the giant magnetoresistance of multilayered nanowires*, Phys. Rev. B, 60 (1999), pp. 477–484.
- [31] R. DUINE, A. NUNEZ, J. SINAVO, AND A. MACDONALD, *Functional keldysh theory of spin torques*, Phys. Rev. B, 75 (2007), p. 214420.
- [32] E. DURAND, *Magnetostatique*, Masson, 1968.
- [33] P. R. EMTAGE, *Interaction of magnetostatic waves with a current*, J. Appl. Phys., 49 (1978), pp. 4475–4484.

- [34] J. FERNÁNDEZ-ROSSIER, M. BRAUN, A. S. NÚÑEZ, AND A. H. MACDONALD, *Influence of a uniform current on collective magnetization dynamics in a ferromagnetic metal*, Phys. Rev. B, 69 (2004), p. 174412.
- [35] F. GARDIOL, *Electromagnétisme*, Dunod, 1987.
- [36] ———, *Hyperfréquences*, Dunod, 1987.
- [37] T. GERRITS, J. HOHLFELD, O. GIELKENS, K. J. VEENSTRA, K. BAL, T. RASING, AND H. A. M. VAN DEN BERG, *Magnetization dynamics in nife thin films induced by short in-plane magnetic field pulses*, J. Appl. Phys., 89 (2001), p. 7648.
- [38] T. GILBERT, *A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field*, Phys. Rev., 100 (1955), p. 1243.
- [39] J. GRIFFITHS, *Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals*, Nature, 158 (1946), pp. 670–671.
- [40] P. GRÜNBERG, C. MAYRA, W. VACHA, AND M. GRIMSDITCH, *Determination of magnetic parameters by means of brillouin scattering. examples : Fe, ni, ni_{0.8}fe_{0.2}*, J. Magn. Magn. Mater., 28 (1982), p. 319.
- [41] J. GROLLIER, V. CROS, AND A. FERT, *Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents*, Phys. Rev. B, 73 (2006), p. 060409.
- [42] A. GUREVICH AND G. MELKOV, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, 1996.
- [43] K. HAJJIA, *Mesures hyperfréquences de films minces de permalloy*, Stage de fin d'étude de l'IUT Louis Pasteur de Schiltigheim, 2008.
- [44] W. HEISENBERG, *On the theory of the dispersion of ferromagnetism*, Z. Phys. (in German), 49 (1928), pp. No.9–10, 619.
- [45] L. HIRST, *Spin transport in ferromagnetic metals*, Phys. Rev., 141 (1966), p. 503.
- [46] P. HOLODY, W. C. CHIANG, R. LOLOEE, J. BASS, W. P. PRATT, AND P. A. SCHROEDER, *Giant magnetoresistance of copper/permalloy multilayers*, Phys. Rev. B, 58 (1998), pp. 12230–12236.
- [47] W. HU, G. H. BERNSTEIN, K. SARVESWARAN, AND M. LIEBERMAN, *Low temperature development of pmma for sub-10-nm electron beam lithography*, 3rd IEEE Conference on Nanotechnology, (2003).
- [48] F. JEDEMA, A. FILIP, AND B. VAN WEES, *Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve*, Nature, 410 (2001), p. 345.
- [49] Y. JI, C. L. CHIEN, AND M. D. STILES, *Current-induced spin-wave excitations in a single ferromagnetic layer*, Phys. Rev. Lett., 90 (2003), p. 106601.
- [50] L. JOLY, L. TATI BISMATH, AND W. WEBER, *Quantum-size induced oscillations of the electron-spin motion in cu films on co(001)*, Phys. Rev. Lett., 97 (2006), p. 187404.
- [51] R. JOSEPH AND E. SCHLÖMANN, *Theory of magnetostatic modes in long, axially magnetized cylinders*, J. Appl. Phys., 32 (1961), p. 1001.
- [52] S. KAKA, M. PUFALL, W. RIPPARD, T. SILVA, S. RUSSEK, AND J. KATINE, *Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators*, Nature, 437 (2005), p. 389.

- [53] B. KALINIKOS, *Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic films*, IEE Proc., 127 (1980), pp. 4–10.
- [54] B. A. KALINIKOS, *Dipole-exchange spin-wave spectrum of magnetic films*, World Scientific, 1993, pp. 89–156. in *Linear and nonlinear spin waves in magnetic films and superlattices*, Cottam Ed.
- [55] J. KATINE AND E. E. FULLERTON, *Device implications of spin-transfer term torques*, J. Magn. Magn. Mater., 320 (2007), pp. 1217–1226.
- [56] T. KIMURA, J. HAMRLE, AND Y. OTANI, *Estimation of spin-diffusion length from the magnitude of spin-current absorption : Multiterminal ferromagnetic/nonferromagnetic hybrid structures*, Phys. Rev. B, 72 (2005), p. 014461.
- [57] S. KISELEV, J. SANKEY, I. KRIVOROTOV, N. EMLEY, R. SCHOELKOPF, R. BUHRMAN, AND D. RALPH, *Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current*, Nature, 425 (2003), p. 380.
- [58] C. KITTEL, *Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment*, Phys. Rev., 71 (1947), pp. 270–271.
- [59] ———, *Physique de l'état Solide*, Dunod, 1998.
- [60] M. KLÄUI, P.-O. JUBERT, R. ALLENSPACH, A. BISCHOF, J. A. C. BLAND, G. FAINI, U. RÜDIGER, C. A. F. VAZ, L. VILA, AND C. VOUILLE, *Direct observation of domain-wall configurations transformed by spin currents*, Phys. Rev. Lett., 95 (2005), p. 026601.
- [61] N. KOROS, N. BILANIUK, AND D. STANCIL, *Linear motion sensor using the doppler effect with magnetostatic waves*, J. Appl. Phys., 67 (1989), p. 511.
- [62] L. LANDAU AND E. LIFSHITZ, *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*, in *Collected papers of L. D. Landau*, Gordon and Breach (Ter Haar Ed., 1965), (1935), pp. 101–114.
- [63] P. LEDERER AND D. MILLS, *Possible experimental test of the band theory of magnetism*, Phys. Rev., 148 (1966), p. 542.
- [64] Z. LI AND S. ZHANG, *Domain-wall dynamics and spin-wave excitations with spin-transfer torques*, Phys. Rev. Lett., 92 (2004), p. 207203.
- [65] ———, *Domain-wall dynamics driven by adiabatic spin-transfer torques*, Phys. Rev. B, 70 (2004), p. 024417.
- [66] S. MANGIN, D. RAVELOSONA, J. KATINE, M. J. CAREY, B. D. TERRIS, AND E. E. FULLERTON, *Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy*, Nature Materials, 5 (2006), p. 210.
- [67] D. MATTIS, *The Theory of Magnetism made simple*, World Scientific, 2006.
- [68] R. MCMICHAEL, D. TWISSELMANN, AND A. KUNZ, *Localized ferromagnetic resonance in inhomogeneous thin films*, Phys. Rev. Lett., 90 (2003), p. 227601.
- [69] G. MEIER, M. BOLTE, R. EISELT, B. KRÜGER, D.-H. KIM, AND P. FISCHER, *Direct imaging of stochastic domain-wall motion driven by nanosecond current pulses*, Phys. Rev. Lett., 98 (2007), p. 187202.
- [70] P. E. MIJNARENDS, S. SAHRAKORPI, M. LINDROOS, AND A. BANSIL, *Angle-resolved photoemission spectra, electronic structure, and spin-dependent scattering in $ni1 - x$ fe permalloys*, Phys. Rev. B, 65 (2002), p. 075106.

- [71] E. NAZARETSKI, J. D. THOMPSON, R. MOVSHOVICH, M. ZALALUTDINOV, J. W. BALDWIN, AND B. HOUSTON, *Temperature-dependent magnetic resonance force microscopy studies of a thin permalloy film*, J. Appl. Phys., 1001 (2007), p. 074905.
- [72] D. POLDER, *On the theory of ferromagnetic resonance*, Philos. Mag., 40 (1949), pp. No.300, 99.
- [73] G. RADO AND J. WERTMANN, *Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal*, J. Phys. Chem. Solids, 11 (1959), pp. No.3/4, 315.
- [74] S. RAMO, J. WHINNERY, AND T. VAN DUZER, *Fields and waves in communication electronics*, Wiley, 1965.
- [75] W. RIPPARD, M. PUFALL, S. KAKA, S. RUSSEK, AND T. SILVA, *Current-driven microwave dynamics in magnetic point contacts as a function of applied field angle*, Phys. Rev. B, 70 (2004), p. 100406.
- [76] ———, *Direct-current induced dynamics in co90fe10/nl80fe20 point contacts*, Phys. Rev. Lett., 92 (2004), p. 027201.
- [77] M. F. ROSSIGNOL, *Introduction aux propriétés magnétiques de la matière*, Cours de Magnétisme, ENSPG, 2003, p. 38 et 59. p.38 : Courbe d'aimantation en température. p.59 : coefficients d'anisotropie des matériaux.
- [78] J. SLONCZEWSKI, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater., 159 (1996), p. L1.
- [79] D. STANCIL, B. HENTY, A. CEPNI, AND J. VAN'T HOF, *Observation of an inverse doppler shift from left-handed dipolar spin waves*, Phys. Rev. B, 74 (2006), p. R060404.
- [80] D. D. STANCIL, *Theory of Magnetostatic Waves*, Springer, 1993.
- [81] S. D. STEENWYK, S. Y. HSU, R. LOLOEE, J. BASS, AND W. P. J. PRATT, *Perpendicular-current exchange-biased spin-valve evidence for a short spin-diffusion length in permalloy*, J. Magn. Magn. Mater., 170 (1997), pp. L1–L6.
- [82] M. STILES AND J. MILTAT, *Spin Transfert Torque and Dynamics*, Springer, 2006. in Spin dynamics in confined magnetic structures, B. Hillebrands (Ed.).
- [83] M. STILES AND A. ZANGWILL, *Anatomy of spin-transfer torque*, Phys. Rev. B, 66 (2002), p. 014407.
- [84] M. STILES, A. ZANGWILL, AND J. XIAO, *Spin-transfer torque for continuously variable magnetization*, Phys. Rev. B, 73 (2006), p. 054428.
- [85] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT, AND N. VERNIER, *Domain wall motion by spin-polarized current : a micromagnetic study*, J. Appl. Phys., 95 (2004), p. 7049.
- [86] M. TSOI, A. G. M. JANSEN, J. BASS, W.-C. CHIANG, M. SECK, V. TSOI, AND P. WYDER, *Excitation of a magnetic multilayer by an electric current*, Phys. Rev. Lett., 80 (1998), p. 4281.
- [87] T. VALET AND A. FERT, *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers*, Phys. Rev. B, 48 (1993), p. 7099.
- [88] N. VERNIER, D. A. ALLWOOD, D. ATKINSON, M. D. COOKE, AND R. P. COWBURN, *Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection*, Europhys. Lett., 56 (2004), p. 526–532.

- [89] S. WAGUIH, *Magnetostatic wave technology : a review*, Proceedings of the IEEE, 76 (1988), pp. No.2, 171.
- [90] L. WALKER, *Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance*, Phys. Rev., 105 (1957), pp. No.2, 390.
- [91] W. WEBER, S. RIESEN, AND H. SIEGMANN, *Magnetization precession by hot spin injection*, Science, 291 (2001), p. 1015.
- [92] C. WEN, *Coplanar waveguide : A surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device applications*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 17 (1969), p. 1087.
- [93] J. XIAO, M. D. STILES, AND A. ZANGWILL, *Spin transfer torques in ferromagnets and at their interfaces*, 2006. talk at IWST2006 (<http://www.lpm.u-nancy.fr/iwst2006/>).
- [94] A. YAMAGUCHI, T. ONO, S. NASU, K. MIYAKE, K. MIBU, AND T. SHINJO, *Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires*, Phys. Rev. Lett., 92 (2004), p. 077205.
- [95] I. ZAILER, J. E. F. FROST, V. CHABASSEUR-MOLYNEUX, C. FORD, AND M. PEPPER, *Crosslinked pmma as a high-resolution negative resist for electron beam lithography and application for physics of low-dimensional structures*, Semicond. Sci. Technol., 11 (1996), pp. 1235–1238.
- [96] S. ZHANG, P. M. LEVY, AND A. FERT, *Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), p. 236601.
- [97] S. ZHANG AND Z. LI, *Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets*, Phys. Rev. Lett., 93 (2004), p. 127204.

Publication personnelle

Current-Induced Spin-Wave Doppler Shift

Vincent Vlaminck and Matthieu Bailleul

Science 17 October 2008 : Vol. **322**, no. 5900, pp. 410 - 413

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cette thèse une manière originale d'étudier le couplage par transfert de spin entre l'aimantation d'un métal ferromagnétique et un courant d'électrons polarisés en mesurant un décalage Doppler d'onde de spin induit par un courant électrique. Le passage d'un courant à travers une configuration non-uniforme de l'aimantation, telle qu'une onde de spin, est susceptible d'entraîner un transfert de spin entre le courant et l'aimantation locale. Dans le cadre de l'approximation adiabatique, où le courant de spin est en tout point colinéaire à l'aimantation locale, il en résulte simplement un décalage en fréquence des modes propres d'onde de spin. Ce décalage est proportionnel au produit vecteur d'onde - courant de spin, ce qui suggère l'analogie avec un décalage Doppler usuel. La mesure de ce décalage Doppler d'onde de spin induit donne directement le degré de polarisation en spin du courant électrique dans le volume du matériau.

Mots clés : ondes de spin, transfert de spin, hyperfréquences

ABSTRACT

In this thesis, we propose a new way of studying the spin transfer, *i.e.* the coupling between a current of spin-polarized electrons and the magnetization of a ferromagnetic metal, by measuring a current-induced Doppler effect for the spin waves. A transfer of spin angular momentum is indeed expected when electrons flow through an inhomogeneous configuration of the magnetization, such as one provided by a spin wave. In the adiabatic approximation, for which the spin of the flowing electrons aligns instantaneously with the magnetization, the spin wave modes are simply shifted in frequency. This frequency shift is proportional to the wave vector and the current density, which suggests an analogy with regular Doppler effects. The spin polarization of the electrical current in the ferromagnetic metal can be deduced directly from the measured current-induced spin-wave Doppler shift.

Keywords : spin waves, spin transfer, microwaves