



HAL
open science

Spectroscopie micro-onde d'une nanostructure métallique magnétique hybride

G. de Loubens

► **To cite this version:**

G. de Loubens. Spectroscopie micro-onde d'une nanostructure métallique magnétique hybride : RFM-resonance ferromagnétique; MRFM-microscopie de force à résonance magnétique; transfert de spin; électronique de. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00118828

HAL Id: tel-00118828

<https://theses.hal.science/tel-00118828>

Submitted on 6 Dec 2006

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

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

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

UFR Scientifique d'Orsay

Thèse de Doctorat

présentée pour obtenir
le grade de Docteur en sciences
de l'UNIVERSITÉ PARIS XI, ORSAY

Spécialité :
Physique du Solide et des Milieux Denses

par

Grégoire de LOUBENS

SPECTROSCOPIE MICRO-ONDE
D'UNE NANOSTRUCTURE MÉTALLIQUE
MAGNÉTIQUE HYBRIDE

Soutenue le 8 décembre 2005 à l'INSTN devant le jury composé de :

Président	M.	Albert FERT
Rapporteurs	MM.	Burkard HILLEBRANDS Andrei N. SLAVIN
Examineurs	Mme	Ursula EBELS
	M.	Matthieu BAILLEUL
Directeur de thèse	M.	Olivier KLEIN

Remerciements

J'aimerais remercier en premier lieu les deux chercheurs sans qui ce travail de thèse n'aurait pas pu être mené à bien. Il s'agit de mon directeur de thèse Olivier Klein et de Vladimir Naletov, qui ont développé ensemble le dispositif expérimental sur lequel j'ai travaillé pendant ces trois années. J'ai particulièrement apprécié l'encadrement d'Olivier et ai eu la chance de profiter de la présence de Vladimir durant une grande partie de ma thèse. Ils m'ont tous les deux transmis de nombreuses connaissances scientifiques et techniques. Leurs caractères sympathiques et enthousiastes ont rendu mon travail auprès d'eux des plus agréables. Je ne regretterai qu'une chose : de n'avoir fait la "rando roller" du vendredi soir tous les trois ensemble qu'une seule fois...

Je tiens à remercier spécialement les personnes avec qui j'ai collaboré pour mon travail. Tout d'abord Jamal Ben Youssef, du Laboratoire de Magnétisme de Bretagne, qui a élaboré les couches magnétiques à partir desquelles j'ai fabriqué les échantillons dont l'étude est présentée dans ce manuscrit. Son soutien aura été sans faille tout au long de ma thèse, et j'ai grandement apprécié sa réactivité et sa gentillesse. Ensuite, je souhaite remercier Fabrice Boust et Nicolas Vukadinovic, qui ont réalisé les simulations de dynamique grâce à leur code de micromagnétisme. Ils ont souvent trouvé du temps à me consacrer à côté de leurs activités respectives à l'ONERA et Dassault Aviation, et je leur en suis profondément reconnaissant. Je remercie aussi Anne-Lise Adenot-Enguelin et Olivier Acher, du CEA Le Ripault, de nous avoir fourni les particules magnétiques qui ont servi de sonde à notre microscope. Enfin, je remercie Hervé Hurdequint, du LPS Orsay, qui nous a fourni il y a peu des couches magnétiques "grand cru" et avec qui je ne doute pas que la collaboration entamée sera fructueuse.

J'ai également travaillé avec les membres du groupe "Nanomagnétisme et RMN" du Service de Physique de l'État Condensé, où j'ai effectué ma thèse. Parmi ceux-là, je souhaite tout particulièrement remercier Vincent Charbois et Michel Viret. En parallèle de la rédaction de sa thèse effectuée sur le microscope que j'ai utilisé, Vincent m'a en effet transmis beaucoup pendant l'année où nous avons simultanément travaillé. Michel m'a quant à lui aidé pour la lithographie des échantillons et les mesures de transport, et j'ai beaucoup apprécié les nombreuses discussions de physique (entre autres) que nous avons eu tous les deux. C'est aussi par son intermédiaire que j'ai eu l'opportunité de réaliser cette thèse, grâce à un stage antérieur que j'avais effectué sous sa direction.

Je souhaite également remercier Gérald Legoff, le technicien de notre groupe, pour ses interventions ponctuelles mais redoutables d'efficacité sur notre expérience. Grâce à lui, Olivier, et Vladimir, je sais que tout ce qui se casse peut se réparer ! J'aimerais aussi remercier tous les autres membres du groupe grâce à qui mon séjour aura été des plus agréables. Claude Fermon a été pendant deux ans mon directeur de thèse "sur le papier" avant l'habilitation d'Olivier, et Hans Glättli a eu la gentillesse de m'accueillir dans son

bureau pendant ces trois ans. Je veux aussi saluer ici Jacques-François, Myriam, Anne, Julian, Oscar, Joseph, Mihai, Nicolas et Antoine. Je descerne à Nicolas le titre de plus sympathique thésard du groupe (bonne chance pour la dernière année!) et souhaite faire un gros clin d'oeil à Antoine, avec qui mon parcours durant de ces trois ans aura été parfaitement calqué, et qui doit d'ailleurs également écrire les remerciements de sa thèse à l'heure qu'il est.

Parmi le personnel du SPEC, dont je salue l'ensemble de ceux avec qui j'ai pu quotidiennement interférer, je voudrais remercier Xavier Waintal qui m'aura souvent éclairci les idées sur le transfert de spin, Pief Orfila qui m'a dépanné plus d'une fois sur les machines de nanofabrication, Claudine Chaleil pour son assistance en salle blanche, et Éric Vincent, le chef de service, grâce à qui j'ai connu Michel et Olivier. Je souhaite aussi remercier Norman Birge, qui a passé une année sabbatique au SPEC et qui m'a donné un coup de main fort utile en nanofabrication. Un grand coucou également à tous les thésards et thésardes du SPEC que j'ai rencontré au cours de ma thèse : Delphine, Hélène, Benjamin, Emmanuel, Grégoire, Julien, Martin. Un petit salut spécial à Nicolas Leprovost, qui a soutenu un an avant moi, et avec qui nous avons instauré, selon la saison, la pause de l'après-midi : bridge et jus d'orange ou bridge et chocolat chaud.

Enfin, je remercie chaleureusement les membres de mon jury d'avoir accepté d'en faire partie.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Motivations	7
1.2	Organisation du manuscrit	8
2	Dynamique de l'aimantation	11
2.1	Équation du mouvement de l'aimantation	12
2.1.1	Équation de Landau-Lifschitz-Gilbert	12
2.1.2	Résonance ferromagnétique	13
2.1.3	Ondes de spin	17
2.2	Relaxation ferromagnétique et régime non linéaire	26
2.2.1	Relaxation dans le régime linéaire	26
2.2.2	Effets non linéaires en résonance ferromagnétique	29
2.2.3	Seuil de Suhl	32
2.3	Transfert de spin et dynamique de l'aimantation	37
2.3.1	Transport dépendant du spin	37
2.3.2	Transfert de spin	38
2.3.3	Expériences de transfert de spin	42
2.3.4	Questions ouvertes	45
3	Dispositif expérimental	47
3.1	La Microscopie de Force à Résonance Magnétique	48
3.1.1	Brève historique	48
3.1.2	Principes de la détection mécanique	49
3.1.3	Performances	50
3.1.4	Mise en oeuvre expérimentale	52
3.2	Optimisation du dispositif	54
3.2.1	Le levier	54
3.2.2	La sonde	55
3.2.3	La stripline	59
3.3	Précisions expérimentales	62
3.3.1	Interaction statique entre la sonde et l'échantillon	62
3.3.2	Stabilisation et réglages	64
3.3.3	FMRFM en présence d'un courant DC dans l'échantillon	65
4	Résultats expérimentaux	67
4.1	Introduction	68
4.2	Effets non linéaires	69

4.2.1	Mesure directe de la relaxation dans le régime non linéaire	69
4.2.2	Interprétation	72
4.2.3	Excitations paramétriques	77
4.3	Étude de disques microniques de Permalloy	79
4.3.1	Disque de diamètre 84 μm	79
4.3.2	Disque de diamètre 10 μm	84
4.3.3	Résumé	90
4.4	Étude de disques submicroniques de Permalloy	91
4.4.1	Conditions expérimentales	91
4.4.2	Spectres mesurés	92
4.4.3	Interprétation	95
4.4.4	Résumé	99
4.5	Piliers multicouches	100
4.5.1	Expérience proposée	100
4.5.2	Spectroscopie RFM de piliers individuels	101
4.5.3	Influence d'un courant DC sur les spectres	107
5	Conclusion	117
5.1	Résumé des résultats expérimentaux obtenus	117
5.2	Perspectives	118
A	Unités et constantes utiles	121
A.1	Conversion entre système international et système cgs	121
A.2	Constantes physiques utiles	121
A.3	Grandeurs caractéristiques utiles de matériaux	122
B	Formules analytiques utiles	123
B.1	Facteurs démagnétisants pour un cylindre	123
B.2	Dépendance angulaire de la résonance	124
B.3	Relation de dispersion des MSFVW en présence d'échange	125
C	Protocole de fabrication des nano-piliers	127
C.1	Objectif	127
C.2	Fabrication de la stripline	127
C.3	Dépôt de la tricouche	128
C.4	Lithographie du pilier	128
C.5	Isolation du pilier	129
C.6	Contact supérieur	130
D	Caractérisation des couches minces de Permalloy	131
D.1	Couche d'épaisseur 100 nm	131
D.2	Couche d'épaisseur 10 nm	131
D.3	Couche d'épaisseur 100 nm sandwichée par le Cuivre	133
D.4	Modes d'échange dans l'épaisseur	133

Chapitre 1

Introduction

1.1 Motivations

L'intérêt porté depuis deux décennies au sujet de la dynamique de l'aimantation dans les nanostructures magnétiques répond à un double enjeu, fondamental et technologique. Le grand nombre de degrés de liberté fortement couplés entre eux dans les systèmes ferromagnétiques métalliques et leur interaction avec les électrons de conduction limitent en effet la description précise de leur dynamique – une équation phénoménologique et l'approximation macrospin étant le plus souvent utilisées. La possibilité de manipuler l'aimantation autrement que par un champ magnétique n'a été envisagée que récemment ; l'effet de transfert de spin [10, 106] permet en effet de générer une précession entretenue de l'aimantation dans la gamme hyperfréquence par un courant continu. Les efforts qui ont permis la mise en évidence de ce phénomène [117, 60] sont motivés par les retombées technologiques de ce nouvel effet physique (sources hyperfréquences intégrables par exemple) et sa compréhension précise – encore incomplète comme en atteste la foison actuelle de travaux théoriques et expérimentaux sur ce sujet.

Jusqu'à présent, la génération d'ondes de spin par transfert de spin n'a été observée que sous l'angle du transport, en tirant partie de l'effet de magnéto-résistance géante [5]. L'interprétation spectrale des modes excités par le courant est de plus rendue délicate du fait de l'absence de comparaison directe avec la résonance ferromagnétique (RFM) d'un nano-pilier individuel. Même les paramètres les plus importants à ajuster, ceux qui régissent la relaxation ferromagnétique, n'ont jamais été mesurés dans une nanostructure de ce type. L'objectif du travail expérimental présenté dans ce manuscrit est l'étude spectroscopique d'un dispositif à vanne de spin, afin de comprendre quels sont ses modes propres susceptibles d'être excités par un courant. Elle repose sur une technique originale de la dynamique de l'aimantation, la microscopie de force à résonance magnétique (MRFM). À cause du volume extrêmement faible d'un nano-pilier unique¹, une détection classique de la RFM ne peut en effet pas être utilisée.

De nombreuses méthodes expérimentales pour l'observation de la dynamique de l'aimantation de petits échantillons ont été développées ces dernières années [33]. Citons parmi celles-ci la diffusion Brillouin [24, 51], l'effet Kerr (TR-MOKE) [28, 45, 82] et la technique de dichroïsme magnétique (TR-XMCD) [14, 66, 88] résolus en temps ou bien encore la spectroscopie d'ondes de spin propagatives [8, 7]. Dans leur état actuel de déve-

¹Tricouche métallique ferromagnétique/normal/ferromagnétique de quelques millièmes de μm^3 .

loppement ces techniques, qui permettent par ailleurs d'étudier différents aspects complémentaires de la dynamique de l'aimantation dans des microstructures en couches minces, n'ont cependant pas la sensibilité nécessaire pour l'étude qu'on se propose de faire. La MRFM permet par contre la détection de signaux extrêmement faibles, comme la mesure du signal de résonance d'un spin unique l'a récemment démontré [93]. Dans sa version appliquée à la détection de la RFM, cette dernière technique possède deux autres avantages considérables, outre sa sensibilité. Parce qu'elle mesure la composante longitudinale de l'aimantation², elle donne en effet directement accès au temps de relaxation du système ferromagnétique, quantité microscopique importante pour comprendre la dynamique de l'aimantation à ces échelles ou dans le régime non linéaire, à fort pompage. Enfin, dérivant d'une technique de champ proche, elle permet également de faire de l'imagerie de modes, ce qui permet de remonter à leur profils spatiaux.

On se propose donc dans ce travail de thèse d'optimiser un tel dispositif expérimental, bien caractérisé auparavant [18], dans le but d'observer la dynamique de l'aimantation dans des nanostructures métalliques magnétiques hybrides, et d'étudier l'influence d'un courant continu sur les spectres d'excitations observés.

1.2 Organisation du manuscrit

La première partie de ce manuscrit présente les bases théoriques de la dynamique de l'aimantation. Dans un premier temps, celle-ci est étudiée sous l'effet d'un petit champ hyperfréquence. Ensuite, la relaxation ferromagnétique et certains effets non linéaires, qui apparaissent dans le régime haute puissance, sont traités. Pour finir, les concepts de transfert de spin et de génération d'ondes de spin par un courant continu sont présentés.

La deuxième partie de ce document décrit le dispositif expérimental utilisé pour ce travail de thèse. On explique les bases de la détection mécanique de la résonance ferromagnétique et sa mise en oeuvre expérimentale. L'optimisation de ce dispositif en vue de la détection du spectre de résonance ferromagnétique d'une nanostructure de type vanne de spin individuelle est ensuite détaillée. Des précisions sur les conditions expérimentales ayant permis l'obtention des résultats présentés dans la troisième partie sont enfin données.

Dans la dernière partie, les résultats expérimentaux obtenus pendant cette thèse sont présentés. Nous montrons que la capacité de notre outil expérimental à mesurer directement le temps de relaxation peut être exploitée pour étudier le régime non linéaire, important dans les effets de transfert de spin. Un modèle s'inspirant de la théorie des instabilités de Suhl est introduit pour rendre compte de la diminution de l'amortissement induite par les effets non linéaires et observée sur un système ferromagnétique. Ensuite, l'étude de deux micro-disques de Permalloy ayant permis de comprendre l'influence de la sonde de détection sur les spectres mesurés et d'optimiser l'expérience est présentée. Elle est suivie de celle de plots submicroniques individuels, qui a permis de tester la sensibilité de notre dispositif expérimental après les modifications apportées pour son optimisation. La dépendance des spectres en fonction du rapport d'aspect et la position des modes observés sont expliquées grâce à un modèle analytique et à des simulations numériques. Enfin, les résultats obtenus sur des vannes de spin sont présentés. Les spectres RFM mesurés sur des nano-piliers individuels sont comparés à ceux de plots simples et interprétés,

²Parallèle au champ effectif et notée M_z .

et l'influence d'un courant continu sur ces derniers analysée en prenant en compte les effets de chauffage, de champ magnétique induit par le courant, et de transfert de spin.

Chapitre 2

Dynamique de l'aimantation

Dans ce chapitre, nous introduisons d'abord l'équation du mouvement de l'aimantation et sa dynamique sous l'action d'un petit champ micro-onde. Ensuite, nous décrivons la relaxation ferromagnétique, en particulier dans le régime non linéaire, quand la puissance micro-onde atteint certains seuils critiques. Nous nous intéressons enfin à la dynamique de l'aimantation sous l'effet d'un courant électronique polarisé en spin.

2.1 Équation du mouvement de l'aimantation

2.1.1 Équation de Landau-Lifschitz-Gilbert

Dans un matériau ferromagnétique, les spins sont couplés entre eux par l'interaction d'échange, de courte portée¹, et qui tend à les aligner parallèlement les uns aux autres. Il en découle qu'au-dessous d'une température critique T_c (dite de Curie), le système magnétique présente une aimantation spontanée \mathbf{M} . Il est aussi couplé aux autres degrés de liberté, essentiellement les phonons – et les électrons de conduction dans le cas d'un métal. Ce terme de couplage aléatoire $\mathcal{H}_r(t)$ de moyenne nulle décrit le flux d'énergie du système de spins ferromagnétiques vers l'environnement extérieur. L'équation d'évolution libre² de l'aimantation est donc de la forme suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}_m + \mathcal{H}_r(t), \mathbf{M}], \quad (2.1)$$

où le hamiltonien du système magnétique \mathcal{H}_m comprend les termes énergétiques suivants³ :

1. L'énergie Zeeman $\mathcal{E}_z = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}$ qui représente l'interaction de l'aimantation avec le champ extérieur et ne dépend que de l'angle respectif entre ces deux vecteurs.
2. L'énergie démagnétisante⁴ $\mathcal{E}_d = 2\pi (N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2)$ produite par les charges de surface et qui fait intervenir la forme géométrique de l'échantillon par l'intermédiaire des facteurs démagnétisants N_i , $i = x, y, z$.
3. L'énergie d'échange, $\mathcal{E}_{ex} = \frac{2A}{M_s^2} (\nabla \cdot \mathbf{M})^2$, où A est la constante d'échange du matériau, et qui est une fonction de l'inhomogénéité spatiale de l'aimantation. $M_s = M_s(T)$ est la valeur de l'aimantation à saturation.
4. L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline ($\mathcal{E}_{anis} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots$ dans le cas d'une anisotropie uniaxiale) qui favorise l'alignement de l'aimantation avec les axes principaux du réseau cristallin.
5. L'énergie magnéto-élastique qui tend à aligner la direction de l'aimantation le long des axes des contraintes de déformation.
6. Enfin une énergie de surface qui introduit une anisotropie à l'interface des couches aimantées.

Pour décrire l'équilibre thermodynamique du système, on introduit le champ effectif

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial \mathcal{H}_m}{\partial \mathbf{M}}, \quad (2.2)$$

le long duquel l'aimantation est alignée. L'équation du mouvement de l'aimantation, où le terme de relaxation est omis pour l'instant, s'écrit alors [69] :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (2.3)$$

où $\gamma (> 0)$ est l'opposé du rapport gyromagnétique dans le matériau considéré, généralement proche de celui de l'électron libre, $\gamma_{e^-} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \approx \frac{2\mu_B}{\hbar} = \frac{e}{m} (< 0)$, dont le facteur

¹Typiquement inférieure à une dizaine de nanomètres.

²Dans le cas de l'oscillateur entretenu, il faut ajouter le terme de pompage à \mathcal{H}_m .

³Donnés ici par unité de volume.

⁴Dont l'expression donnée ici n'est valable que dans le cas d'une aimantation \mathbf{M} uniforme.

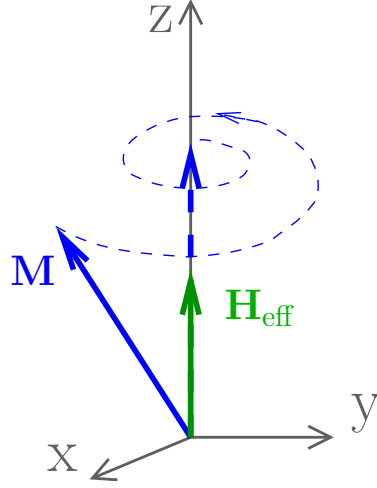


FIG. 2.1: **Représentation schématique de la relaxation d'un macrospin magnétique.** Dans le cadre de la formulation LLG (EQ. (2.4)), l'aimantation relaxe vers sa position d'équilibre, (alignée avec le champ effectif) en un temps caractéristique de l'ordre de $(\alpha\gamma H_{\text{eff}})^{-1}$.

de Landé g est voisin de 2. Cette équation de Landau-Lifschitz décrit la dynamique de l'aimantation transverse au champ effectif tout en préservant l'énergie \mathcal{H}_m du système magnétique.

C'est le terme de couplage avec les autres degrés de liberté $\mathcal{H}_r(t)$ qui est responsable de la relaxation du système magnétique vers son état d'équilibre. On peut montrer [116] qu'à l'ordre le plus bas en fréquence (*c-à-d.* en ne gardant que les termes linéaires en ∂_t), cet amortissement est décrit par un couple supplémentaire s'apparentant à un terme de frottement visqueux dans l'EQ. (2.3) :

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) + \alpha \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r})}{M_s} \times \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial t}. \quad (2.4)$$

Cette équation, dite de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) [34], n'est valable qu'à l'échelle microscopique locale (celle de la longueur d'échange) puisqu'elle conserve la norme de \mathbf{M} , et ne rend donc pas compte des processus de décohérence de la composante transverse, comme expliqué par la suite au §2.2. Le paramètre α , adimensionné et positif, est phénoménologique⁵ et décrit la relaxation de l'énergie à l'échelle locale. L'aimantation, sous l'influence de ce couple d'amortissement, retourne vers son état d'équilibre en spiralanant autour du champ effectif (*cf.* FIG. 2.1) en un temps caractéristique de l'ordre de $(\alpha\gamma H_{\text{eff}})^{-1}$, qui est également le temps caractéristique de dissipation de l'énergie.

2.1.2 Résonance ferromagnétique

La résonance magnétique est un phénomène d'absorption résonnante de photons, quanta du champ électromagnétique, par un système de spins magnétiques⁶. Si les spins du système étudié ne sont pas couplés les uns aux autres (paramagnétisme) on parle de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) si on étudie un système de spins nucléaires [1], ou bien de Résonance Paramagnétique Electronique (RPE) s'il s'agit d'un système paramagnétique de spins électroniques [86].

En raison de l'interaction d'échange dans un système ferromagnétique, l'absorption d'un photon micro-onde ne provoque pas le retournement d'un spin isolé comme dans

⁵Certains modèles tentent de le déduire de considérations microscopiques, *cf.* par exemple [98, 116].

⁶La fréquence de résonance ω_0 étant liée à la séparation en énergie $\Delta E = \hbar\omega_0 = \hbar\gamma H_{\text{pol}}$ entre les niveaux du système obtenue par l'application du champ polarisant H_{pol} .

d'un angle de précession θ de l'aimantation par rapport au champ effectif (*cf.* FIG. 2.2) qui est déterminé par l'équilibre du couple moteur créé par le champ \mathbf{h} et du couple d'amortissement s'opposant au mouvement. Si on note M_z la composante longitudinale de l'aimantation, *c-à-d.* sa projection le long du champ effectif, alors la diminution longitudinale de l'aimantation lors de la résonance est :

$$\Delta M_z = M_s - M_z = M_s \cos \theta. \quad (2.8)$$

Pour les petits angles de précession, la composante longitudinale est d'ordre θ^2 , donc beaucoup plus faible que la composante transverse de l'aimantation, d'ordre θ . Notons que dans le cas d'une précession circulaire de l'aimantation⁸, la composante transverse est constante en norme mais tourne à la fréquence du champ micro-onde, tandis que la composante longitudinale est statique.

La puissance absorbée par le système magnétique est l'intégrale sur le volume V_s de l'échantillon du produit scalaire de la dérivée temporelle de la composante transverse par le champ micro-onde. C'est l'intégrale de recouvrement, qui correspond au travail effectué par le champ par unité de temps :

$$P_{abs} = \int_{V_s} \frac{\partial \mathbf{M}_t(r)}{\partial t} \cdot \mathbf{h} dV = \omega \chi'' h^2, \quad (2.9)$$

où χ'' est la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique :

$$\chi''(\omega) = \frac{\alpha \gamma M_s \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\alpha \omega)^2}, \quad (2.10)$$

lorentzienne de largeur $\alpha \omega_0$ centrée sur la fréquence de résonance ω_0 . L'énergie emmagasinée par le système magnétique, produit scalaire de la variation de l'aimantation par le champ effectif⁹, ne dépend quant à elle que de la diminution longitudinale de l'aimantation [32] :

$$E_{emg} = \int_{V_s} \Delta \mathbf{M}(r) \cdot \mathbf{H}_{eff}(r) dV = \hbar \omega_0 \frac{\Delta M_z}{\gamma \hbar}. \quad (2.11)$$

En langage corpusculaire, chaque photon absorbé par le système magnétique abaisse l'aimantation longitudinale de $\gamma \hbar$ (un magnon est créé). L'énergie emmagasinée correspond donc au nombre de photons nécessaires pour abaisser l'aimantation longitudinale de ΔM_z multiplié par l'énergie d'un photon, $\hbar \omega_0$.

2.1.2.2 Mode uniforme

Nous avons jusque là utilisé l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert, valable à l'échelle locale, pour introduire les concepts de composantes transverses et longitudinales. Elle permet également d'étudier la résonance du mode uniforme, où tous les spins de l'échantillon précessent en phase autour du champ effectif : $M_t(r, t) = M_s \sin(\theta_u) e^{i\omega_u t}$, où θ_u est l'angle de précession uniforme et ω_u sa pulsation. Le mode uniforme correspond donc à la précession collective du paramètre d'ordre [116].

⁸Dans le cas contraire, la composante longitudinale a une petite composante à la pulsation double de celle de la composante transverse, *cf.* FIG. 2.11.

⁹Qui contient rappelons le tous les termes énergétiques, *cf.* EQ. (2.2).

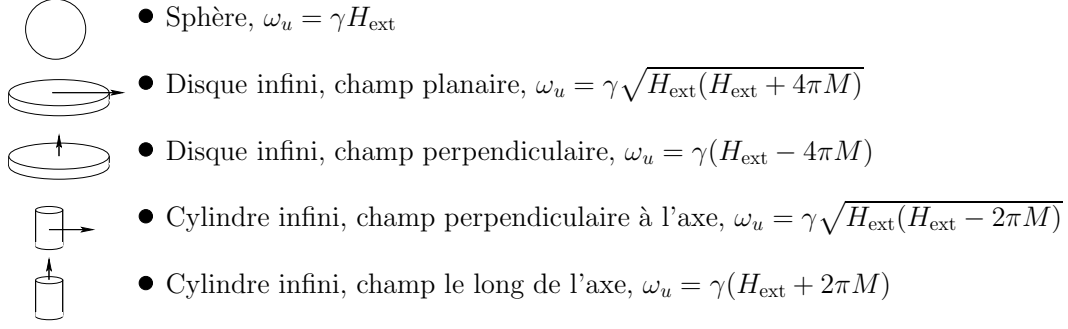


FIG. 2.3: **Conditions de résonances pour différentes géométries.** La fréquence de résonance du mode uniforme, donnée par l'EQ. (2.15), dépend fortement de la géométrie de l'échantillon et de l'orientation du champ extérieur.

Dans un système de coordonnées sphériques dans lequel la position du vecteur aimantation \mathbf{M} par rapport au système de coordonnées cartésiennes est repérée par les angles polaires et azimutaux φ et θ :

$$\begin{cases} M_x = M \sin \theta \cos \varphi \\ M_y = M \sin \theta \sin \varphi \\ M_z = M \cos \theta, \end{cases} \quad (2.12)$$

la condition d'équilibre statique $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$ s'écrit :

$$\begin{cases} \mathcal{H}_\theta = 0 \\ \mathcal{H}_\varphi = 0 \end{cases} \quad (2.13)$$

où $\mathcal{H}_i = \partial_i \mathcal{H}_m$, $i = \varphi, \theta$. Un calcul de variation permet alors d'obtenir la fréquence ω_u du mode de résonance uniforme du système magnétique, donnée par l'expression suivante [122] :

$$\omega_u = \gamma H_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} \sqrt{\mathcal{H}_{\theta\theta} \mathcal{H}_{\varphi\varphi} - \mathcal{H}_{\theta\varphi}^2} \quad (2.14)$$

Connaissant l'expression de l'énergie magnétique $\mathcal{H}_m(\varphi, \theta)$ du système, on peut alors déterminer l'orientation d'équilibre (φ_0, θ_0) de l'aimantation en résolvant le système (2.13) puis calculer sa fréquence de résonance ω_u en appliquant la formule (2.14).

Il est possible de déterminer analytiquement la relation de dispersion du mode uniforme dans le cas d'un échantillon de forme ellipsoïde, où seuls les champs extérieurs et démagnétisants sont retenus dans le champ effectif. C'est la formule de Kittel [61] :

$$\omega_u = \gamma \sqrt{\{H_{\text{ext}} - 4\pi(N_z - N_x)M_s\} \{H_{\text{ext}} - 4\pi(N_z - N_y)M_s\}} \quad (2.15)$$

où les facteurs de dépolarisation N_i , $i = x, y, z$, selon les axes principaux de l'ellipsoïde parallèles aux axes du système cartésien ont été introduits. Différents types de géométrie sont représentés sur la FIG. 2.3. Un calcul de la fréquence de résonance en fonction de l'angle entre le champ appliqué et la normale d'une couche mince infinie est également présenté à l'annexe B.2.

Pour les échantillons non ellipsoïdaux, les facteurs de dépolarisation ne sont pas uniformes, donc le champ interne

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{\text{ext}} - 4\pi \overline{\mathbf{N}}(\mathbf{r}) \mathbf{M}(\mathbf{r}), \quad (2.16)$$

où $\overline{\mathbf{N}}$ est le tenseur démagnétisant, est spatialement inhomogène, ainsi que l'angle de précession. Il n'y a donc pas de mode uniforme à proprement parler, même si nous conserverons cette terminologie pour le mode collectif cohérent en phase spatialement et temporellement de plus grande longueur d'onde (et de plus basse énergie). Un cas particulier d'échantillon non ellipsoïdal en rapport avec les expériences présentées dans ce manuscrit est traité au §2.1.3.1.

2.1.3 Ondes de spin

Nous n'avons jusque là considéré l'aimantation qu'à l'échelle locale, ou bien supposé qu'elle et sa dynamique étaient uniformes dans l'ensemble de l'échantillon. Les magnons uniformes (ou ondes de spin de vecteur d'onde nul), excitations élémentaires du mode uniforme sont un cas important d'excitations produites par le champ micro-onde. La formule donnant la puissance absorbée (EQ. (2.9)) implique en effet que pour un champ \mathbf{h} uniforme sur le volume de l'échantillon¹⁰, seuls les modes qui ont une moyenne spatiale de leur composante transverse non nulle sont couplés à l'excitation. Néanmoins le mode uniforme n'est pas le seul à présenter cette propriété dans les échantillons de taille finie. Des ondes de spins (ou magnons) de vecteurs d'onde plus élevés peuvent se coupler sous certaines conditions avec l'excitation ; même dans le cas contraire, elles sont couplées aux autres modes excités du système et influencent donc sa relaxation (*cf.* §2.2.1).

Dans ce paragraphe, nous introduisons les concepts de modes magnétostatiques et d'effets de taille finie qui seront importants pour l'interprétation des résultats expérimentaux (chapitre 4) et de bande de magnons dégénérés, qui sera primordial pour l'étude de la relaxation et des effets non linéaires dans les ferromagnétiques (*cf.* §2.2). Pour cela, nous étudions ci-dessous les différents régimes permettant de déterminer les relations de dispersion de ces ondes de spin et leurs domaines de validité.

2.1.3.1 Régime magnétostatique

Afin de déterminer la relation de dispersion $\omega(k)$ (ou $k(\omega)$) des ondes de spin, il faut associer à l'équation de Landau-Lifschitz (EQ. (2.3)) les équations de Maxwell. L'approximation magnétostatique consiste à négliger les effets de propagation conduisant à un couplage entre variables électriques et magnétiques dans ces dernières. Elle est donc valable si le vecteur d'onde k de l'onde de spin considérée est grand devant le vecteur d'onde de propagation de la lumière dans le milieu, $k_0 = \frac{\omega}{c\sqrt{\epsilon_r}} \approx 2 \text{ cm}^{-1}$ à 10 GHz. C'est le cas dès que l'on travaille avec des échantillons de tailles submillimétriques. Les équations de Maxwell sont alors, dans cette approximation et pour les variables dynamiques \mathbf{M}_t et \mathbf{h} :

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{h} = \mathbf{0} & (\Rightarrow \exists \phi, \mathbf{h} = \nabla \phi) \\ \nabla \cdot \mathbf{b} = 0 & (\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi\mathbf{M}_t = [1 + 4\pi\overline{\chi}]\mathbf{h}), \end{cases} \quad (2.17)$$

où la susceptibilité magnétique $\overline{\chi}$ est un tenseur d'ordre 2 dans le cas général.

On désigne par "ondes magnétostatiques" les ondes pour lesquelles la contribution dipolaire est prédominante sur la contribution d'échange. Rappelons que ces deux dernières entrent en jeu dans le champ effectif (EQ. (2.2)), intervenant lui-même dans la susceptibilité (EQ. (2.5) et EQ. (2.7)). La contribution du champ dipolaire est supérieure à celle

¹⁰Correspondant aux conditions expérimentales standards en résonance ferromagnétique.

de l'échange si $k \lesssim \frac{2\pi}{\lambda_{\text{éch}}}$, où la longueur d'échange est :

$$\lambda_{\text{éch}} = \sqrt{\frac{2A}{4\pi M_s^2}}. \quad (2.18)$$

Pour les valeurs typiques d'aimantation et de constante d'échange du YIG et du Permalloy, on trouve que cette frontière se situe aux alentours de 10^6 cm^{-1} .

Dans ce régime magnétostatique, l'équation de Walker [126] :

$$\nabla \cdot (1 + 4\pi\bar{\chi})\nabla\phi = 0, \quad (2.19)$$

où ϕ est le potentiel magnétostatique, est soluble dans le cas d'un champ dipolaire uniforme (géométrie ellipsoïdale). Selon la géométrie de l'échantillon, l'orientation de l'aimantation, et l'orientation relative de l'aimantation et du vecteur d'onde, on obtient différents types de relations de dispersion.

Pour un film mince infini aimanté perpendiculairement, on montre qu'il existe une solution en ondes transverses propagatives (*c-à-d.* avec un vecteur d'onde k réel perpendiculaire à la direction de l'aimantation) dites Ondes Magnétostatiques Avancantes de Volume (MSFVW pour *Magnetostatic Forward Volume Waves*) dont le domaine d'existence en fréquence et en champ est gouverné par le signe de la perméabilité $\mu = 1 + 4\pi\chi$. k est réel pour $1 + 4\pi\chi < 0$ *c-à-d.* pour

$$\omega_H \equiv \gamma H_i < \omega < \gamma\sqrt{H_i B_i} \equiv \omega_{\perp}, \quad (2.20)$$

où H_i est le champ interne défini à l'EQ. (2.16), et $B_i = H_i + 4\pi M_s$.

Si S est l'épaisseur du film, le vecteur d'onde radial k_t est donné par la relation de dispersion des MSFVW [23],

$$k_t = \frac{2}{S} \sqrt{\frac{-1}{\mu}} \arctan\left(\sqrt{\frac{-1}{\mu}}\right), \quad (2.21)$$

avec μ tendant vers

$$\mu_0 = \frac{B_i H_i - \omega^2/\gamma^2}{H_i^2 - \omega^2/\gamma^2} \quad (2.22)$$

en l'absence d'échange (il est possible de tenir compte de ce dernier *a posteriori*, en l'introduisant comme un terme de perturbation, *cf.* annexe B.3, EQ. (B.12)).

Ce sont ces ondes propagatives qui vont pouvoir interférer constructivement et ainsi donner lieu à l'absorption résonante d'une excitation micro-onde. La condition (2.20) définit donc le domaine pour lequel l'excitation de modes magnétostatiques par le champ h va être possible en aimantation perpendiculaire. La solution générale pour le potentiel magnétostatique s'écrit alors en terme de fonctions de Bessel de première espèce $J_{\nu}(x)$

$$\phi(r) \propto \int d\mathbf{k} \sum_{\nu} A_{\nu}(\mathbf{k}) J_{\nu}(k_t r) \exp(i\nu\varphi) \cos(k_z z). \quad (2.23)$$

Le cas qui nous intéresse dans notre étude expérimentale est celui du disque aimanté perpendiculairement. Le champ interne est alors inhomogène le long du diamètre du

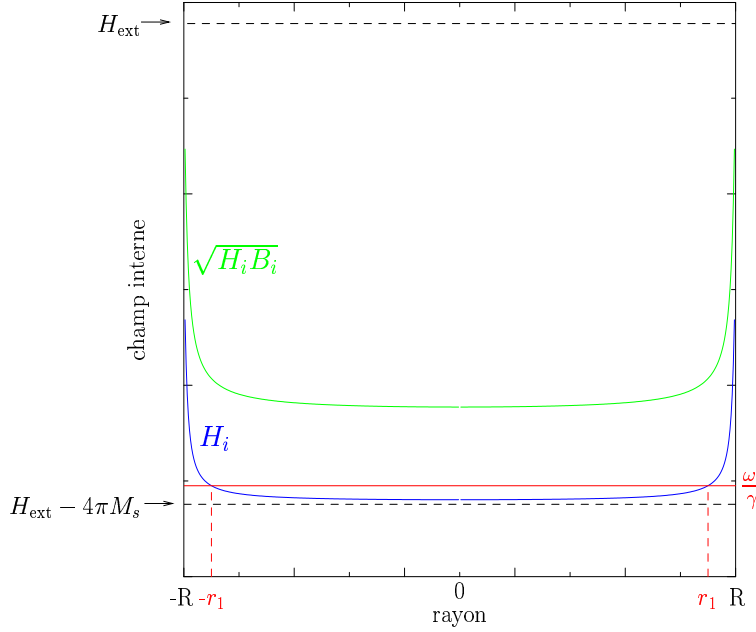


FIG. 2.4: **Condition de résonance dans un disque.** Calcul analytique [52] du champ interne dans un disque de rapport d'aspect un centième. Le domaine d'existence (2.20) des MSFVW se trouve entre les courbes bleues et vertes. Les modes magnétostatiques se développent lorsque la condition de résonance (2.24) est vérifiée. Une onde stationnaire est alors excitée à l'intérieur du disque de rayon r_1 .

disque¹¹. Il est néanmoins possible de considérer que les ondes se propageant le long d'un diamètre du disque sont localement planes et vérifient la relation de dispersion locale donnée à l'EQ. (2.21) [23, 25]. Qualitativement, ces ondes sont excitées au niveau d'un disque de rayon r_1 sur lequel la condition $\omega_0/\gamma = H_i(r_1)$ est vérifiée, comme montré sur la FIG. 2.4. Une expression analytique des facteurs démagnétisants d'un cylindre est disponible dans le cas d'une aimantation uniforme [52] (cf. annexe B.1) et permet de calculer le champ interne dans un disque. Dans le cas représenté ici (rapport d'aspect d'un centième, correspondant au cas étudié au §4.3.2), on voit que le champ interne au centre du disque vaut quasiment $H_{\text{ext}} - 4\pi M_s$, comme dans une couche infinie. Les effets de taille finie se font ressentir à la périphérie du disque, où le gradient de champ interne est important. L'onde ainsi excitée est ensuite accélérée vers le centre de l'échantillon par le gradient de champ interne et se réfléchit sur le bord opposé du disque. Lorsque la superposition des ondes incidentes et réfléchies donne lieu à une interférence constructive, un mode propre est excité ce qui se traduit par l'absorption résonante de l'énergie du champ micro-onde (P_{abs}) et une diminution de la composante longitudinale (ΔM_z). A chaque mode est associé un indice n défini par la condition de résonance [133] :

$$4 \int_0^{r_1} k_t(u, H_n) du = 2\pi n \quad n \in \mathbb{N}, \quad (2.24)$$

qui correspond au nombre d'ondes stationnaires excitées le long du diamètre du disque. La quantité $(n - 1)$ peut aussi être vue comme le nombre de nœuds de l'aimantation dynamique M_t le long du diamètre. Pour un champ micro-onde \mathbf{h} uniforme, seule l'excitation de modes d'indices impairs est autorisée si la symétrie cylindrique du système est conservée.

Il est également possible de calculer le profil spatial des modes (*c-à-d.* $M_t(r)$ ou $\Delta M_z(r)$). On a ainsi représenté à la FIG. 2.5 le profil du mode principal ou "uniforme" de

¹¹Également dans l'épaisseur du disque, mais pour un rapport d'aspect (rapport de l'épaisseur S sur le diamètre D du disque) suffisamment faible, cela est négligeable.

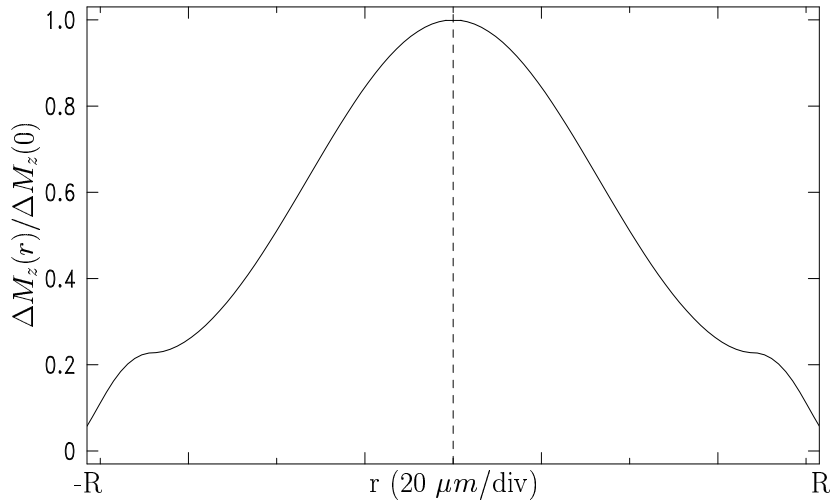


FIG. 2.5: **Profil spatial du mode “uniforme” dans un disque.** Ce profil a été calculé pour un rapport d’aspect de l’ordre d’un trentième en utilisant la relation de dispersion (2.21). C’est le mode de plus basse énergie (les autres modes magnétostatiques présentent des noeuds le long du diamètre). Il n’a pas un profil d’angle de précession uniforme à cause des effets de taille finie.

plus faible longueur d’onde $k_0 \approx \pi/D$ pour un disque de rapport d’aspect¹² $S/D = 1/33$, D étant le diamètre et S l’épaisseur du disque. Une approximation de type WKB permettant de considérer l’inhomogénéité de champ interne le long du diamètre du disque est utilisée pour ce calcul. Le point d’inflexion du profil du mode au voisinage du bord du disque est un artefact de cette approximation, qui devient fausse au voisinage des points de rebroussement (d’abscisses $\pm r_1$ sur la FIG. 2.4), quand l’onde propagative dans la région centrale du disque devient évanescence à la périphérie.

L’amplitude du couplage de chacun des modes au champ micro-onde peut être calculé à partir de la formule (2.9). On observe alors un spectre de résonance ferromagnétique où les modes magnétostatiques de vecteurs d’onde croissants avec le nombre de noeuds se couplent successivement et de moins en moins avec l’excitation micro-onde quand le champ magnétique extérieur diminue. L’écart en énergie (ou en champ) entre modes est d’autant plus grand que le diamètre du disque est petit. Au contraire, dans la limite d’un diamètre du disque tendant vers l’infini, tous les modes sont dégénérés avec le mode uniforme.

2.1.3.2 Régime d’échange

Nous venons de traiter le cas des ondes magnétostatiques, pour lesquelles le vecteur d’onde k est suffisamment faible pour que seul le champ démagnétisant, *c-à-d.* que seules la forme de l’échantillon et l’orientation du champ extérieur, déterminent leur énergie. Si au contraire k devient très grand, l’énergie d’échange devient prépondérante et les conditions aux limites négligeables. Ces ondes de spin de faibles longueurs d’onde ne sont pas couplées directement à une excitation uniforme puisque leur intégrale de recouvrement (EQ. (2.9)) est nulle. Elles jouent néanmoins un rôle essentiel dans les processus de relaxation et certains effets non linéaires, comme nous le verrons au §2.2.

¹²Cas de l’échantillon étudié au §4.2

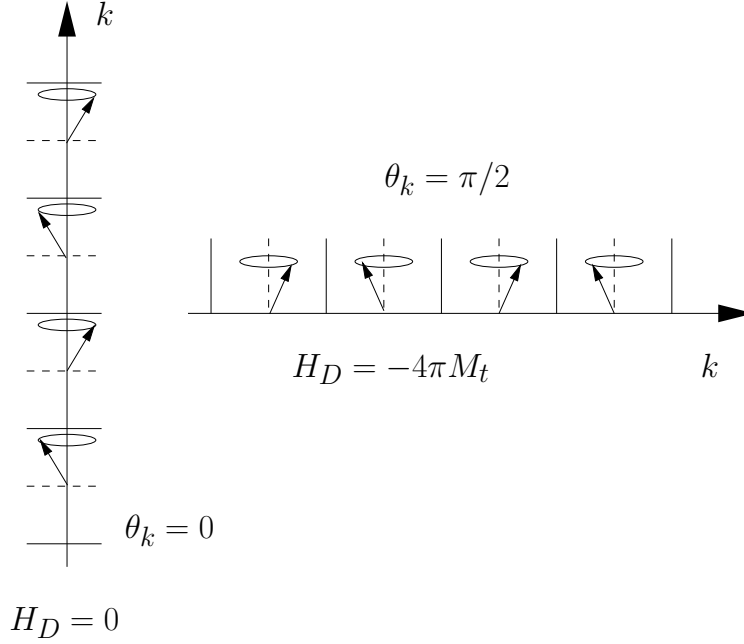


FIG. 2.6: **Ondes de spin longitudinales et transverses.** Lorsque la direction de propagation est parallèle à \mathbf{M} (à gauche), il n'y a pas de charges magnétiques accumulées. Lorsqu'elle est transverse à \mathbf{M} (à droite), celles-ci créent une composante dipolaire H_D qui augmente l'énergie de l'onde.

La relation de dispersion¹³ du mode d'onde de spin de vecteur d'onde \mathbf{k} dépend à la fois de la norme de k et de son angle de propagation $\theta_k = (\mathbf{M}, \mathbf{k})$ par rapport à \mathbf{M} [44] :

$$\omega_k = \sqrt{(\omega_H + \eta k^2) (\omega_H + \eta k^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k)}, \quad (2.25)$$

où $\eta = 2A\gamma/M_s$ dépend de la constante d'échange, $\omega_H = \gamma(H_{\text{ext}} - 4\pi N_z M_s)$ et $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$. Cette relation de dispersion fut d'abord dérivée dans un cadre classique, mais un traitement quantique considérant les excitations élémentaires du hamiltonien \mathcal{H}_m en seconde quantification redonne le même résultat [108, 40].

Elle implique qu'il existe une bande de magnons dégénérés, *c-à-d.* que plusieurs magnons de vecteurs d'ondes de normes et de directions de propagation différentes peuvent avoir la même énergie. La FIG. 2.6 permet de comprendre l'origine physique de la dépendance angulaire de la relation de dispersion (2.25). Une onde de spin longitudinale (se propageant parallèlement à l'aimantation) ne coûte en effet pas d'énergie dipolaire, ne créant pas de charges magnétiques. Au contraire, pour une onde de spin transverse, des charges magnétiques s'accumulent sur les plans d'onde et une énergie dipolaire se rajoute à l'énergie d'échange.

On a représenté en bleu sur la FIG. 2.7 les bandes de magnons dégénérés définies par l'EQ. (2.25) pour deux types d'échantillons et de géométries. Les courbes en rouge donnent les dispersions obtenues quand les effets dipolaires à plus bas vecteurs d'onde sont pris en compte (*cf.* §2.1.3.3 suivant). À angle de propagation constant, la variation de l'énergie des magnons est quadratique en k . Les modes d'ondes de spin situés sur une même horizontale sont dégénérés en énergie. On remarquera que la géométrie champ

¹³Où l'influence d'une possible précession elliptique des spins de l'onde n'est pas prise en compte.

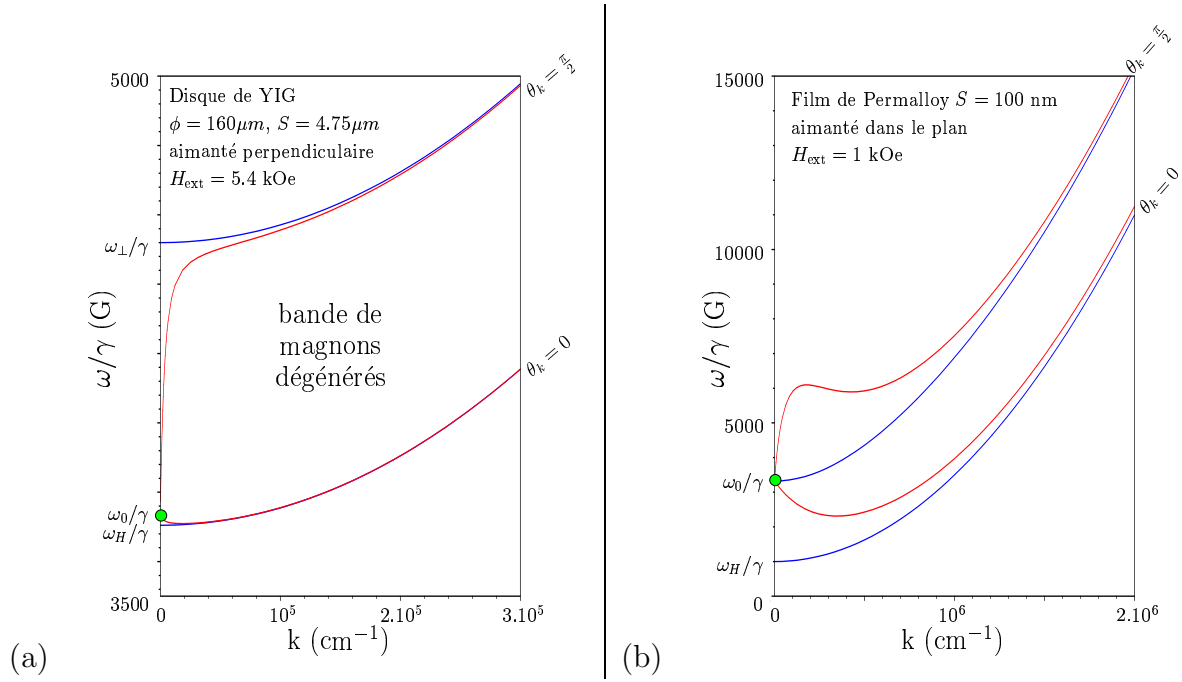


FIG. 2.7: **Bande de magnons dégénérés.** (a) et (b) Les courbes en bleu sont la relation de dispersion (2.25), valable dans un milieu infini ou à grands k . Sa dépendance en fonction de l'angle de propagation de l'onde de spin par rapport à l'aimantation ouvre une bande de magnons dégénérés. Le point vert indique la position du mode uniforme. (a) Disque de YIG aimanté perpendiculairement, les courbes en rouge sont celles prévues par l'EQ. (2.34). Les effets de taille finie impliquent l'existence de magnons dégénérés avec le mode uniforme. (b) Film mince (100 nm) de Permalloy aimanté dans le plan. Les courbes en rouge sont celles prévues par l'EQ. (2.31). En raison de la faible épaisseur du film, la relation de dispersion à faibles k est fortement modifiée par rapport à celle prévue dans un milieu infini.

perpendiculaire à une couche mince est défavorable à l'existence de magnons dégénérés avec le mode uniforme, contrairement à la géométrie planaire.

2.1.3.3 Régime de dipôle-échange

Dans le régime où les effets de taille finie et d'échange doivent simultanément être pris en compte, le traitement mathématique permettant d'accéder à la relation de dispersion se complique puisque le problème à traiter devient intégral-différentiel¹⁴ de degré 2. Ce régime est important car il régit la région de transition entre le mode uniforme (et les autres modes magnétostatiques) et la région d'échange pur ; il définit donc la forme précise de la bande de magnons dégénérés, qui est importante pour la compréhension de la relaxation et des effets non linéaires (cf. §2.2).

Le fait que l'équation à résoudre soit maintenant de degré 2 nécessite l'introduction de conditions aux limites supplémentaires [89], par le biais d'un ancrage de l'aimantation à la surface de l'échantillon. Cet ancrage peut être nul, *c-à-d.* que les spins sont totalement

¹⁴Intégral pour l'énergie dipolaire qui prend en compte la contribution de l'ensemble des spins de l'échantillon, et différentiel pour l'énergie d'échange, qui dépend du carré du gradient de l'aimantation locale.

libres de précesser à la surface, partiel, ou total, *c-à-d.* les spins sont immobiles à la surface.

Dans le cas d'un ancrage isotrope, Kalinikos et Slavin [55] ont calculé la relation de dispersion pour un film mince d'épaisseur S , qui peut se mettre sous une forme analogue à l'EQ. (2.25) – valable pour un milieu infini :

$$\omega_k = \sqrt{(\omega_H + \eta k_n^2)(\omega_H + \eta k_n^2 + \omega_M F_{nn})}, \quad (2.26)$$

où $k_n^2 = k_{\parallel}^2 + k_{zn}^2$, k_{\parallel} et k_{zn} étant respectivement les composantes du vecteur d'onde dans le plan et dans l'épaisseur du film. k_{zn} est reliée aux paramètres d'ancrage ξ_1 et ξ_2 des deux interfaces par :

$$\cot(k_{zn}S) = \frac{k_{zn}^2 - \xi_1 \xi_2}{k_{zn}(\xi_1 + \xi_2)}. \quad (2.27)$$

Les effets de l'épaisseur finie S du film sont inclus dans F_{nn} , qui dépend de l'angle Θ entre l'aimantation \mathbf{M} et la normale \mathbf{n} du film et de l'angle Φ entre \mathbf{k}_{\parallel} et la projection de \mathbf{M} dans le plan du film :

$$F_{nn} = P_{nn} + \sin^2 \Theta \left(1 - P_{nn}(1 + \cos^2 \Phi) + \omega_M \frac{P_{nn}(1 - P_{nn}) \sin^2 \Phi}{\omega_H + \eta k_n^2} \right). \quad (2.28)$$

En l'absence d'ancrage de surface ($\xi_1 = \xi_2 = 0$) la résolution de l'EQ. (2.27) est triviale,

$$k_{zn} = \frac{n\pi}{S} \quad n \in \mathbb{N}, \quad (2.29)$$

et on a :

$$P_{nn} = \frac{k_{\parallel}^2}{k_n^2} - \frac{k_{\parallel}^4}{k_n^4} \frac{2}{1 + \delta_{0n}} \frac{1 - (-1)^n e^{-k_{\parallel} S}}{k_{\parallel} S}, \quad (2.30)$$

où δ_{0n} est le symbole delta de Kronecker.

Dans le cas d'un film aimanté dans le plan, en l'absence d'ancrage, et quand la composante du vecteur d'onde est uniquement planaire, la relation (2.26) peut se mettre sous la forme plus simple suivante [3] :

$$\omega_k = \sqrt{(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M N_k)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M(1 - N_k) \sin^2 \theta_k)}, \quad (2.31)$$

où le facteur démagnétisant effectif

$$N_k = \frac{1 - e^{-kS}}{kS} \quad (2.32)$$

prend en compte l'énergie démagnétisante de l'onde de spin due à l'épaisseur S finie du film, et θ_k est l'angle de propagation entre le vecteur d'onde et la direction de l'aimantation.

Dans le cas d'une couche infinie aimantée perpendiculairement et quand la composante du vecteur d'onde est uniquement planaire (*c-à-d.* transverse à \mathbf{M}), elle se met sous la forme [54] :

$$\omega_k = \sqrt{(\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M(1 - N_k))}. \quad (2.33)$$

Enfin, pour un ellipsoïde aplati ($l_x = l_y \gg l_z \gg \lambda_{\text{éch}}$) aimanté perpendiculairement (*c-à-d.* selon z), d'épaisseur suffisamment grande devant la longueur d'échange, il est

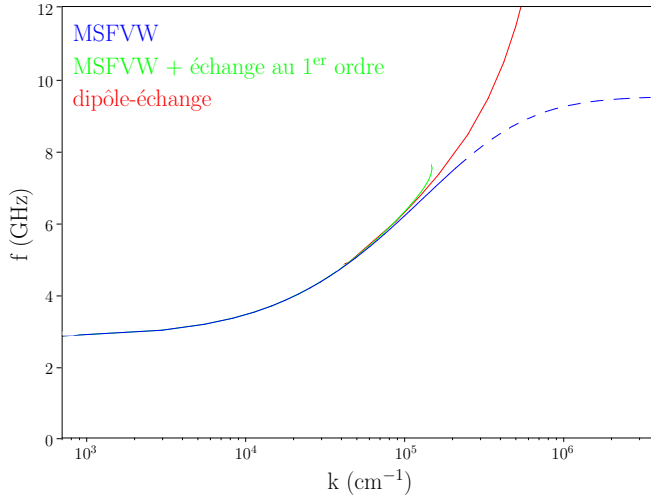


FIG. 2.8: **Relations de dispersion.** La courbe bleue est la relation de dispersion prédite par l'EQ. (2.21) dans le régime magnétostatique pur, la verte celle prédite par l'EQ. (B.12) quand l'échange est pris en compte au premier ordre, et la rouge celle prédite par l'EQ. (2.33) dans le régime de dipôle-échange. Les paramètres utilisés sont ceux d'un film de Permalloy de 100 nm d'épaisseur, sous un champ appliqué perpendiculairement au plan de 11 kOe. La partie en pointillés de la relation de dispersion des MSFVW correspond à sa limite de validité : la saturation à grands vecteurs d'onde de la fréquence est en effet non physique.

possible de prendre en compte les effets de taille finie dans la relation de dispersion, afin de retrouver la fréquence du mode uniforme donné à l'EQ. (2.15) lorsque $k \rightarrow 0$:

$$\omega_k = \sqrt{(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M(1 - N_z)N_k) (\omega_H + \eta k^2 + \omega_M(1 - N_k) \sin^2 \theta_k)}, \quad (2.34)$$

le vecteur \mathbf{k} n'étant cette fois plus restreint au plan du disque, θ_k étant son angle de propagation par rapport à la direction de l'aimantation.

La relation de dispersion dans le régime de dipôle-échange (EQ. (2.26)), présente bien une inflexion parabolique à grands vecteurs d'onde comme dans le régime d'échange (EQ. (2.25)), et prend en compte les effets d'épaisseur finie, comme le montrent les courbes en rouge de la FIG. 2.7. On voit en particulier que pour un disque de taille finie aimanté perpendiculairement, il existe des magnons dégénérés avec le mode uniforme, dont l'énergie dans l'approximation ellipsoïdale est donnée par l'EQ. (2.15). L'épaisseur du disque choisie étant ici grande devant la longueur d'échange, les expressions (2.25) et (2.34) prédisent presque les mêmes relations de dispersion. Pour un film aimanté dans le plan, la forme de la relation de dispersion de l'EQ. (2.31) à faibles k est d'autant plus modifiée par rapport à celle de l'EQ. (2.25) que la couche est mince. Notons que pour les échantillons microscopiques, les modes normaux sont en fait quantifiés en k et en θ_k ¹⁵, c-à-d. que la bande de magnons dégénérés est discrète, et non continue comme représentée sur la FIG. 2.7.

On peut également comparer la relation de dispersion dans le régime de dipôle-échange pour les ondes transverses ($\theta_k = \frac{\pi}{2}$) d'une couche mince infinie en aimantation perpen-

¹⁵L'intervalle en k , Δk , entre deux magnons se propageant selon la direction θ_k étant de l'ordre de π/d_k , où d_k est la dimension de l'échantillon le long de la direction de propagation.

diculaire avec celle des MSFVW. La FIG. 2.8 montre que l'EQ. (2.33) tend bien vers la relation de dispersion calculée pour les ondes magnétostatiques pures (EQ. (2.21)). Le domaine de validité de cette dernière se situe dans la zone des faibles vecteurs d'onde (la saturation en énergie à grands k est en effet non physique). On a également représenté sur ce graphe la prise en compte de l'échange *a posteriori* et au premier ordre en perturbation dans la dispersion des MSFVW (*cf.* EQ. (B.12)), qui en augmente légèrement la limite de validité, et dont le principal intérêt est en fait de préciser l'interprétation de spectres de modes magnétostatiques dans les matériaux à faible largeur de raie, où la position des modes peut être déterminée très finement [20].

2.2 Relaxation ferromagnétique et régime non linéaire

Les effets de relaxation dans l'équation du mouvement de l'aimantation sont inclus dans le hamiltonien $\mathcal{H}_r(t)$ (*cf.* EQ. (2.1)). Celui-ci contient les mécanismes qui couplent le système de spins ferromagnétiques à l'environnement extérieur, et qui permettent donc à l'énergie injectée par le champ micro-onde dans le système magnétique de relaxer en un temps caractéristique qu'on nomme temps de relaxation de l'énergie. Dans ce paragraphe, nous introduisons d'abord les concepts de temps de relaxation transverse et longitudinal, nécessaires pour étudier la relaxation ferromagnétique dans le régime linéaire. Puis nous discutons des effets non linéaires contenus dans le terme gyroscopique de l'équation du mouvement de l'aimantation (EQ. (2.3)) et de leurs conséquences sur la relaxation ferromagnétique.

2.2.1 Relaxation dans le régime linéaire

Nous avons déjà vu à l'EQ. (2.11) que l'énergie emmagasinée dans le système magnétique l'était par la composante longitudinale de l'aimantation. Autrement dit, cette dernière mesure le nombre total n_t de magnons présents dans le système, puisque ce sont les excitations élémentaires du système magnétique. Notons ici que les magnons thermiques¹⁶, qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein et qui déterminent la valeur de l'aimantation à saturation, sont pris en compte dans $M_s(T)$, où T est la température. La composante transverse de l'aimantation mesure quant à elle l'énergie absorbée (*cf.* EQ. (2.9)), qui dans le cas d'une excitation h uniforme, ne peut l'être que par les magnons uniformes. On a donc :

$$\frac{\overline{M_t^2}}{2M_s} = \gamma\hbar \sum_{\{k=0\}} |u_0|^2 = \gamma\hbar n_u \quad (2.35a)$$

$$M_s - \overline{M_z} = \gamma\hbar \sum_{\{k=0+k \neq 0\}} |u_k|^2 = \gamma\hbar n_t \quad (2.35b)$$

Ici, on a fait apparaître explicitement le fait que l'on parle de quantités moyennées sur l'échantillon¹⁷, comme c'est le cas lors d'une expérience. Ces deux formules expriment bien que la composante transverse ne mesure que le nombre de magnons uniformes n_u créés par l'excitation tandis que chaque magnon contribue à la diminution de la composante longitudinale de $\gamma\hbar$ (les u_k sont les amplitudes des modes de vecteur d'onde k).

S'il n'existe aucun processus permettant à l'énergie d'être transférée du mode uniforme ($k \approx 0$, ω_0) vers des modes dégénérés ($k \neq 0$, $\omega_k = \omega_0$), $n_u = n_t$ et la norme de \mathbf{M} se conserve. L'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert donne alors une description phénoménologique fidèle de la relaxation du système. Si au contraire de tels processus de décohérence du mode uniforme existent, dits "processus à 2 magnons", alors la composante transverse relaxe plus vite que la composante longitudinale (ou énergie), et une description plus précise est nécessaire.

¹⁶Dont l'énergie typique à la température ambiante est 25 meV, bien plus grande que l'énergie des magnons "micro-ondes", de l'ordre de quelques dizaines de μeV ($\approx hf_0$, pour $f_0 = 10$ GHz).

¹⁷ $\overline{M_i} = \int_V M_i(r) dV$, $i = t, z$.

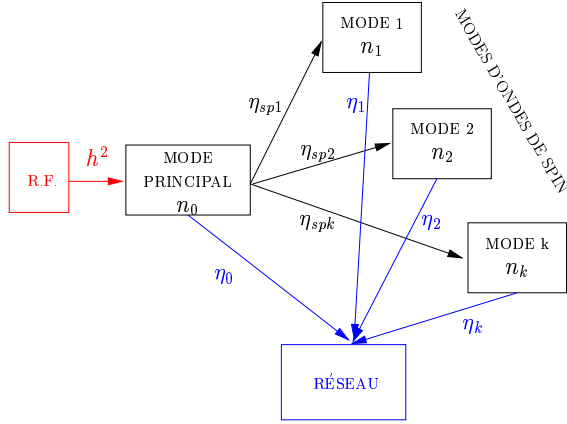


FIG. 2.9: *Relaxation dans un ferromagnétique.* Le mode principal excité par le champ micro-onde est couplé à d'autres modes d'ondes de spin dégénérés en énergie. Les transferts entre ces modes conservent l'énergie dans le système magnétique et ne participent donc pas aux processus de relaxation de cette dernière. Chaque mode est lui-même couplé aux autres degrés de liberté de l'échantillon, ce couplage étant caractérisé par un taux de décroissance η_k de l'énergie qu'il emmagasine. Le temps de relaxation T_1 de l'énergie dépend donc de la population et du taux de décroissance de chacun des modes, comme indiqué dans l'EQ. (2.36). Figure extraite de l'article de Fletcher et coll. [32].

2.2.1.1 Temps de relaxation de l'énergie emmagasinée par le système magnétique

La FIG. 2.9 représente schématiquement les canaux de relaxation pour un système de spins ferromagnétiques. Le mode principal excité par le champ micro-onde (le mode uniforme dans une expérience de RFM, où h est uniforme) est couplé aux modes dégénérés. Chacun de ces modes est couplé aux autres degrés de liberté (phonons, électrons, impuretés, défauts) du système, et sa population n_k présente un taux de décroissance η_k dépendant du mode. En suivant ce diagramme, le temps de relaxation de l'énergie du système magnétique est [32] :

$$\frac{1}{T_1} = \sum_{\{k\}} \eta_k \frac{n_k}{n_t}, \quad (2.36)$$

où $n_t = \sum_{\{k\}} n_k$ est le nombre total de magnons. Cette relation est valable quelque soit la puissance injectée dans le système, y compris dans le régime non linéaire. La difficulté consiste dans ce cas à déterminer les populations n_k et les taux de décroissance η_k des modes. Quand le système est pompé par une excitation extérieure, son temps de relaxation en énergie peut donc être différent de celui qui le régit quand il est libre. Nous introduirons dans ce cas une notation différente afin de le différencier (*cf.* §4.2), \mathcal{T}_1 , ce dernier tendant vers T_1 quand la puissance de pompage tend vers 0 :

$$\mathcal{T}_1(h^2 \rightarrow 0) = T_1. \quad (2.37)$$

D'un point de vue expérimental, c'est une mesure simultanée de la puissance absorbée (reliée à la composante transverse de l'aimantation ou à la susceptibilité par l'EQ. (2.9)) et de la composante longitudinale qui permet l'accès le plus direct au temps de relaxation du système. Un argument de conservation de l'énergie implique en effet que la puissance absorbée pendant le temps de relaxation spin-réseau T_1 est égale à l'énergie emmagasinée (EQ. (2.11)) dans l'échantillon :

$$T_1 P_{\text{abs}} = \hbar \omega_0 \frac{\Delta M_z}{\gamma \hbar}. \quad (2.38)$$

2.2.1.2 Équations de Bloch-Bloembergen

Il existe une formulation phénoménologique tenant compte de ces processus de décohérence de l'aimantation transverse et la non-conservation de la norme de \mathbf{M} dans le régime linéaire. Les équations de Bloch-Bloembergen, proposées par Bloembergen [13] en s'inspirant des équations de Bloch utilisées pour décrire la relaxation d'un système de spins paramagnétiques [1],

$$\frac{d}{dt} \overline{M}_t^2 = 2 \frac{M_s P_{\text{abs}}}{H + 4\pi(N_t - N_z)M_s + H_{\text{anis}}} - 2 \frac{\overline{M}_t^2}{T_2} \quad (2.39a)$$

$$\frac{d}{dt} (M_s - \overline{M}_z) = \frac{P_{\text{abs}}}{H + 4\pi(N_t - N_z)M_s + H_{\text{anis}}} - \frac{M_s - \overline{M}_z}{T_1}, \quad (2.39b)$$

introduisent respectivement les temps de relaxation transverses et longitudinaux suivants [32] :

$$T_2 = \frac{2}{\eta_0 + \sum_k \eta_{spk}} \quad (2.40a)$$

$$T_1 = \left(1 + \sum_k \frac{\eta_{spk}}{\eta_k} \right) \frac{T_2}{2}, \quad (2.40b)$$

où les η_{spk} sont les taux de décroissance du mode uniforme vers les modes dégénérés (transferts affectant uniquement la cohérence de la précession, pas son énergie), η_0 son taux de décroissance en énergie, et les η_k les taux de décroissance spin-réseau des modes indiqués FIG. 2.9.

T_2 mesure donc le temps de relaxation du mode uniforme excité par le champ micro-onde. Il contient une contribution due au temps de décroissance de l'énergie (η_0) et une contribution due à la décohérence du mode uniforme (les η_{spk}). T_1 est le temps de relaxation de l'énergie du système dans le régime linéaire, *c-à-d.* à faible puissance (*cf.* EQ. (2.37)). L'inégalité

$$\frac{1}{T_2} \geq \frac{1}{2T_1} \quad (2.41)$$

traduit le fait que les effets de décohérence du mode uniforme induisent une relaxation apparente de la composante transverse plus rapide que celle de la composante longitudinale. La largeur de raie du mode uniforme mesurée dans une expérience de RFM,

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma T_2}, \quad (2.42)$$

ne donne donc pas accès au temps de relaxation en énergie. Le cas particulier

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} \quad (2.43)$$

quand il n'existe pas de processus de décohérence du mode uniforme ($\eta_{sp} = 0$), est rencontré dans l'équation LLG. Il y a alors conservation de la norme de \mathbf{M} et dans ce modèle, la largeur de raie est donnée par

$$\Delta H = \frac{2\alpha\omega}{\gamma}, \quad (2.44)$$

relation linéaire en fréquence dans la mesure où le paramètre α est considéré indépendant de cette dernière.

Les équations phénoménologiques de Bloch-Bloembergen (2.39) sont donc plus générales que l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert (2.4), puisqu'elles permettent de prendre en compte les processus de décohérence de la précession uniforme. Elles sont cependant mises en défaut dans le régime non linéaire (*cf.* §2.2.2) et ne décrivent dans le régime linéaire que des raies de résonance lorentziennes.

2.2.1.3 Processus microscopiques de relaxation

S'il n'existe pas de théorie complète décrivant les mécanismes microscopiques de relaxation, un traitement précis [108] permet néanmoins de décomposer ces derniers en processus élémentaires, que nous citons ici sans entrer dans leurs détails. Dans des échantillons isolants (tel le YIG), l'amortissement du mode uniforme excité par le champ micro-onde peut être attribué à 3 grands types de processus :

- Les processus à 2 magnons, médiés par des défauts (géométriques, cristallins, ou de rugosité) capables d'absorber une certaine quantité de mouvement, qui couplent le mode uniforme aux modes dégénérés [109].
- Les processus de Kasuya-Le Craw, processus à trois bosons qui diffusent les magnons uniformes par des phonons ou des magnons thermiques [56].
- Les processus de relaxation médiés par les impuretés magnétiques et qui transfèrent de l'énergie du mode uniforme vers le bain de phonons [108, 40].

Notons, entre autres problèmes non résolus, que la dépendance du taux de décroissance η_k des magnons dégénérés vis-à-vis de k et de θ_k observée expérimentalement (*cf.* [84] et chapitre 4.2) n'est toujours pas comprise, même si certains modèles théoriques existent [46].

Pour un échantillon métallique, un processus¹⁸ important dans la contribution à la relaxation de l'énergie est la diffusion des ondes de spin par les électrons de conduction [9, 42]. Dans ce cas, c'est essentiellement¹⁹ le couplage d'échange $s - d$ qui assure un transfert d'énergie entre le système magnétique et les électrons de conduction, et à terme le réseau. Notons que ces processus spécifiques des matériaux métalliques ne sont pas encore totalement compris du point de vue microscopique, et que comme nous le mentionerons au §2.3.2, des processus liés aux propriétés d'interfaces métal normal/métal ferromagnétique contribuant à la relaxation ont récemment été mis au jour (effet de "spin pumping").

2.2.2 Effets non linéaires en résonance ferromagnétique

Nous avons jusqu'ici traité le cas du régime linéaire, où l'excitation h est suffisamment faible pour que l'équation du mouvement puisse être linéarisée et la dépendance linéaire de la composante transverse M_t en fonction de h déduite (*cf.* EQ. (2.6)). Mais l'équation du mouvement de l'aimantation EQ. (2.4) est non linéaire puisque le terme gyroscopique $-\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$ contient \mathbf{M} explicitement et dans le champ effectif, par l'intermédiaire des champs démagnétisants, d'échange, etc...

¹⁸Un autre processus, lié aux courants de Foucault dans les couches métalliques, affecte essentiellement les ondes de surface de $k \neq 0$ [6].

¹⁹L'interaction spin-orbite entre aussi en jeu.

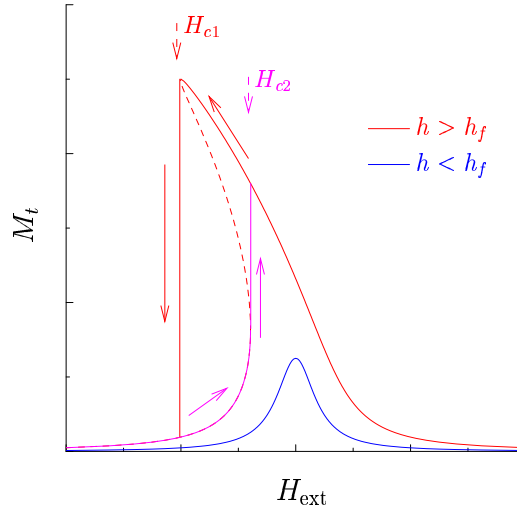


FIG. 2.10: **Repliement de la raie de résonance.** On a représenté cet effet dans le cas d'un film infini aimanté perpendiculairement, pour lequel le champ démagnétisant induit un repliement vers les bas champs. Pour une excitation micro-onde supérieure au seuil h_f , la courbe de résonance est multivaluée de sorte que la partie en pointillés est inaccessible expérimentalement, et que la raie de résonance possède un caractère hystérique représenté par les flèches qui indiquent le sens du balayage en champ.

Il existe une grande variété d'effets non linéaires pour la dynamique de l'aimantation. Citons parmi ceux-ci :

- L'effet de repliement qui correspond à une dérive de la fréquence de résonance du mode uniforme avec la puissance micro-onde.
- Le pompage parallèle où l'excitation h est parallèle à l'aimantation M .
- L'absorption subsidiaire et la génération de sous-harmoniques.
- La saturation de la composante longitudinale qui apparaît lorsque le champ de pompage devient comparable au temps de relaxation longitudinal, $h > h_s = 1/\sqrt{\gamma^2 T_1 T_2}$.
- La saturation prématurée de la composante transverse, qui apparaît pour des champs de pompage inférieurs, quand $h > h_c \approx h_s \sqrt{h_s/(4\pi M_s)}$.
- La génération d'auto-oscillations micro-ondes et les effets chaotiques.

Nous détaillons ci-dessous l'effet de repliement et introduisons succinctement le phénomène d'instabilités d'ondes de spin, qui explique les expériences de pompage parallèle, d'absorption subsidiaire, et de saturation prématurée. Nous décrivons plus en détails ces deux derniers processus au §2.2.3 qui traite du seuil de Suhl, dont les conséquences sur la relaxation d'un système particulier sera étudié au §4.2.

2.2.2.1 Effet de repliement de la raie de résonance

La diminution de la composante longitudinale de l'aimantation associée à des angles de précession importants est responsable de l'effet non linéaire bien connu sous le nom de "repliement de la raie de résonance", conséquence très générale des effets non linéaires. Le mécanisme, prévu par Andersson et Suhl [4] et observé trois ans plus tard par Weiss [129], n'implique que le mode de précession uniforme. Lorsque l'angle de précession augmente, la composante longitudinale de l'aimantation diminue, ce qui change le champ démagnétisant, donc le champ effectif et la fréquence de résonance. La formule donnant la fréquence

de résonance du mode uniforme, où l'on suppose que $N_x = N_y = N_\perp$,

$$\omega_u = \gamma \{H_{\text{ext}} - 4\pi(N_z - N_\perp)M_z\}, \quad (2.45)$$

ne peut alors plus être approximée comme la relation (2.15), qui donne la fréquence du mode uniforme quand la diminution longitudinale de l'aimantation est négligeable²⁰. La fréquence de résonance dépend donc – au second ordre – du champ de pompage par l'intermédiaire de M_z . Si $N_z > N_\perp$, elle augmente quand h augmente (*c-à-d.* quand M_t augmente et M_z diminue) et diminue dans le cas contraire.

Au-delà d'un certain seuil h_f , on peut montrer [99] que les grandeurs M_z et M_t sont des fonctions multivaluées du champ extérieur H_{ext} et il en résulte un comportement hystérétique de la courbe de résonance, comme le schéma de la FIG. 2.10 le montre. h_f est défini comme le champ micro-onde pour lequel la tangente à la courbe de résonance devient verticale, et s'exprime en fonction de la largeur de raie²¹ et de la forme de l'échantillon considéré [99] :

$$h_f = \sqrt{\frac{2(\Delta H)^3}{3\sqrt{3} |4\pi(N_z - N_\perp)M_s|}}. \quad (2.46)$$

Ce seuil est donc minimal pour un film mince, et il faut le corriger pour tenir compte d'effets de taille finie pour des échantillons non ellipsoïdaux [78]. Notons que d'autres effets (l'anisotropie magnétocristalline [35], entre autres [22, 114]) peuvent conduire à un repliement de la raie de résonance comme dans le cas du champ démagnétisant.

2.2.2.2 Instabilités d'ondes de spin

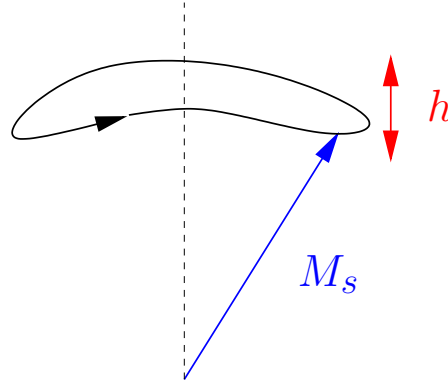
Les autres effets non linéaires sont des processus plus subtils dans la mesure où ils font intervenir d'autres modes d'ondes de spin que le mode uniforme. Par exemple, il peut sembler impossible de coupler la dynamique de l'aimantation à un champ de pompage longitudinal : si \mathbf{M} est déjà saturée par le champ extérieur, appliquer un champ hyperfréquence parallèle ne va *a priori* pas changer l'état dynamique de l'aimantation. Cependant, en considérant une précession elliptique (*cf.* FIG. 2.11), on s'aperçoit que la composante longitudinale de l'aimantation oscille à une fréquence double de celle de la composante transverse. On peut alors montrer qu'un pompage parallèle à la fréquence ω_p se couple à des ondes de spin de vecteur d'onde k et de fréquence $\omega_k = \omega_p/2$ [108]. Il s'agit là d'un effet de seuil puisque ce couplage non linéaire est quasi nul en-dessous d'une puissance critique, à partir de laquelle la relaxation des ondes de spin excitées est entièrement compensée par l'action du champ de pompage et où leurs nombres d'occupation peuvent donc dépasser leurs valeurs d'équilibre thermique. Le même type de mécanisme est responsable des instabilités sous pompage transverse détaillées au §2.2.3 suivant.

Comme pour d'autres systèmes physiques, les effets non linéaires en dynamique de l'aimantation peuvent conduire, à haute puissance, à l'apparition de régimes turbulents ou chaotiques [132], expliqués en partie par ces effets d'instabilités d'ondes de spin [134].

²⁰Rappelons que dans le régime des faibles angles de précession, $M_z = M_s \cos \theta \approx M_s$.

²¹Celle-ci est liée à la relaxation qui détermine, pour une amplitude h donnée, l'amplitude de l'angle de précession *c-à-d.* de M_t , *cf.* 2.1.2.1.

FIG. 2.11: *Précession elliptique de l'aimantation.* Une précession elliptique de l'aimantation à la fréquence ω introduit un battement de la composante longitudinale à la fréquence 2ω . Cet effet offre la possibilité de réaliser des expériences de pompage longitudinal, où \mathbf{h} est parallèle à \mathbf{M} .



2.2.3 Seuil de Suhl

Les observations expérimentales de la saturation “prématurée” de la résonance principale par Damon [21] et de l’apparition d’une résonance “subsidaire” à des champs inférieurs au champ de résonance principal par Bloembergen et Wang [13] furent toutes deux expliquées peu après par Suhl dans le cadre d’une théorie unifiée [112].

L’idée commune pour expliquer ces deux effets est le couplage non linéaire du mode de précession uniforme excité par le champ micro-onde avec d’autres modes d’onde de spin. Pour certaines valeurs critiques du champ micro-onde (précisées plus bas, EQ. (2.57) et EQ. (2.58)), ces derniers deviennent instables, ce qui permet de transférer de l’énergie du mode uniforme vers ces modes dits “paramétriques”.

Dans une vision corpusculaire, l’absorption subsidaire est un processus du premier ordre ($n = 1$) à 3 magnons : un magnon uniforme ($k = 0, \omega_0$) est annihilé au profit de 2 magnons d’énergie moitiée ($\hbar\omega_k + \hbar\omega_k = \hbar\omega_0$) et de vecteurs d’onde opposés \mathbf{k} et $-\mathbf{k}$. La saturation prématurée est quant à elle un processus du second ordre ($n = 2$) à 4 magnons où 2 magnons uniformes sont annihilés et 2 magnons de vecteurs d’onde opposés \mathbf{k} et $-\mathbf{k}$ et d’énergie $\hbar\omega_k + \hbar\omega_k = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_0$ sont créés. Les diagrammes de ces processus sont présentés à la FIG. 2.12. D’un point de vue énergétique, on peut considérer que ces instabilités correspondent à une distorsion spatiale de l’axe de précession instantannée, ce qui permet de diminuer l’énergie démagnétisante du système. Celle-ci devient en effet grande quand l’angle de précession augmente, et les instabilités qui apparaissent limitent son amplitude.

Les bases de la théorie de Suhl sont exposées ci-dessous, d’autres détails seront introduits au §4.2 qui présente des résultats expérimentaux originaux concernant la saturation prématurée de la résonance principale.

2.2.3.1 Équations du mouvement pour les modes couplés

L’approche de Suhl est purement classique. Elle consiste à développer l’aimantation en série de Fourier :

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \mathbf{M}_k(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (2.47)$$

et à injecter cette expression dans l’équation du mouvement EQ. (2.3) (le terme de dissipation est omis dans un premier temps) pour trouver les équations du mouvement pour l’amplitude de chaque mode. Ce faisant, les termes non linéaires, qui couplent les modes entre eux, sont conservés. La seule approximation est de négliger les effets de taille finie

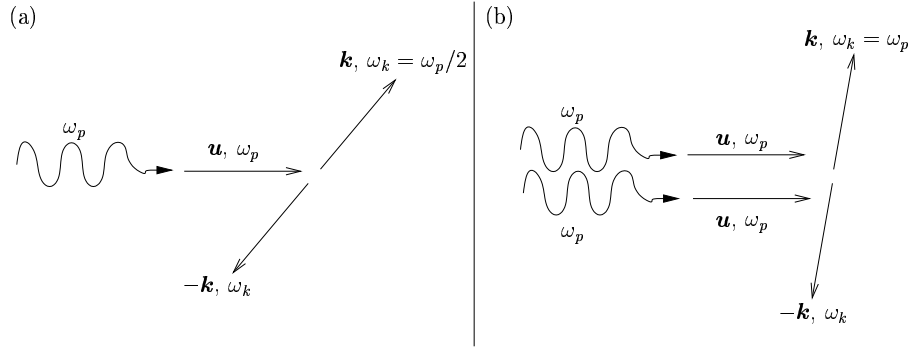


FIG. 2.12: **Processus de Suhl : diagrammes.** Ces processus sont responsables des instabilités d'ondes de spin du premier et du second ordre. Les magnons uniformes ($\mathbf{u}, \omega_u = \omega_p$), créés par les photons du champ micro-onde de pompage, sont annihilés tandis que des ondes de spin paramétriques sont créées. (a) $n=1$: absorption subsidiaire à $\omega_0/2$. (b) $n=2$: saturation du mode de résonance uniforme.

pour l'estimation du champ démagnétisant des modes de $k \neq 0$, ce qui est bien entendu incorrect pour les faibles valeurs²² de k . Cette approximation se trouve justifiée *a posteriori*, dans la mesure où les seuls modes couplés par le mécanisme de Suhl seront le mode uniforme, convenablement traité, et des modes à k suffisamment élevés pour que les effets de taille finie soit justement négligeables.

En notant respectivement u_0 et u_k les amplitudes des modes uniformes et de vecteur d'onde k , les équations du mouvement qui couplent ces modes sont [40]

$$\dot{u}_k = i\omega_k u_k + i\rho_k u_0 u_{-k}^* \quad u_{-k}^* = -i\omega_k u_{-k}^* - i\rho_k^* u_0^* u_k \quad (2.48)$$

pour l'instabilité du premier ordre et

$$\dot{u}_k = i\omega_k u_k + i\xi_k u_0^2 u_{-k}^* \quad u_{-k}^* = -i\omega_k u_{-k}^* - i\xi_k^* u_0^{*2} u_k \quad (2.49)$$

pour l'instabilité du second ordre. ρ_k et ξ_k sont des coefficients indépendants du temps :

$$\rho_k = \rho_{-k} = -\frac{\omega_M}{4\omega_k} (\omega_k + \omega_H + \eta k^2) \sin(2\theta_k) \exp(i\varphi_k) \quad (2.50)$$

$$\xi_k = \xi_{-k} = \frac{\omega_k + A_k}{4\omega_k} (\omega_M \cos^2 \theta_k - N_\perp \omega_M + \eta k^2), \quad (2.51)$$

où $A_k = \omega_H + \eta k^2 + (\omega_M/2) \sin^2 \theta_k$ et θ_k, φ_k sont respectivement les angles polaires et azimutaux du vecteur d'onde par rapport à \mathbf{M} . Dans ces équations, seuls les termes non linéaires prédominants ont été conservés, *c-à-d.* ceux qui contiennent u_0 . En retenir plus (en particulier, les couplages entre ondes de spin de $k \neq 0$) augmente considérablement la complexité du problème [100] et permet de décrire certains effets qui apparaissent à plus haute puissance [134].

Comme nous l'avons déjà mentionné, le couplage entre mode uniforme et modes paramétriques conduit à une instabilité quand l'amplitude u_0 devient suffisamment grande pour compenser les mécanismes dissipatifs qui tendent à atténuer les amplitudes u_k . Ceux-ci sont pris en compte dans (2.48) et (2.49) en ajoutant le terme de relaxation²³ $-\eta_k u_k/2$.

²²Nous avons vu au §2.1.3.1 le traitement qui doit être appliqué aux ondes magnétostatiques.

²³Où le facteur un demi est introduit pour préserver la cohérence avec la définition des taux de décroissance η_k des nombres d'occupation n_k introduits FIG. 2.9.

L'instabilité d'ordre n apparaît donc quand

$$|u_0| > |u_{0,n}|_{\text{seuil}} = \frac{\eta_k}{F_n(\mathbf{k})} \quad (2.52)$$

où $F_n(\mathbf{k})$ est une fonction sans dimension qui dépend de la norme k du vecteur d'onde des magnons sujets à l'instabilité, de sa direction θ_k par rapport à l'aimantation statique, et de l'ordre n de l'instabilité. Elle apparaît donc pour les modes qui minimisent la valeur seuil du champ micro-onde qui correspond à l'amplitude critique du mode uniforme [40] :

$$h_{\text{seuil},1} = \min_{(k,\theta_k)} \left\{ \frac{\eta_k \omega_p \sqrt{\eta_0^2/4 + (\omega_p - \omega_0)^2}}{\gamma \omega_M \sin(2\theta_k) (\omega_p/2 + \omega_H + \eta k^2)} \right\} \quad (2.53)$$

pour l'instabilité du premier ordre et

$$h_{\text{seuil},2} = \min_{(k,\theta_k)} \left\{ \sqrt{\frac{\eta_k [\eta_0^2/4 + (\omega_p - \omega_0)^2]}{2\gamma^2 \xi_k}} \right\} \quad (2.54)$$

pour l'instabilité du second ordre, ω_p étant la fréquence de pompage du champ micro-onde.

2.2.3.2 Instabilité du premier ordre : absorption subsidiaire

Dans le cas où on peut négliger la dépendance de η_k vis-à-vis de k et θ_k , l'expression (2.53) suggère un seuil le plus bas dans le cas où la pulsation de pompage ω_p est égale à la pulsation ω_0 du mode uniforme et où les magnons à $\pm \mathbf{k}$ sont excités à un angle $\theta_k = \pi/4$. La pulsation des magnons paramétriques doit se situer au-dessus de la limite inférieure ω_H de la bande de magnons dégénérés, *c-à-d.* que pour une pulsation de pompage ω_p donnée, il faut qu'il existe dans la bande de magnons des ondes de spin de fréquence $\omega_p/2$ pour que l'instabilité du premier ordre puisse avoir lieu. Dans le cas d'un ellipsoïde cette condition s'écrit :

$$H_{\text{ext}} < \frac{\omega_p}{2\gamma} + 4\pi N_z M_s \quad (2.55)$$

Pour qu'en plus ω_p puisse être égal à la pulsation du mode uniforme ω_0 , il faut combiner les EQ. (2.15) et (2.55), ce qui donne :

$$\omega_p < 2\omega_M N_{\perp} \equiv \omega_{\text{cr}}. \quad (2.56)$$

Si cette dernière condition est remplie, alors on parle de "coïncidence" de l'absorption subsidiaire, car il est possible d'exciter des magnons uniformes tout en disposant de magnons d'énergie moitiée dans la bande de magnons dégénérés, ce qui permet à l'instabilité de Suhl d'ordre 1 de se mettre en place au-delà du seuil [40]

$$h_{\text{seuil},1} \approx \Delta H_0 \frac{\Delta H_k}{4\pi M_s}, \quad (2.57)$$

où $\Delta H_i = \eta_i/\gamma$, $i = 0, k$.

Si elle n'est pas remplie, il est toujours possible que l'instabilité du premier ordre ait lieu, mais hors résonance, *c-à-d.* pour $\omega_p > \omega_0$. Dans ce cas (représenté à la FIG. 2.13a), le seuil critique d'apparition de l'instabilité est environ deux ordres de grandeur supérieur

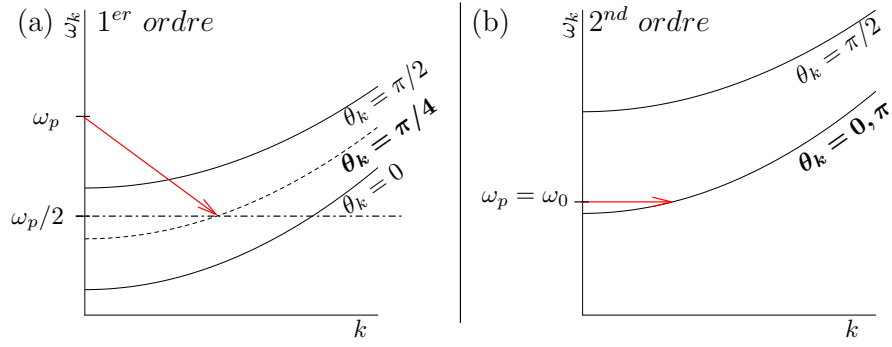


FIG. 2.13: **Relation de dispersion et processus de Suhl.** (a) Premier ordre, quand la condition (2.56) n'est pas vérifiée : à bas champ ($\omega_p > \omega_0$) la première instabilité conduit à l'excitation de magnons à $\omega_p/2$ et $\theta_k = \pi/4$ par des magnons uniformes excités hors résonance à ω_p . Ce processus résulte expérimentalement en une absorption subsidiaire à bas champ. (b) A plus haut champ, lorsque la condition $\omega_p = \omega_0$ est satisfaite, le processus du second ordre devient possible. Deux magnons uniformes excités à la résonance sont annihilés pour créer deux magnons dégénérés à $\theta_k = 0$ et $\theta_k = \pi$. Il en résulte une saturation de la susceptibilité χ'' .

à celui donné à l'EQ. (2.57) car le mode à ω_p , qui nourrit l'instabilité, n'est pas un mode résonnant, et est donc plus difficile à peupler. Expérimentalement, si ω_p est maintenue constante, on observera la résonance du mode uniforme à haut champ, et, en-dessous du champ extérieur donné par l'inégalité (2.55) – pour une puissance micro-onde supérieure au seuil critique – une absorption “subsidiaire”. À la résonance du mode uniforme, c'est dans ce cas l'instabilité du second ordre (cf. §2.2.3.3 suivant) qui est prédominante. Or le cas d'un disque en aimantation perpendiculaire qui sera traité au §4.2 ne vérifie justement jamais (2.56) car $\omega_{cr} \approx 0$. Nous n'étudierons que la saturation prématurée du mode uniforme sur cet échantillon.

2.2.3.3 Instabilité du second ordre : saturation de la résonance principale

L'expression (2.54) suggère un seuil le plus bas dans le cas où la pulsation de pompage ω_p est égale à la fréquence propre ω_0 du mode uniforme et où une paire de magnons avec $\theta_k = 0$ et $\theta_k = \pi$ est créée à la même pulsation que le mode uniforme. De tels magnons sont toujours disponibles (cf. FIG. 2.13b) : plus ω_0 se situera vers le bas de la bande de magnons, plus le vecteur d'onde des magnons excités paramétriquement sera petit, jusqu'à ce qu'il se confonde avec celui du mode uniforme dans le cas limite d'un disque infiniment fin en aimantation perpendiculaire. Le seuil de Suhl pour l'instabilité du second ordre [40],

$$h_{\text{seuil},2} \approx \Delta H_0 \sqrt{\frac{\Delta H_k}{4\pi M_s}}, \quad (2.58)$$

est un ordre de grandeur supérieur à celui de l'instabilité du premier ordre, si celle-ci peut avoir lieu à résonance (EQ. (2.57)). Dans le cas contraire, il est un ordre de grandeur inférieur, et gouverne donc la relaxation dans ce régime de puissance. Au-delà, deux magnons uniformes excités par le champ h sont aussitôt annihilés pour créer une paire de magnons paramétriques, il s'ensuit donc une saturation de la susceptibilité χ'' , qui est une mesure du nombre de ces premiers (où de l'angle de précession uniforme). Cette saturation de la susceptibilité ayant lieu pour des puissances micro-ondes bien plus faibles

que la saturation de la composante longitudinale évoquée au début du §2.2.2, on la qualifie de prématurée.

Pour conclure ce paragraphe sur le seuil de Suhl, notons trois points importants non mentionnés jusqu'ici. Premièrement, la dépendance en fonction de \mathbf{k} (norme et direction) de η_k , omise dans la description ci-dessus, peut justement être étudiée grâce à ces phénomènes d'instabilités d'ondes de spin. La dépendance en fonction du champ extérieur appliqué du mode d'onde de spin qui devient paramétrique et du seuil critique du champ de pompage permet en effet de remonter à ces temps de relaxations [108, 84].

Ensuite, les ondes de spins excitées paramétriquement par les instabilités décrites ci-dessus sont des ondes cohérentes en phase. De fait, les équations couplées (2.48) et (2.49) sont déduites entre autres de cette hypothèse [112]. De même que le mode uniforme présente une cohérence de phase avec l'excitation micro-onde, les magnons paramétriques, qui résultent du pompage précédent, présentent une cohérence de phase avec les magnons uniformes qui les créent. Ceci est radicalement différent d'un effet de température, qui remplit tous les modes de façon incohérente²⁴.

Enfin, un traitement purement quantique permet de retrouver exactement les mêmes seuils critiques que ceux prédits par la théorie de Suhl. Il est d'ailleurs possible de faire une analogie entre les amplitudes u_k et u_{-k}^* des modes d'ondes de spin avec des opérateurs création et annihilation de magnons. En faisant appel à la théorie des perturbations dépendant du temps, White et Sparks [130] ont déduit un critère d'instabilité général pour tous les processus impliquant des magnons et d'autres bosons (magnons, photons ou phonons).

²⁴Deux magnons thermiques individuels, même s'ils font partie du même mode d'onde de spin, ne sont pas en phase l'un avec l'autre.

2.3 Transfert de spin et dynamique de l'aimantation

Il a récemment été réalisé que l'aimantation d'un système magnétique pouvait être manipulée autrement que par un champ magnétique extérieur. Slonczewski et Berger ont indépendamment prédit en 1996 qu'il était possible d'exciter la précession, voire de retourner l'aimantation d'une couche magnétique métallique grâce à un courant polarisé en spin [106, 10]. Depuis cette prédiction, confirmée expérimentalement quelques temps plus tard [117, 77, 128], de nombreux travaux théoriques et expérimentaux tentent de mettre au jour les mécanismes fondamentaux qui sous-tendent ces phénomènes et de réaliser des dispositifs les utilisant. Le but de ce paragraphe est de donner une vue d'ensemble – non exhaustive – de ce domaine.

2.3.1 Transport dépendant du spin

L'excitation de la dynamique de l'aimantation par un courant est une conséquence des propriétés de transport dépendant du spin dans des structures hybrides F/N (F désigne une couche ferromagnétique conductrice, et N une couche de métal normal). L'effet de magnétorésistance géante (GMR) découvert en 1988 [5, 11] – la résistance de telles structures dépend de l'orientation relative des aimantations des couches magnétiques – trouve son origine dans la différence de conductivité des spins “up” (\uparrow) et “down” (\downarrow) dans les métaux ferromagnétiques [17]. Dans sa configuration parallèle (P), la résistance d'une tricouche F/N/F est court-circuitée par le canal de spin de résistance la plus faible, et est donc inférieure à celle dans sa configuration antiparallèle (AP). Cet effet est plus important en géométrie courant perpendiculaire au plan (CPP) qu'en géométrie planaire (CIP), où il existe une résistance parallèle indépendante de la configuration relative des couches²⁵.

Valet et Fert ont développé un modèle [121] qui permet d'interpréter dans le cadre du transport diffusif l'effet GMR en géométrie CPP, conséquence d'un équilibre entre des phénomènes de relaxation et d'accumulation de spin. Cette dernière notion, ainsi que celle de polarisation, est importante pour l'effet de transfert de spin. Considérons une interface entre un métal ferromagnétique F et un métal normal N (*cf.* FIG. 2.14). Dans F, le canal majoritaire (par exemple up) transporte plus de courant que le minoritaire. Dans N par contre, les deux canaux de spin transportent autant de courant. Il faut donc que les deux canaux se rééquilibrent à l'interface, ce qui n'est possible qu'à l'échelle de la longueur de diffusion de spin λ_{sf} , qui dépend du temps de vie d'un spin, et qui est plus long dans N que dans F (il existe moins de processus de collisions affectant le spin dans N que dans F). Il se crée donc une zone d'accumulation de spin à l'interface F/N, où les spins up en provenance de F s'accumulent tandis que les spins down de N sont en déficit. Ceci entraîne une levée de dégénérescence des potentiels chimiques, $\mu_{\uparrow} \neq \mu_{\downarrow}$, et l'établissement de courants de diffusion de spin de signes opposés, j_{\uparrow} et j_{\downarrow} . La polarisation en spin du courant est $P = (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) / (j_{\uparrow} + j_{\downarrow})$, et varie d'une valeur maximale dans F loin de l'interface (de l'ordre de 50% pour Fe, Co, Ni), à 0%, sa valeur au sein de N. La détermination de la polarisation en spin du courant et des courants de spin nécessite l'introduction de résistances d'interfaces dépendant du spin [121], qui peuvent être mesurées expérimentalement [83].

²⁵En CIP, la longueur pertinente est le libre parcours moyen λ_m des électrons, ce qui limitatif par rapport à la géométrie CPP, où c'est la longueur de diffusion de spin $\lambda_{sf} \gg \lambda_m$ qui entre en jeu (en moyenne, moins d'une collision sur dix affecte le spin de l'électron dans un métal normal).

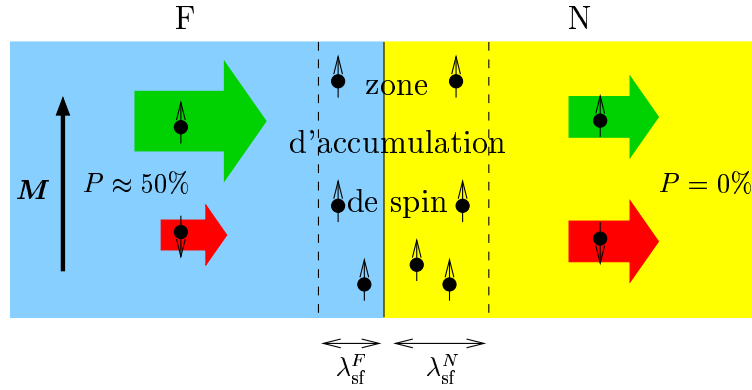


FIG. 2.14: **Accumulation de spin.** Dans une bicouche F/N, le déséquilibre entre les canaux de spin à l'interface y entraîne l'existence d'une zone d'accumulation de spin (pour le sens du courant représenté ici, ce sont les spins up qui s'accumulent).

Notons que λ_{sf} , qui donne l'échelle de longueur de la décroissance la composante longitudinale (*c-à-d.* $\parallel \mathbf{M}$) du spin des électrons, est de l'ordre de la dizaine de nanomètres dans un métal ferromagnétique [27] et peut atteindre plusieurs centaines de nanomètres dans un métal normal comme le Cuivre²⁶ [87]. Par contre, la composante transverse (*c-à-d.* $\perp \mathbf{M}$) du spin s'atténue beaucoup plus vite, sur une longueur de l'ordre de $\lambda_{sc} \approx \pi / |k_F^\uparrow - k_F^\downarrow|$ – où k_F^\uparrow et k_F^\downarrow sont les vecteurs d'onde au niveau de Fermi – soit un ou deux nanomètres seulement pour Fe, Co et Ni. Un électron de conduction entrant dans F avec une composante transverse et une énergie définies n'est en effet pas dans un état propre de vecteur d'onde défini, mais dans une superposition linéaire d'états, $|\psi(r, t)\rangle = a_\uparrow(r, t) |k_F^\uparrow\rangle + a_\downarrow(r, t) |k_F^\downarrow\rangle$. Les coefficients a_\uparrow et a_\downarrow oscillent en fonction de la position, ce qui est équivalent à une précession des spins autour du champ d'échange H_{sd} [116]. Si l'on considère un grand nombre d'électrons de conduction pénétrant dans F avec une composante transverse, celle-ci disparaît donc rapidement du fait de la décohérence de ces oscillations (si la section de F est suffisamment grande, il existe un grand nombre de modes de longueurs de précession distinctes possibles). Cette précession du spin des électrons de conduction autour des moments locaux a été observée expérimentalement²⁷ [127]. Soulignons également que cette dernière est beaucoup plus rapide que la précession des moments localisés de l'aimantation \mathbf{M} autour du champ effectif, typiquement de l'ordre de 1 Tesla comme vu au §2.1), alors que le champ d'échange est d'environ 1000 Teslas, ce qui permet de traiter séparément le mouvement des spins des électrons de conduction et celui des moments locaux²⁸.

2.3.2 Transfert de spin

2.3.2.1 Modèle du transfert de spin

L'effet de transfert de spin est en quelque sorte l'effet inverse de l'effet GMR CPP. Pour ce dernier, nous venons de voir que l'orientation relative des couches magnétiques

²⁶Plus la masse atomique d'un métal est faible et ses électrons de conduction pauvres en électrons d , plus grande est λ_{sf} .

²⁷Les spins polarisés injectés dans le ferromagnétique étant "chauds", *c-à-d.* d'énergie bien plus élevée que l'énergie de Fermi.

²⁸Approximation adiabatique ou de Born-Oppenheimer.

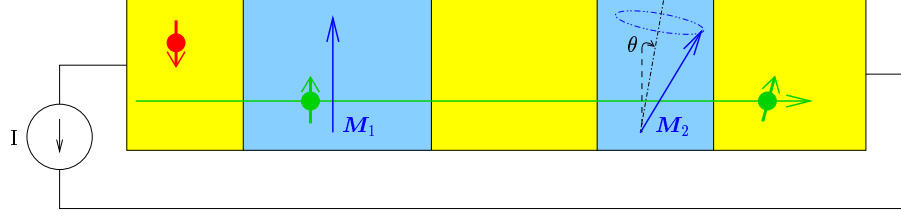


FIG. 2.15: **Principe du transfert de spin.** Un courant polarisé par une première couche magnétique produit un couple sur une deuxième couche légèrement désorientée, dont l'aimantation peut alors entrer en précession.

influe sur les propriétés du courant qui traverse une tricouche F/N/F. Le transfert de spin consiste à utiliser au contraire un courant polarisé en spin pour agir sur la configuration de l'aimantation.

Considérons comme Slonczewski une structure F1/N/F2 schématisée à la FIG. 2.15, soumise à un courant $I > 0$ tel que les électrons se déplacent de la couche d'aimantation \mathbf{M}_1 vers celle d'aimantation \mathbf{M}_2 , désorientée d'un angle θ par rapport à la première. La première couche joue le rôle de couche polarisante pour le courant, tandis que la seconde joue celui de couche libre, sensible au courant de spin. Si l'épaisseur de la couche intermédiaire N est suffisamment faible devant λ_{sf}^N , la polarisation \mathbf{P} du courant incident conserve une composante transverse par rapport à \mathbf{M}_2 . Celle-ci va donc s'aligner avec \mathbf{M}_2 lors de la traversée de F2, et un électron de conduction gagner un moment $\Delta\mathbf{m}$. Par conservation du moment cinétique global, chaque électron transmet donc $-\Delta\mathbf{m}$ à l'aimantation²⁹, ce qui est équivalent à un couple dont seule la composante perpendiculaire à \mathbf{M}_2 est efficace pour la faire tourner. L'expression finale du couple de transfert de spin agissant sur l'aimantation \mathbf{M}_2 est [106] :

$$\Gamma_{ST} = -\gamma \frac{\hbar}{2} \frac{JP}{\mu_0 M_s^2 |e| t} [\mathbf{M}_2 \times (\mathbf{M}_2 \times \mathbf{p})], \quad (2.59)$$

où $J = I/\sigma$ est la densité de courant traversant la couche F2 de surface σ , P la polarisation du courant³⁰ orientée selon le vecteur unitaire \mathbf{p} , e la charge de l'électron, et t l'épaisseur de la couche. Si $J, P > 0$, ce couple tend donc à aligner \mathbf{M}_2 avec \mathbf{p} , qu'on peut supposer parallèle à \mathbf{M}_1 .

En présence d'un courant polarisé traversant une couche métallique d'aimantation \mathbf{M} , l'EQ. (2.4) du mouvement devient donc :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \frac{\mathbf{M}}{M_s} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} - \gamma \frac{\hbar}{2} \frac{JP}{\mu_0 M_s^2 |e| t} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{p})], \quad (2.60)$$

qui peut se mettre sous la forme suivante si on suppose \mathbf{p} et \mathbf{H}_{eff} alignés [37] :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma H^* (\mathbf{m} \times \mathbf{p}) - \gamma \alpha^* H^* [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p})], \quad (2.61)$$

où on a introduit le vecteur unitaire $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ de l'aimantation, et les quantités

²⁹C'est ici qu'intervient le "transfert" de spin.

³⁰ \mathbf{P} dépend en norme et en direction de l'angle θ entre les couches.

suivantes :

$$H^* = H_{\text{eff}} - \frac{\alpha C J}{\gamma} \quad (2.62a)$$

$$\alpha^* = \alpha + (1 + \alpha^2) \frac{C J}{\gamma H^*} \quad (2.62b)$$

$$C = \frac{\gamma \hbar P}{2\mu_0 M_s |e| t}. \quad (2.62c)$$

H^* contient le champ effectif introduit au §2.1 et une contribution induite par le courant polarisé. Cette dernière peut cependant être négligée dans la mesure où même pour de très fortes densités de courant ($\gtrsim 10^8$ A/cm²), elle reste 2 à 3 ordres de grandeur inférieur au champ effectif pour les paramètres typiques des couches magnétiques étudiées³¹. D'où

$$H^* \approx H_{\text{eff}} \quad (2.63a)$$

$$\alpha^* \approx \alpha + \frac{C J}{\gamma H_{\text{eff}}}, \quad (2.63b)$$

et le couple de transfert de spin est donc dans ce modèle colinéaire au couple d'amortissement de Gilbert. Suivant le signe du courant, il peut s'ajouter ($J > 0$) ou s'opposer ($J < 0$) à ce dernier, dont l'intensité est pilotée par le paramètre α .

C'est cette dernière propriété qui permet de manipuler l'aimantation grâce à un courant polarisé. Il existe en effet un courant critique permettant de compenser totalement l'amortissement, de l'ordre de $J_c \approx 10^7$ A/cm², et qui peut donc déstabiliser l'aimantation de la couche soumise au couple de transfert de spin. Cette déstabilisation peut avoir des conséquences variées en fonction des conditions expérimentales. Dans un système de type tricouche comme schématisé à la FIG. 2.15, \mathbf{M}_2 s'alignera parallèlement ou antiparallèlement à \mathbf{M}_1 (selon le signe du courant, et la configuration initiale des couches) si le champ extérieur est faible, ou entrera en précession autour du champ effectif si le champ extérieur est trop élevé pour permettre son retournement complet. Il est en fait possible d'étudier le diagramme de phase d'un tel système dans le plan (J, H_{ext}).

2.3.2.2 Autres modèles

Une autre façon de voir le phénomène de transfert de spin est celle adoptée par Berger, qui a prédit la possibilité d'émission d'ondes de spin cohérentes grâce à un courant polarisé dans une structure F1/N/F2. Cette notion de SWASER³² est introduite en considérant que sous certaines conditions (les mêmes seuils de courant critique que ceux décrits précédemment étant retrouvés), il y a création de magnons dans la couche F2 lorsque les spins des électrons de conduction polarisés par F1 se réalignent avec F2. Notons ici l'originalité du phénomène, *c-à-d.* la génération d'un mouvement de l'aimantation à des fréquences micro-ondes grâce à un courant continu, contrairement par exemple à la résonance ferromagnétique qui nécessite une excitation elle-même dans la gamme micro-onde pour induire la précession de l'aimantation.

Depuis les premières prédictions de Slonczewski et Berger, nombres de modèles théoriques ont vu le jour. La principale difficulté pour le calcul des courants critiques est la

³¹ $\mu_0 M_s \approx 1$ T, $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-3}$, $P \approx 0.5$ et $t \approx 5$ nm.

³²Acronyme pour "Spin Waves Amplification by Stimulated Emission of Radiation", choisi pour la similitude du phénomène avec celui de LASER.

différence de comportement entre la composante longitudinale et la composante transverse du spin des électrons de conduction. La première relaxant lentement, c'est un modèle diffusif qui s'adapte le mieux à la description de ses courants de spin. La seconde relaxe au contraire très vite aux interfaces, et la diffusion de la composante transverse doit être traitée balistiquement. La difficulté du problème est donc de concilier ces deux descriptions, d'autant plus que la composante longitudinale du spin dans le repère de la couche F1 est partiellement transverse dans celui de F2, et vice-versa [37]. Citons le modèle de Waintal *et coll.* [123], purement balistique, qui introduit les coefficients dépendants du spin aux interfaces et permet de calculer la polarisation $P(\theta)$, le modèle diffusif de Zhang *et coll.* [135], et les modèles de Stiles *et coll.* [111] et Fert *et coll.* [31], qui proposent un traitement diffusif à l'intérieur des couches et balistique pour les effets d'interfaces et de précession.

Le phénomène de transfert de spin peut également être étudié dans d'autres systèmes que les tricouches F1/N/F2. Mentionnons par exemple un modèle microscopique qui traite du même pied les propriétés magnétiques et de transport dans le hamiltonien d'un nano-aimant [124], et qui permet de calculer le diagramme de phase du système où apparaissent des régions de tristabilité³³. Il a également été prédit [85, 110] et observé [81] qu'une couche ferromagnétique simple N1/F/N2 pouvait être le siège d'excitations induites par le courant, une certaine asymétrie des longueurs de diffusion de spin dans les contacts N1 et N2 étant alors requise. Notons enfin que le déplacement d'une paroi de domaine par un courant continu [38] est également une conséquence du phénomène de transfert de spin [115, 125].

2.3.2.3 Pompage de spin

Nous avons vu qu'un courant polarisé permet d'exciter la dynamique de l'aimantation dans une couche métallique magnétique. L'effet inverse, à savoir l'émission d'un courant de spin \mathbf{I}_s induite par la précession de l'aimantation dans un ferromagnétique F en contact électrique avec un métal normal N, est également possible. On peut montrer que [116]

$$\mathbf{I}_s = \frac{\hbar}{4\pi} \left(\mathcal{A}_r^{\uparrow\downarrow} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \mathcal{A}_i^{\uparrow\downarrow} \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right), \quad (2.64)$$

où les coefficients $\mathcal{A}_{r,i}^{\uparrow\downarrow}$ déterminent l'amplitude du pompage de spin. Cette émission de spin par F dans N, même en l'absence de courant continu appliqué, a plusieurs implications importantes. Elle entraîne en effet l'apparition d'une accumulation de spin aux interfaces, qui peut créer un couple qui s'oppose à l'effet qui l'a créé, à savoir la précession de l'aimantation. Ceci a pour conséquence d'augmenter la dissipation dans une couche mince F en contact avec des couches N. En quelque sorte, N agit comme un "puits" à spins en absorbant ceux en provenance de F. Il est possible d'étudier expérimentalement la dépendance de la largeur de raie en RFM en fonction des paramètres qui pilotent cet effet (épaisseur de F et N, métal normal N utilisé) [74].

Dans des systèmes de bicouches F1/N/F2, un couplage dynamique entre couches s'ajoute à ce phénomène. Contrairement au couplage statique de type RKKY entre deux couches ferromagnétiques séparées par un métal normal [16], le couplage dont il est question ici est intrinsèquement dynamique et de beaucoup plus longue portée (gouvernée par

³³L'aimantation pouvant être orientée dans un sens ou dans l'autre le long d'un axe d'anisotropie, où être dans un état précessionnel.

la longueur de diffusion de spin λ_{sf}). L'équation du mouvement des aimantations \mathbf{m}_1 et \mathbf{m}_2 des couches prend alors la forme suivante [116] :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}_i}{dt} = & -\gamma_i \mathbf{m}_i \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff},i} + \frac{B\mathbf{m}_j}{M_{s,i}d_i} \right) + \alpha_i \mathbf{m}_i \times \frac{d\mathbf{m}_i}{dt} \\ & + \alpha'_i \left(\mathbf{m}_i \times \frac{d\mathbf{m}_i}{dt} - \mathbf{m}_j \times \frac{d\mathbf{m}_j}{dt} \right), \end{aligned} \quad (2.65)$$

où $(i, j) = (1, 2), (2, 1)$. Les α'_i dépendent en particulier des $\mathcal{A}_{r,i}^{\uparrow\downarrow}$ introduits plus haut, B est la constante du couplage d'Heisenberg (qui tend à aligner les couches parallèlement ou antiparallèlement), et d_i l'épaisseur de la couche i . Dans le membre de droite, on reconnaît successivement les termes gyroscopiques, de couplage statique entre couches, d'amortissement de Gilbert, de pompage de spin, et de couplage dynamique. Ce dernier a été observé expérimentalement pour la première fois par Hervé Hurdequint, sur des multicouches Fe/Ag [48, 49]. Plus récemment Bret Heinrich *et coll.* l'ont également observé sur un système Fe/Au/Fe [43].

Ce phénomène de pompage de spin est également responsable de la forte augmentation du signal de la résonance électronique des électrons de conduction dans des couches métalliques implantées d'ions magnétiques [75, 47] et à l'interface de systèmes bicouches N/F [103]. Dans le premier cas, les impuretés magnétiques qui précèdent se couplent fortement aux électrons de conduction grâce à l'émission d'un courant de spin, tandis que dans le deuxième, il est possible d'observer directement le couplage entre la résonance des électrons de conduction du métal normal et la résonance ferromagnétique.

2.3.3 Expériences de transfert de spin

L'amplitude du courant critique estimé au §2.3.2.1 pour une tricouche F1/N/F2 impose quelques contraintes sur la réalisation d'échantillons susceptibles de présenter des propriétés de transfert de spin. L'application de fortes densités de courant est en effet moins dommageable sur des échantillons de petite section (quelques centaines de nanomètres de diamètre), où les effets d'échauffement sont minimisés³⁴ et les courants à atteindre de quelques mA. De plus, de faibles tailles latérales minimisent également le champ magnétique statique créé par le courant³⁵ dans le plan des couches, sans rapport avec le transfert de spin. Rappelons aussi que ce dernier est un effet d'interface, et que le couple de Slonczewski est inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche, d'où l'intérêt d'utiliser une couche très fine pour la couche libre (quelques nanomètres d'épaisseur). Précisons enfin que du fait de leur dépendance antisymétrique en fonction du signe du courant (*cf.* EQ. (2.59)), les effets de transfert de spin peuvent être identifiés sans ambiguïté.

En conséquence de ces considérations et du fait que le courant doit être appliqué perpendiculairement au plan des couches, deux types de géométrie ont été adoptés par les expérimentateurs. Dans celle du "contact ponctuel" une pointe métallique très fine (quelques dizaines de nm) est mise directement en contact avec une multicouche et permet

³⁴Ce qui limite également les phénomènes d'interdiffusion entre couches.

³⁵Souvent appelé champ d'Oersted ou d'Ampère, il est orthoradial pour un courant perpendiculaire au plan des couches, d'intensité $B = 2\mu_0 r J$ proportionnelle au rayon de l'échantillon et à la densité de courant.

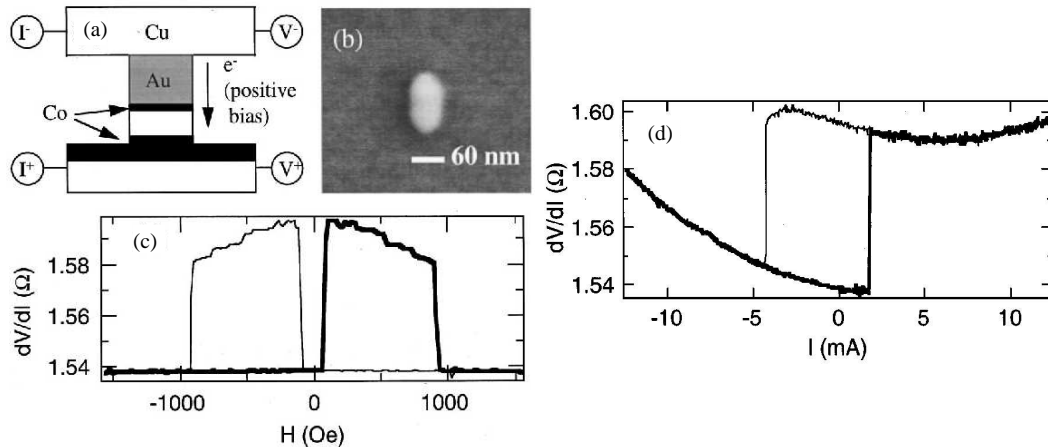


FIG. 2.16: **Retournement de l'aimantation par transfert de spin.** (a) Schéma du pilier utilisé pour l'expérience. La couche libre (2.5 nm) et la couche polarisante (40 nm) en Cobalt sont séparées par une faible épaisseur de Cuivre (6 nm). (b) Image MEB du pilier, de forme latérale elliptique 120 nm × 60 nm. (c) Courbe GMR du pilier : le champ magnétique extérieur est utilisé pour contrôler l'orientation relative des couches aimantées. Les états parallèles (P) et antiparallèles (AP) correspondent respectivement aux états de résistance bas et hauts. (d) Courbe de retournement par transfert de spin (à champ appliqué nul) : le courant continu traversant le pilier est utilisé pour stabiliser les états P ou AP. Le courant critique de retournement correspond à une densité de courant de l'ordre de 10^7 A/cm². Figure extraite de [2].

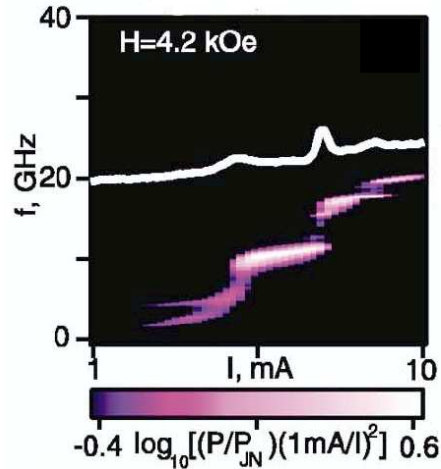
d'y injecter de fortes densités de courant. Dans celle du “pilier”, un procédé de lithographie électronique permet de définir une section de forme généralement ellipsoïdale et de dimensions latérales de l'ordre de la centaine de nm et de prendre un contact électrique permettant d'y injecter le courant.

2.3.3.1 Retournement par transfert de spin

La FIG. 2.16 présente une expérience typique de retournement de l'aimantation dans un pilier par transfert de spin. L'effet du courant polarisé sur la configuration magnétique du pilier (courbe (d)) est mesuré grâce à l'effet de GMR : la résistance du pilier est minimale dans la configuration parallèle (P), et maximale dans sa configuration antiparallèle (AP) (courbe (c)). Avec les conventions de signe indiquées sur le schéma (a), un fort courant négatif stabilise la configuration P. Quand il est augmenté, il existe un courant critique ($\approx +2$ mA) au-delà duquel la configuration AP devient plus stable. Un phénomène hystérétique est observé lorsque le courant est diminué depuis de fortes valeurs positives, la configuration P redevenant stable en-dessous de -4.5 mA environ.

L'équipe de Ralph (Cornell University), à l'origine des premières mesures sur ce type de piliers [57] a été suivie depuis par plusieurs autres groupes. De nombreux travaux sur la dépendance du courant de retournement en fonction du champ appliqué (*cf.* par exemple [39, 80]) et sur l'étude de zones de bistabilité dans le diagramme de phase (J , H_{ext}) (bruit télégraphique, [119]) ont été menés.

FIG. 2.17: **Génération d'ondes de spin par un courant polarisé.** L'échantillon étudié est un pilier $\text{Co}(40\text{nm})/\text{Cu}(10\text{nm})/\text{Py}(3\text{nm})$ de section $130\text{ nm} \times 70\text{ nm}$, et le champ est appliqué perpendiculairement à la tricouche. Pour certaines valeurs de courant, la courbe dV/dI (en blanc) présente des pics réversibles, correspondant à un état précessionnel de la couche libre de Permalloy. En suivant les variations de tension aux bornes du pilier grâce à un analyseur de spectre, il est possible de mesurer la fréquence des oscillations et la puissance émise. Figure extraite de [59].



2.3.3.2 Génération d'ondes de spin par un courant DC

Un courant polarisé en spin peut également favoriser un état où le régime stationnaire correspond à une précession de l'aimantation. Expérimentalement [117] ceci se traduit par l'apparition de pics réversibles³⁶ en courant dans les courbes dV/dI en fonction de I à H_{ext} constant, à comparer avec les sauts irréversibles observés dans les expériences de retournement (*cf.* FIG. 2.16(d)). Il est possible de suivre directement les variations de tension dues à la précession de l'aimantation grâce à l'effet GMR et à un analyseur de spectre [60, 92], ce qui permet de remonter à la fréquence des oscillations et à la puissance micro-onde émise.

La FIG. 2.17 présente le spectre d'excitations d'un pilier en aimantation perpendiculaire (le champ appliqué est constant) en fonction du courant. On voit que différents modes sont excités en fonction de l'intensité du courant polarisé. Il est également possible de suivre la dynamique de l'aimantation induite par transfert de spin directement dans l'espace réel, grâce à des mesures résolues en temps, comme démontré récemment par le groupe de Ralph [65].

Il a également été prouvé expérimentalement par Tsoi *et coll.* [118] que la génération d'ondes de spin dans une géométrie de type contact ponctuel est une émission cohérente pouvant se coupler avec une excitation micro-onde indépendante. Une équipe du NIST a de plus récemment montré qu'il était possible de synchroniser deux oscillateurs du type précédent [53].

Ajoutons enfin qu'il existe de nombreux travaux de simulations qui tentent de reproduire, avec un certain succès, les diagrammes de phase observés expérimentalement. Elles incorporent le couple de transfert de spin à l'équation du mouvement et utilisent une approximation de macrospin pour décrire l'aimantation de la couche libre [96, 131], ou bien un calcul micromagnétique [76].

³⁶Ces pics réversibles ne sont cependant pas une signature univoque d'un état précessionnel, puisque par exemple le bruit télégraphique se manifeste de la même manière.

2.3.4 Questions ouvertes

Malgré les progrès théoriques et expérimentaux depuis la prédiction par Slonczewski et Berger du phénomène de transfert de spin, plusieurs questions restent ouvertes et sont en cours d'exploration :

- Les règles de sélection, *c-à-d.* l'excitation par l'injection d'un courant polarisé de modes propres du système constitué par le nano-pilier ou le contact ponctuel, ne sont pas connues. Si les fréquences de résonance observées s'accordent assez bien avec celle du mode uniforme et ses harmoniques [60] dans certaines zones du diagramme de phase (J, H_{ext}) , il s'avère néanmoins que les modes excités peuvent être plus complexes comme des expériences sur des piliers [58] et des simulations micro-magnétiques [76] semblent l'indiquer. En particulier, les mécanismes microscopiques du transfert de spin, identifiés comme des effets d'interface, ne sont pas encore bien compris. Notons de plus que les géométries de type contact ponctuel ou couche ferromagnétique simple N1/F/N2 présentent d'importantes différences avec celle du nano-pilier qu'il faut prendre en compte pour décrire les mécanismes d'émission d'ondes de spin [105, 85].
- Les modes propres d'objets aussi petits que les nano-piliers (ou aussi fins que les couches libres épaisses seulement de quelques nanomètres) sont mal connus. Leurs calculs théoriques se heurtent à des difficultés reposant entre autres sur la définition de conditions aux limites précises [41]. Les simulations des excitations de tels systèmes [72] dépendent également crucialement des détails de la géométrie, des conditions de bord, des interfaces, et doivent *a priori* prendre en considération des termes tels que ceux du pompage de spin (*cf.* EQ. (2.65)). Les expériences enfin sont limitées par la sensibilité nécessaire à l'étude des excitations dans le régime linéaire de nano-objets, ou bien aux difficultés d'interprétation relatives à l'étude d'une collection de tels systèmes, même dans le régime quasi-statique [73].
- De même, la relaxation dans les nano-piliers reste à étudier. Les effets de taille finie, de pompage de spin aux interfaces N/F et de couplage entre couches altèrent en effet la dynamique et la relaxation de ces systèmes. Rappelons que cette dernière est un paramètre crucial pour la détermination des courants critiques au-delà desquels l'excitation d'ondes de spin se met en place.
- Enfin, les effets non linéaires, qui deviennent importants dès que l'angle de précession dépasse des valeurs de quelques degrés (*cf.* §4.2), ont une grande influence dans les phénomènes de relaxation de films minces métalliques [26] et de retournement [97]. Le fait que les angles de précession atteints dans les expériences soient importants (plusieurs dizaines de degrés [60]) implique que les effets non linéaires doivent être pris en compte dans la description du mécanisme de génération d'ondes de spin par un courant continu et dans les calculs des fréquences de résonance et des largeurs de raie des modes excités [90, 105].

Notons pour conclure que les résultats expérimentaux mettant en évidence de la génération d'ondes de spin par un courant continu ont été tous obtenus dans le cadre de mesures de transport, où l'effet GMR est utilisé pour détecter la précession de l'aimantation. De plus, il n'existe pas de mesure expérimentale ayant permis la comparaison directe entre les excitations dues à un champ hyperfréquence et celles dues à un courant polarisé en spin sur un même dispositif, qu'il soit de type nano-pilier ou contact ponctuel.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, on décrit le dispositif expérimental utilisé pour ce travail de thèse. On présente dans une première partie les principes de la Microscopie de Force à Résonance Magnétique (MRFM) qui en font une technique de choix pour étudier la résonance ferromagnétique de petits objets individuels. Dans une deuxième partie, on rentre dans les détails de l'optimisation de l'expérience en vue de son utilisation pour la détection du signal RFM d'un dispositif à vanne de spin. Enfin, on présente dans une dernière partie des précisions sur les conditions expérimentales mises en oeuvre pour l'étude des échantillons présentée au chapitre 4.

3.1 La Microscopie de Force à Résonance Magnétique

3.1.1 Brève historique

3.1.1.1 Détection standard de la résonance magnétique

La résonance magnétique est classiquement détectée par une mesure de puissance micro-onde absorbée. Un excitateur micro-onde¹ est utilisé pour générer le champ micro-onde h au niveau de l'échantillon à la fréquence f_0 , le champ extérieur H_{ext} balayé, et la puissance absorbée, proportionnelle à la composante transverse de l'aimantation (*cf.* EQ. (2.9)), mesurée par un détecteur quadratique (diode micro-onde), qui délivre en sortie une tension DC fonction de la puissance micro-onde reçue en entrée. Cette mesure donne accès à la composante transverse de l'aimantation, et permet de remonter au temps de relaxation transverse T_2 , différent du temps de relaxation en énergie T_1 dans le cas général. La sensibilité de ce type de détection dépend donc de sa capacité à détecter de faible variation de la puissance absorbée, qui dépend du volume de l'échantillon excité, de l'amplitude du champ micro-onde h et de la susceptibilité de l'échantillon (ou de son temps de relaxation transverse). C'est pourquoi les excitateurs bénéficiant de grands facteurs de remplissage (rapport entre volumes de l'échantillon excité et où le champ micro-onde est appliqué) sont les dispositifs les plus sensibles pour ce type de détection.

3.1.1.2 Idée de la détection mécanique

La première détection mécanique de la composante longitudinale de l'aimantation a été effectuée en 1956 par Evans sur un système de spins paramagnétiques [29]. En utilisant un dispositif du type balance de Faraday, et en se plaçant à la saturation de la résonance, il a ainsi pu mesurer la faible susceptibilité nucléaire statique de différents composés à température ambiante. Un fort gradient de champ magnétique statique au niveau de l'échantillon étant nécessaire à l'existence d'une force mécanique sur le dispositif de détection, la résolution de cette technique est *a priori* très faible, ce qui a semblé rédhibitoire à Evans². De plus, elle nécessite des détections très sensibles, ce qui explique qu'elle n'ait pas été développée à cette époque, pourtant très prolifique pour la résonance magnétique.

La mesure de la composante longitudinale de l'aimantation est intéressante puisqu'elle donne accès au nombre total de magnons excités par le champ micro-onde appliqué, et au temps de relaxation en énergie du système [63]. Elle est donc complémentaire de la mesure transverse. Néanmoins, si θ est l'angle de précession de l'aimantation, et si pour la simplicité du propos on raisonne dans le cadre de l'équation LLG, la composante longitudinale de l'aimantation ($\propto \cos \theta \approx \theta^2/2$) est nettement inférieure à la composante transverse ($\propto \sin \theta \approx \theta$).

Avec le développement des microscopies de champ proche³ et de l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) dans les années 1980, la détection de la composante longitudinale

¹Généralement un résonateur pour bénéficier d'une meilleure efficacité de l'excitation.

²"However, it is unlikely to have any practical importance, since an inhomogeneous field is necessary and therefore the resolution is excessively low." [29].

³Microscopie à Force Atomique (AFM), puis Microscopie à Force Magnétique (MFM).

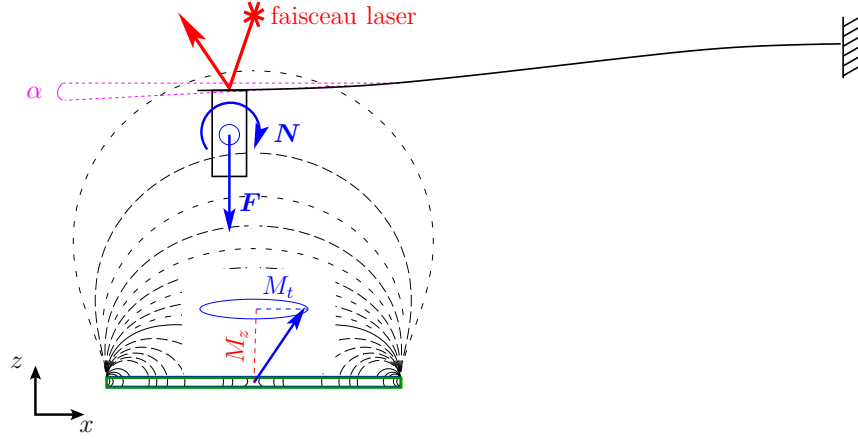


FIG. 3.1: **Mécanisme de couplage.** La sonde magnétique, située à l'extrémité du levier, se couple aux variations du champ de fuite de l'échantillon dues à la précession de l'aimantation à résonance. La déflexion du levier est détectée optiquement.

de l'aimantation a été de nouveau envisagée. Sidles a ainsi suggéré que coupler mécaniquement un micro-levier de Microscopie à Force Magnétique à la composante longitudinale de l'aimantation pour détecter la résonance magnétique pouvait être plus sensible qu'une détection classique [102]. La force étant dans ce cas proportionnelle au gradient, il est en effet possible d'augmenter fortement la résolution spatiale sans détérioration de la sensibilité. L'équipe de Dan Rugar (IBM Almaden) a ainsi détecté pour la première fois en 1992 un signal de RMN par MRFM [95], tandis que celle de Phil Wigen et Chris Hammel, en 1996, mesurait par la même technique un signal de RFM⁴ [136].

3.1.2 Principes de la détection mécanique

La FIG. 3.1 illustre le principe de la détection mécanique de la résonance ferromagnétique. Une sonde magnétique située à l'extrémité du micro-levier est placée dans le champ de fuite de l'échantillon. Pour une aimantation \mathcal{M} uniforme dans le volume de la sonde, l'interaction statique entre la sonde et l'échantillon donne lieu à une force et un couple qui s'exercent sur la sonde :

$$\mathbf{F} = \oint_{S_{\text{sonde}}} \mathbf{B} (\mathcal{M} \cdot \mathbf{n}) dS, \quad (3.1a)$$

$$\mathbf{N} = \int_{V_{\text{sonde}}} (\mathcal{M} \times \mathbf{B}) dV, \quad (3.1b)$$

où $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{éch}}$ est la somme des inductions dues au champ appliqué et au champ de fuite de l'échantillon, V_{sonde} le volume de la sonde, et S_{sonde} sa surface de vecteur normal \mathbf{n} .

Lorsqu'une résonance ferromagnétique est excitée dans l'échantillon, la composante transverse M_t s'accompagne d'une diminution de la composante longitudinale ΔM_z de l'aimantation. Ceci change le champ de fuite de l'échantillon, donc l'interaction avec le

⁴Dans la suite, l'acronyme FMRFM désignera la technique de Microscopie de Force à Résonance FerroMagnétique, utilisée pour ce travail de thèse.

levier et par conséquent la déformation de ce dernier, détectée optiquement. La fréquence de résonance des leviers utilisée, dans la bande audio (kHz), est très inférieure aux fréquences de précession de l'aimantation (GHz), le couplage entre l'échantillon et le levier est donc purement statique : ce dernier ne se couple qu'à la diminution longitudinale M_z , pas à la composante transverse M_t . Il est néanmoins possible et profitable de moduler la puissance micro-onde à la fréquence de résonance $f_c = \omega_c/2\pi$ du levier puisque dans ce cas l'amplitude de vibration du levier est amplifiée par son facteur de qualité Q . La technique de modulation de source, où l'amplitude du champ micro-onde est modulée de la façon suivante :

$$h(t) = h_0 e^{i\omega_0 t} \left\{ 1 + \frac{\epsilon}{2} \cos(\omega_c t) - \frac{\epsilon}{2} \right\}, \quad (3.2)$$

ϵ étant la profondeur de modulation et $\omega_0/(2\pi)$ la fréquence micro-onde, est donc souvent utilisée. Elle n'influe absolument pas sur la forme du signal RFM car la période de modulation, $T = 1/f_c$, est très grande devant les temps de relaxation T_1 et T_2 du système ferromagnétique étudié.

3.1.3 Performances

Cette technique de MRFM possède trois avantages essentiels par rapport aux autres techniques de détection de la résonance ferromagnétique :

- Elle offre une grande sensibilité qui trouve son origine dans les valeurs élevées des facteurs de remplissage que l'on peut atteindre en approchant une sonde magnétique adaptée au-dessus de l'échantillon que l'on veut étudier, et dans la qualité de l'oscillateur utilisé pour la détection, le micro-levier, qui permet la détection de forces extrêmement faibles.
- Elle permet une mesure de la relaxation intrinsèque car la quantité mesurée est ΔM_z , proportionnelle au nombre total de magnons excités, et donc à l'énergie stockée dans le système magnétique.
- Elle permet de faire de l'imagerie locale, puisqu'elle dérive d'une technique de champ proche qui permet de déplacer la sonde au-dessus de l'échantillon.

3.1.3.1 Sensibilité

La limite de détection de la MRFM est, comme pour toute technique de champ proche utilisant un micro-levier, son mouvement brownien. Le levier est en effet un oscillateur harmonique couplé au bain thermique ambiant, et le théorème d'équipartition de l'énergie donne la valeur du bruit thermomécanique de levier. Ainsi, en l'absence de toute force extérieure, le levier vibre avec une amplitude moyenne $x_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle}$ telle que l'énergie cinétique moyenne $E_c = kx_{rms}^2/2$ associée à ces vibrations thermiquement excitées soit égale à $k_B T/2$, k_B étant la constante de Boltzmann et T la température. La valeur de la force minimale que ce type de détection peut détecter est :

$$F_{min} = \sqrt{\frac{4k_B T k_B}{\omega_c Q}}, \quad (3.3)$$

où k est la constante de raideur du levier, $\omega_c = 2\pi f_c$ sa pulsation propre, Q son facteur de qualité et B la bande passante dans laquelle la mesure est effectuée. Ce sont par conséquent les paramètres importants à contrôler dans le but de diminuer la force minimale détectable.

Le développement de micro-leviers performants (faible constante de raideur, grand facteur de qualité et fréquence de résonance audio) permet aujourd’hui de détecter des forces de l’ordre de l’attoNewton [94]. Il faut néanmoins travailler à basse température et intégrer le signal sur de longues durées. Il en résulte la complexification du dispositif utilisé, qui en plus des contraintes inhérentes aux techniques de champ proche, devra être extrêmement stable à basse température.

Il est également important de maximiser le couplage entre la sonde et l’échantillon (EQ. (3.1a)) en choisissant une sonde de fort moment magnétique et adapté à la taille de l’échantillon, comme cela sera montré au §3.2.2. C’est d’ailleurs cette possibilité de choisir un facteur de remplissage élevé même pour de très petits échantillons qui en fait une technique plus performante que les techniques classiques. Une analyse dimensionnelle démontre [62] en effet que les leviers sont de meilleurs détecteurs que les bobines⁵ pour des tailles d’échantillon inférieures à quelques dizaines de microns.

Ces challenges ont été relevés récemment par l’équipe de Dan Rugar, qui a montré qu’il était possible de détecter le signal de résonance d’un seul spin (RPE) en utilisant un levier très souple ($k = 0.1$ mN/m, $Q = 10^5$, $f_c = 5.5$ kHz), un fort gradient de champ magnétique engendré par un nano-aimant (2000 G/ μm), en travaillant à basse température ($T = 300$ mK), et en moyennant le signal pendant plusieurs jours [93].

3.1.3.2 Mesure de relaxation

La FMRFM, parce qu’elle permet de mesurer la composante longitudinale qui est proportionnelle à l’énergie emmagasinée dans le système magnétique, permet d’avoir un accès direct au temps relaxation intrinsèque T_1 (*cf.* EQ. (2.36)). Une mesure quantitative de ΔM_z permet en effet de remonter à cette quantité physique importante, comme cela a été démontré sur un disque de YIG [78, 63]. Les techniques standards permettent d’y accéder également, mais au prix d’expériences de modulation compliquées [32]. La MRFM n’est donc pas seulement une technique extrêmement sensible pour la détection de la résonance ferromagnétique, mais également une méthode efficace pour mesurer des quantités physiques difficilement accessibles sinon.

3.1.3.3 Imagerie locale

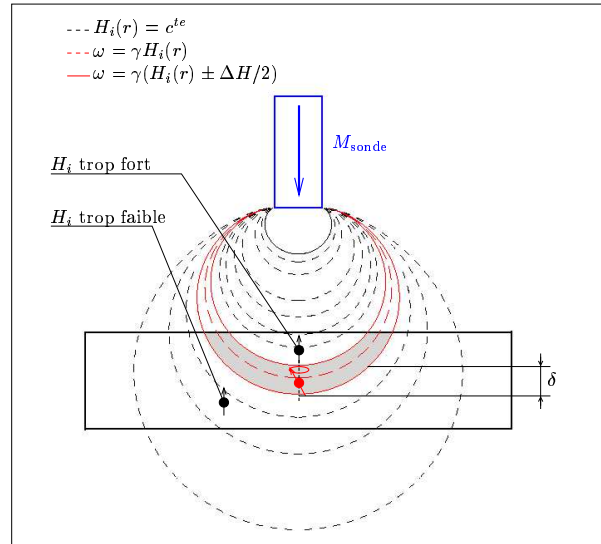
En présence d’un gradient de champ la condition de résonance n’est satisfaite qu’au sein d’une “tranche de sensibilité” dont l’épaisseur δ est donnée par le rapport de la largeur de la raie de résonance au gradient de champ magnétique (*cf.* FIG. 3.2) [138] :

$$\delta = \frac{\Delta H}{\nabla H_{\text{ext}}} \quad (3.4)$$

Il est donc possible de faire de la spectroscopie locale en déplaçant la sonde au-dessus de l’échantillon et en confinant la résonance grâce au gradient de champ de la sonde. C’est le principe de l’Imagerie par Résonance Magnétique. C’est ainsi que la détection du spin unique [93] a été effectuée sur un échantillon de spins para-électroniques très dilués, de façon à ce qu’un seul d’entre eux intercepte la tranche de sensibilité. En résonance ferromagnétique cependant, ce concept de tranche de sensibilité est moins adapté car tous les spins étant couplés entre eux, il est impossible d’exciter très localement la résonance. Il

⁵Qui réalisent une mesure inductive de la résonance magnétique.

FIG. 3.2: **Localisation de la condition de résonance.** Cas d'un système de spins indépendants (RMN ou RPE). La condition de Larmor $\omega = \gamma H(r)$ n'est satisfaite qu'à l'intérieur d'une tranche de sensibilité (en grisé sur la figure) dont l'épaisseur $\delta = \Delta H / (\nabla H(r))$ définit la résolution spatiale de la spectroscopie locale.



est néanmoins possible de choisir des conditions expérimentales telles que la sonde ne soit sensible qu'à un petit volume de l'échantillon (petite sonde, faible distance de couplage) ou de réaliser l'imagerie de modes magnétostatiques, par essence délocalisés dans tout l'échantillon [18].

3.1.4 Mise en oeuvre expérimentale

La base du dispositif expérimental est un Microscope à Force Magnétique pouvant travailler sous de forts champs magnétiques appliqués, présenté à la FIG. 3.3. La détection optique est réalisée par une photodiode bicadran permettant de mesurer l'amplitude de vibration du levier grâce à un lock-in réglé sur la fréquence de résonance du levier. Les déplacements de l'ordre de la centaine de nanomètres du levier par rapport à l'échantillon sont réalisés par un moteur piezo-électrique dans le plan de l'échantillon et par une vis micrométrique pour régler la séparation pointe-échantillon. Les déplacements plus fins sont réalisés par un tube piezo-électrique dont on peut contrôler l'extension dans le plan de l'échantillon et en Z avec une précision de l'ordre du nanomètre.

Plusieurs modifications par rapport à ce MFM classique ont été apportées. Un levier commercial souple et une sonde magnétique de géométrie adaptée à l'échantillon sont utilisés. Une stripline micro-onde placée sur le tube piezo-électrique, et dont la géométrie est en partie imposée par celle du microscope, permet de créer le champ micro-onde requis pour l'excitation de la résonance ferromagnétique de l'échantillon. Un câble coaxial souple permet d'alimenter cette stripline au coeur du microscope depuis le générateur micro-onde 0 – 20 GHz. Le microscope est stabilisé en température autour de $T = 288$ K et le laser asservi en fréquence et en intensité afin d'éviter les dérives thermiques du levier et de l'échantillon. L'ensemble du microscope, au centre d'un électro-aimant de RMN stabilisé en courant pouvant atteindre 1.2 Teslas, est maintenu sous un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr afin d'augmenter le facteur de qualité du levier⁶. Une bobine de modulation est également intégrée afin de pouvoir moduler le champ extérieur appliqué au niveau de l'échantillon et de la sonde, pour effectuer des expériences de modulation ou pour caractériser la sonde. La

⁶Un vide primaire, en supprimant les frottements avec l'air, est suffisant pour assurer une augmentation de plusieurs ordres de grandeur du facteur de qualité du levier.

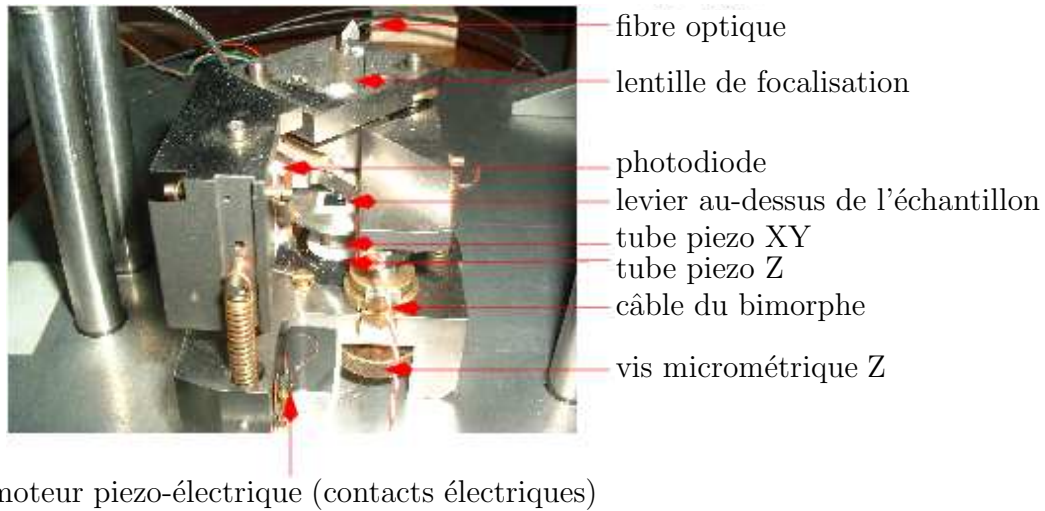


FIG. 3.3: **Microscope à force magnétique** On distingue le bloc optique situé dans la partie supérieure. Il mesure la déformation mécanique du micro-levier par un dispositif de déflexion laser sur une photodiode. Le socle en bas contrôle la position de l'échantillon par rapport à la sonde. Il est composé d'un système de tubes piezo-électriques couplés à des moteurs inertiels. Cette combinaison permet de faire des déplacements latéraux de $1 \times 1 \text{ nm}^2$ avec une résolution atomique.

caractérisation de ces divers composants est décrite dans la thèse de Vincent Charbois [18] qui a utilisé ce dispositif⁷ pour démontrer ses performances pour la détection mécanique de la résonance ferromagnétique sur un échantillon modèle (disque de YIG).

Le dispositif expérimental utilisé pour ce travail de thèse est schématisé à la FIG. 3.4. On y a représenté les composants principaux nécessaires pour la détection mécanique de la résonance ferromagnétique : l'échantillon sur la stripline micro-onde alimentée par la source, le levier, la sonde magnétique, la détection optique, et le champ extérieur créé par un électro-aimant au centre duquel le dispositif est installé. Les géométries de la sonde et de l'échantillon, ainsi que l'orientation du champ extérieur⁸, sont choisies pour conserver la symétrie cylindrique et permettre ainsi une interprétation quantitative des grandeurs mesurées.

Nous décrivons dans le §3.2 suivant les améliorations et modifications du dispositif effectuées pendant cette thèse en vue de la détection de la résonance ferromagnétique sur des nanostructures métalliques.

⁷Initialement conçu pour une détection mécanique de la RMN [64].

⁸Appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon, ce qui simplifie également le spectre d'excitation.

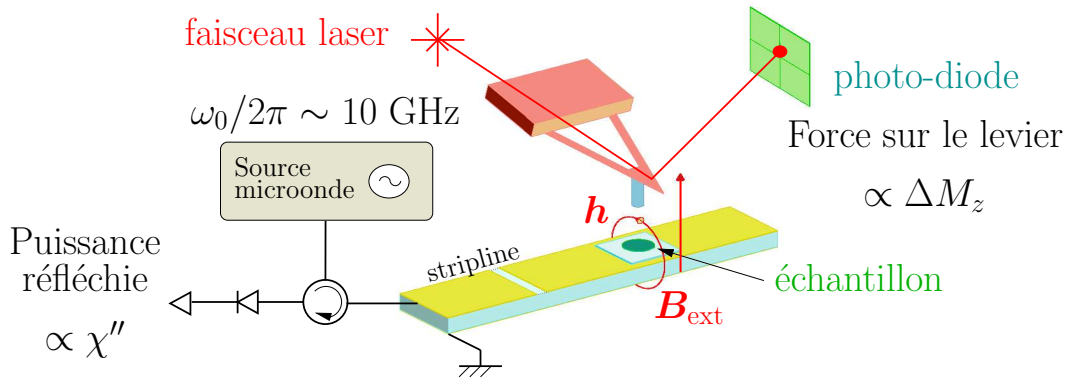


FIG. 3.4: **Le dispositif expérimental.** L'échantillon est placé sur la stripline alimentée par la source micro-onde. La détection mécanique de la résonance ferromagnétique est effectuée à l'aide d'un micro-levier au bout duquel une sonde magnétique permettant de se coupler à la composante longitudinale a été collée. Les déformations de ce levier sont mesurées par un dispositif de détection optique. La force détectée par le levier est proportionnelle à ΔM_z , tandis que la puissance réfléchie est une mesure de la susceptibilité c-à-d. de la composante transverse M_t .

3.2 Optimisation du dispositif

Outre la fabrication d'échantillons adaptés à l'étude qu'on se propose de faire, il a fallu optimiser le dispositif expérimental en vue de la détection d'un signal MRFM de nanostructures adaptées à l'électronique de spin. Le passage d'un échantillon isolant modèle pour des études de RFM (largeur de raie de l'ordre du Gauss, dimensions spatiales de plusieurs microns) à un échantillon métallique de largeur de raie intrinsèque au moins un ordre de grandeur plus élevée⁹ et de dimensions submicroniques a nécessité plusieurs améliorations. À excitation et dispositif de détection donnés, le signal utile est en effet proportionnel au volume de l'échantillon et à son temps de relaxation.

Différentes options sont envisageables pour l'amélioration de la sensibilité ou du rapport signal sur bruit du dispositif : utilisation d'un levier plus performant, optimisation du facteur de remplissage, augmentation de l'intensité du champ micro-onde. On peut aussi abaisser la température de travail, comme cela l'est dans un nouveau dispositif expérimental cryogénique développé au laboratoire, qui nécessite cependant un travail de mise au point expérimentale plus conséquent que ce qui a été effectué au cours de cette thèse.

3.2.1 Le levier

Le levier et la sonde utilisés pour l'étude des échantillons de Permalloy les plus volumineux étudiés dans cette thèse (disques de 84 et 10 μm de diamètre, d'épaisseur 100 nm) sont les mêmes que ceux qui ont été utilisés pour l'étude de l'échantillon modèle en YIG [18]. Ce levier commercial (*Park microlever*TM) a une constante de raideur de 0.3 N/m, un facteur de qualité de l'ordre de 8500 sous vide et une fréquence de résonance de 3 kHz. Pour l'étude de disques de diamètres inférieurs et de piliers multicouches, nous avons

⁹En raison notamment de l'interaction entre magnons et électrons de conduction.

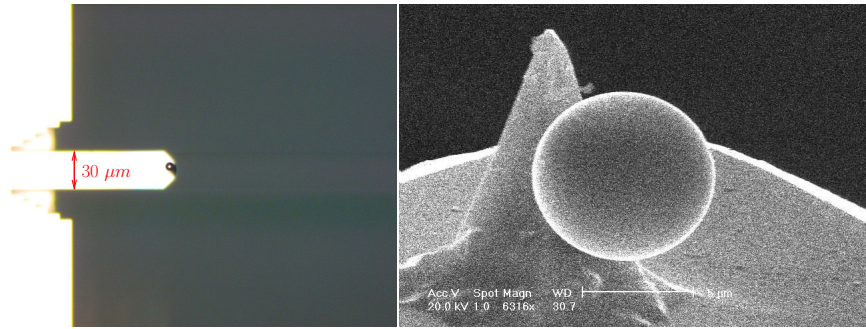


FIG. 3.5: **Levier et sonde magnétique.** Collée à l'extrémité d'un levier commercial très souple (photographie de gauche), la sonde est une sphère magnétique d'un alliage magnétique amorphe qui, sur la photo en microscopie électronique à balayage de droite, a un diamètre de 6 μm .

utilisé des leviers encore plus souples [12] possédant une constante de raideur de 5 mN/m, un facteur de qualité de l'ordre de 5000 sous vide et une fréquence de résonance de 10 kHz. Notre température de travail étant de 288 K, cela nous permet de détecter des forces aussi faibles que¹⁰ $F_{min} \approx 0.5 \text{ fN}/\sqrt{\text{Hz}}$, soit un gain d'un ordre de grandeur par rapport à l'ancien levier. Une photographie d'un tel levier est présentée FIG. 3.5. Rappelons que ces types de micro-leviers sont des oscillateurs harmoniques parmi les meilleurs détecteurs de force en terme de performance et d'implémentation au sein de systèmes expérimentaux, comme en témoignent les nombreuses techniques les utilisant pour des applications variées (par exemple, pour l'étude de molécules d'ADN [91]).

Nous avons calibré¹¹ le déplacement δz du levier en fonction du signal électrique en sortie des convertisseurs courant-tension de la photodiode :

$$\delta z(\text{nm}) = 250 \left(\frac{A - B}{A + B} \right) \left(\frac{0.489}{1.76} \right), \quad (3.5)$$

où $A + B$ est l'intensité totale du laser sur le levier et $A - B$ la déflexion du laser mesurée par la photodiode à gain 10. La constante de raideur k du levier étant connue, il est alors possible de remonter quantitativement à la force exercée sur le levier $F = k\delta z$ connaissant son déplacement δz .

3.2.2 La sonde

3.2.2.1 Optimisation du facteur de remplissage

La sonde utilisée pour le disque de YIG et les deux échantillons les plus grands de Permalloy étudiés au chapitre 4 est un cylindre d'un alliage de Nickel-Fer-Cobalt amorphisé par du Silicium et du Bore, de diamètre 18 μm , de hauteur 34 μm et d'aimantation à saturation $M_s = 500 \text{ emu}/\text{cm}^3$ [18]. Il est important pour l'interprétation des résultats expérimentaux de conserver une géométrie de la sonde contrôlée, d'où le choix d'une symétrie cylindrique. L'optimisation du facteur de remplissage (ou du couplage entre la sonde et l'échantillon) pour des disques de diamètres micrométriques ou submicrométriques a

¹⁰Qui correspond à l'ordre de grandeur de la force s'exerçant sur un magnéton de Bohr placé dans le gradient de champ créé par un autre magnéton de Bohr situé à 30 nm du premier.

¹¹Grâce à une grille présentant un motif de marches régulièrement espacées de 3 μm et de hauteur connue 25 nm.

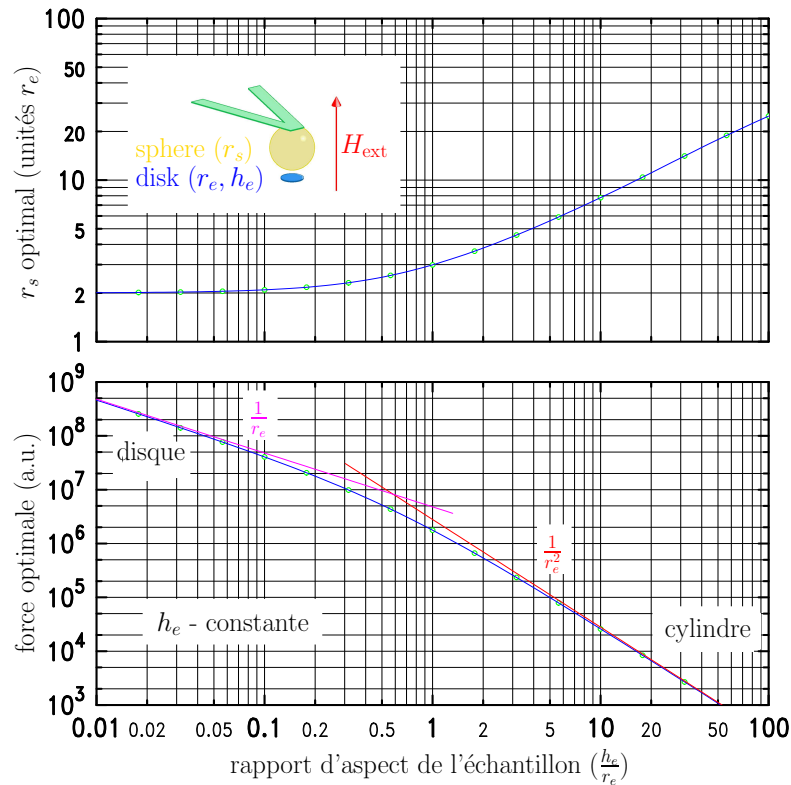


FIG. 3.6: **Loi d'échelle.** L'étude de l'interaction entre un échantillon cylindrique de rayon r_e et de hauteur h_e couplé à une sonde sphérique de rayon r_s montre qu'il existe un rayon r_s optimum qui maximise la force de couplage (équivalent au facteur de remplissage). Le graphe du haut montre la variation de ce rayon optimum en fonction du rapport d'aspect de l'échantillon. Le graphe du bas montre la loi d'échelle suivie par la force maximum lorsque r_e diminue à h_e constante. Pour des rapports d'aspect inférieurs à 1, le signal varie en $1/r_e$ alors que le volume décroît en $1/r_e^2$.

conduit à l'emploi de sondes sphériques. On peut en effet montrer [62] qu'il existe un optimum pour le couplage donné par l'EQ. (3.1a). Pour un disque de diamètre D , c'est une sphère de diamètre $2D$ placée au contact de l'échantillon (le centre de la sphère est donc à une distance D du centre du disque) qui maximise le facteur de remplissage. La FIG. 3.6 présente la loi d'échelle qui régit ce couplage en fonction du rapport d'aspect de l'échantillon cylindrique étudié. Nous avons donc utilisé des sphères d'un autre alliage NiFeCo amorphe (d'aimantation à saturation $M_s \approx 300$ emu/cm³) et de quelques microns de diamètre, que nous avons collées à l'extrémité des leviers très souples précédemment décrits (*cf.* FIG. 3.5).

3.2.2.2 Caractérisation des sondes

Dans le cas d'une sonde sphérique, le couplage statique sonde-échantillon donné à l'EQ. (3.1a) se simplifie. La force exercée sur la sphère de moment magnétique $\mathcal{M}_{\text{sph}} =$

$\frac{4}{3}\pi R_{\text{sph}}^3 \times M_s$ est alors simplement proportionnelle au gradient de champ \mathbf{g} au centre de la sphère :

$$\mathbf{F} = \mathcal{M}_{\text{sph}}\mathbf{g}. \quad (3.6)$$

Nous avons caractérisé les sondes collées à l'extrémité de leviers dont nous avons préalablement vérifié que les caractéristiques (k, f_c, Q) restaient inchangées après cette opération par rapport aux données commerciales données au §3.2.1. Pour ce faire, nous les avons placées dans un gradient de champ connu créé par un cylindre de Fer de diamètre 2 mm et de hauteur 8 mm [64], et au-dessus d'une stripline micro-onde. En étudiant la dépendance de la déformation statique du levier en fonction du champ appliqué nous pouvons remonter à la valeur du moment magnétique \mathcal{M}_{sph} de la sphère (entre 4 et 9 10^{-9} emu selon les sphères étudiées, de diamètres 3 à 4 μm). L'exemple présenté à la FIG. 3.7 montre une courbe de saturation de la déflexion statique du levier¹² pour une sphère de diamètre 3 μm . Dans ce cas, le levier se déplace d'environ 40 nm selon Z entre le champ nul et la saturation, d'où une valeur de $\mathcal{M}_{\text{sph}} \approx 4.4 \cdot 10^{-9}$ emu (soit une aimantation $M_s = \mathcal{M}_{\text{sph}}/V_{\text{sph}} \approx 300$ emu/cm³), déduite des valeurs connues du gradient de champ (0.5 G/ μm) et de la constante de raideur du levier (5 10^{-3} N/m).

Les résultats expérimentaux sur la détection mécanique du signal de RFM présentés au chapitre 4 ont tous été obtenus quand la sonde de détection est collée sur le levier et située dans le champ de fuite de l'échantillon. Il est également possible d'étudier la résonance ferromagnétique d'échantillons situés sur le levier et placés dans un gradient de champ extérieur. Peu importe en effet que la variation de composante longitudinale intervienne dans le gradient de champ ou dans le moment magnétique¹³ de l'expression donnée à l'EQ. (3.6) pour la détection du signal. Ainsi, en utilisant toujours le même dispositif de gradient de champ créé par un cylindre en Fer, et grâce à une stripline capable de générer un champ micro-onde h au niveau de la sphère, il est possible d'étudier la RFM des sphères magnétiques collées sur des leviers qui seront par la suite utilisées comme sondes. Les résultats obtenus sont présentés à la FIG. 3.7.

Les dépendances du champ de résonance et de la largeur de raie vis-à-vis de la fréquence de l'excitation h permettent d'affirmer que les sondes magnétiques sont comme attendu des sphères quasi parfaites de faible anisotropie. En tenant compte du champ additionnel créé au niveau de la sphère par le cylindre de Fer (de l'ordre de 700 Oe) dans l'expression du champ extérieur, on retrouve bien la condition de résonance d'une sphère $\omega = \gamma H_{\text{ext}}$ (cf. FIG. 2.3). La valeur du facteur de Landé $g = 2.2$ trouvée par un ajustement linéaire du champ de résonance en fonction de la fréquence est en accord avec celles mesurées sur les matériaux composant l'alliage¹⁴. La largeur de raie peut également être ajustée linéairement en fonction de la fréquence, la valeur du coefficient d'amortissement $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-2}$ obtenue étant de bonne qualité pour un alliage de ce type. Notons que ce type d'expérience est bien adapté à une mesure absolue et locale de champs magnétiques intenses : ayant préalablement caractérisé une telle micro-sonde sphérique, il est en effet possible de remonter sans ambiguïté à la valeur du champ extérieur dans lequel elle est placée en étudiant son signal de résonance ferromagnétique.

¹²La composante du couple résiduel donné par l'EQ. (3.1b) due à un petit mésalignement de la sphère par rapport à l'axe du cylindre de Fer introduit une déformation supplémentaire du levier, ce qui explique que la saturation ne soit pas parfaite.

¹³Il s'agit en fait du "principe de l'action et de la réaction".

¹⁴Fe ($g = 2.09$), Co ($g = 2.18$) et Ni ($g = 2.18 - 21$) [30].

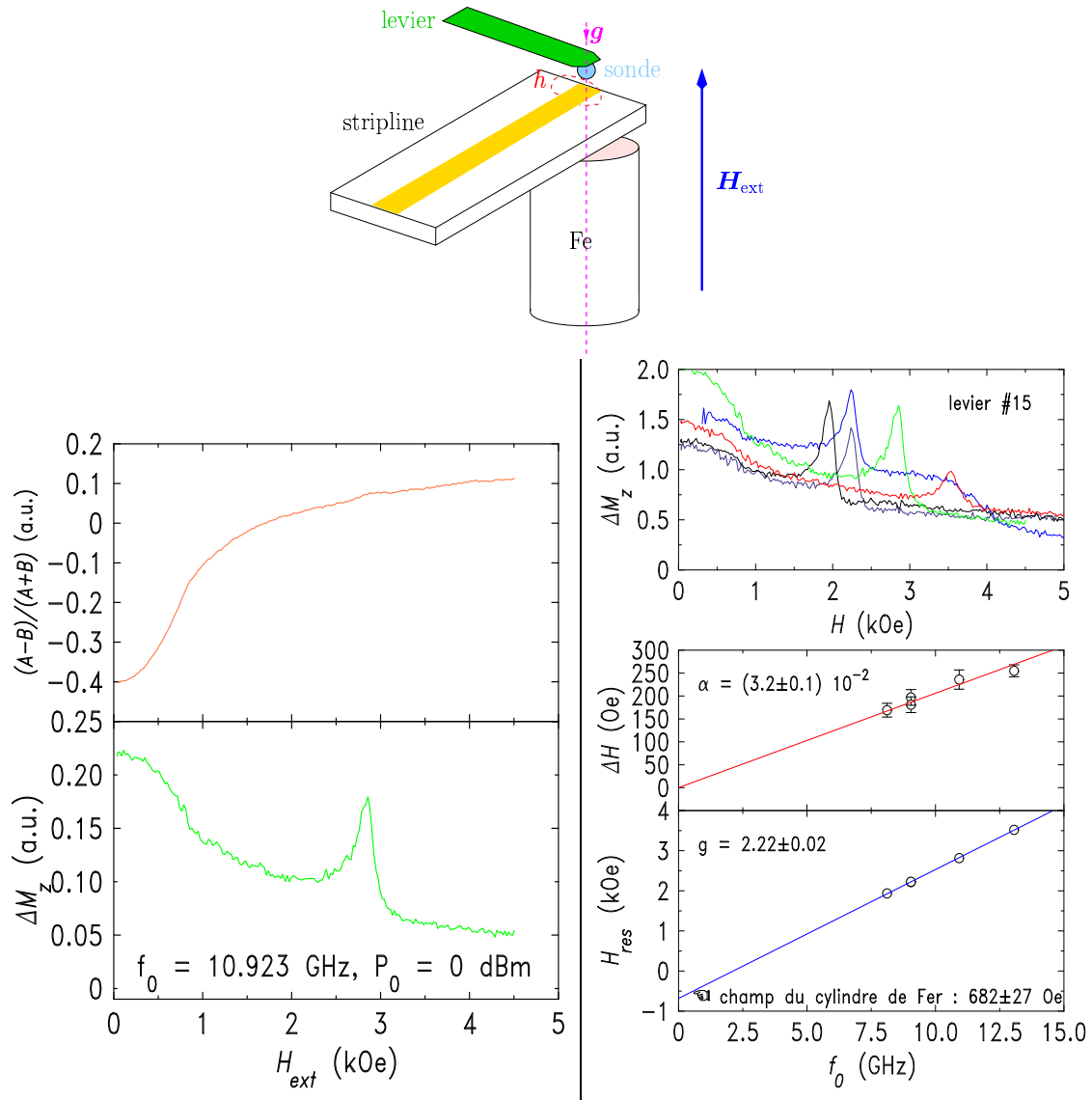


FIG. 3.7: *Spectres FMRFM de sondes utilisées pour la détection mécanique.* En haut, schéma de l'expérience. À gauche, mesures simultanées de la déflexion statique et du signal mécanique de RFM en fonction du champ extérieur. La mesure statique permet de remonter à la valeur du moment magnétique \mathcal{M}_{sph} de la sphère. À droite, dépendance du signal RFM en fonction de la fréquence de l'excitation micro-onde et analyses du facteur d'amortissement et du rapport gyromagnétique de l'alliage magnétique dont la sphère est composée.

Pour conclure sur l’optimisation et l’étude de la sonde, il est intéressant de remarquer qu’en plus d’optimiser le signal, le choix d’une sonde sphérique, quasi sans anisotropie cristalline ou de forme, permet de s’affranchir de la dépendance importante de la fréquence de résonance du levier en fonction du champ extérieur qui est observée dans le cas d’une sonde cylindrique à cause de l’anisotropie de forme [18]. On verra au §3.3.2 que la technique de modulation de source utilisée nécessite en effet de rechercher la fréquence de résonance du levier pour chaque valeur du champ mesurée.

3.2.3 La stripline

L’excitation micro-onde nécessaire pour induire la résonance ferromagnétique de l’échantillon est produite par une stripline. Les différents types de stripline utilisés selon les échantillons étudiés pendant cette thèse ont plusieurs caractéristiques en commun. Elles sont toutes fabriquées en or, par lithographie optique (*cf.* §C.2) sur des substrats d’alumine (Al_2O_3) ou de saphir¹⁵. Dans la géométrie utilisée, dite “microstrip”, le microruban lithographié portant l’excitation de courant hyperfréquence est séparé du plan de masse par le diélectrique. Les standards de l’électronique micro-onde fixent l’impédance caractéristique des éléments du circuit à 50Ω . Si l’on note respectivement μ et ϵ la perméabilité et la permittivité de l’alumine, d l’épaisseur du diélectrique et w la largeur du microruban, celle-ci est donnée par

$$Z_0 = \frac{d}{w} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (3.7)$$

dans la géométrie microstrip. Étant donné que le rapport $\sqrt{\mu/\epsilon}$ de l’alumine est de l’ordre de 50, la largeur du microruban doit donc être égale à l’épaisseur du substrat d’alumine, qui est de $500 \mu\text{m}$ pour toutes les striplines utilisées pendant cette thèse.

La détermination de la géométrie précise de l’excitateur micro-onde dépend ensuite des objectifs expérimentaux fixés. Ainsi, pour l’étude d’un échantillon de taille micronique tel le disque de YIG étudié par Vincent Charbois durant sa thèse, et dont on présente des résultats dans le régime non linéaire dans ce manuscrit (*cf.* §4.2), une stripline résonante (SLR) a été utilisée. Dans ce cas, la longueur du résonateur, couplé capacitivement à la ligne de transmission, détermine la fréquence de résonance. Ce choix permet d’obtenir une puissance micro-onde h^2 intense au niveau de l’échantillon grâce au facteur de qualité du résonateur ($Q' \approx 100$) et procure une mesure de puissance absorbée (*c-à-d.* de susceptibilité) sensible¹⁶ [18]. Il présente néanmoins l’inconvénient d’imposer la fréquence de travail, contrairement au choix d’une stripline large bande qui a été fait pour l’étude des différents échantillons de Permalloy présentée au §4.

Dans ce cas, le microruban est directement relié à la masse en bout de stripline. Il existe alors à cet emplacement un noeud de tension, *c-à-d.* un ventre de courant et un maximum de champ h , quelque soit la fréquence de l’excitation, d’où la propriété de large bande de cette géométrie. Par contre, le gain précédent d’un facteur Q' sur la puissance est perdu. L’accord d’impédance étant rompu en bout de stripline (puisque la ligne de transmission est court-circuitée à la masse), il est possible d’y diminuer la largeur du microruban

¹⁵Alumine cristalline, qui présente d’excellentes qualités de planéité utiles si l’on souhaite y effectuer la croissance de multicouches magnétiques, ainsi qu’une très bonne conductivité thermique.

¹⁶Il faut que le résonateur soit suffisamment perturbé par la résonance de l’échantillon, ce qui est d’autant plus vrai que les facteurs de qualité et de remplissage sont grands.

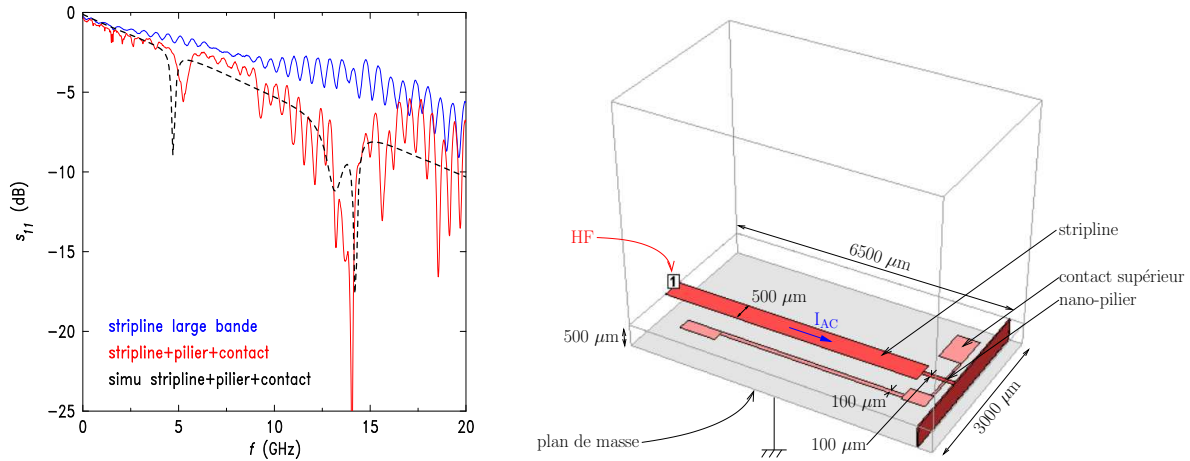


FIG. 3.8: *Coefficient de réflexion de la stripline micro-onde.* À gauche : mesure du coefficient de réflexion à l'analyseur de réseau d'une stripline large bande classique (utilisée pour l'étude des échantillons non contactés) et d'une stripline du type de celle utilisée en présence d'un nano-pilier connecté électriquement par une électrode supérieure. La courbe pointillée est le résultat de la simulation du solveur 2D. À droite : caractéristiques géométriques de la stripline simulée, reproduisant fidèlement la géométrie réelle des échantillons dont l'étude est présentée au §4.5.

(de 500 à 100 μm) afin d'augmenter l'intensité du champ micro-onde et le facteur de remplissage¹⁷. Cette amélioration, qui augmente le champ h puisque les lignes de courant sont concentrées dans la constriction, ne permet néanmoins pas de mesurer la puissance absorbée pour les plus petits échantillons étudiés (disques de Permalloy d'épaisseur 100 nm et de diamètres inférieurs à 10 μm), la détection mécanique étant alors la seule possible (mesure de ΔM_z).

L'étude d'échantillons contactés électriquement – dans le but d'y injecter un courant continu tout en maintenant le champ h – ne nécessite pas de modification du dispositif micro-onde précédemment décrit. Dans ce cas l'échantillon, en contact direct avec la stripline en or, est isolé puis contacté par une électrode supérieure (*cf.* §C pour la description du protocole de fabrication et FIG. 3.11 pour une vue schématique). L'introduction de ce contact par l'intermédiaire de l'échantillon avec la ligne de transmission ne modifie pas drastiquement le champ micro-onde au niveau de l'échantillon dans la mesure où la capacité de couplage entre l'électrode et la stripline reste faible, et où l'échantillon est proche du court-circuit à la masse.

Les propriétés de réflexion des striplines utilisées peuvent être mesurées grâce à un analyseur de réseau¹⁸. La FIG. 3.8 présente les résultats obtenus sur une stripline large bande classique utilisée pour la mesure d'échantillons non contactés, et sur une stripline incorporant un nano-pilier et l'électrode permettant de le connecter électriquement (schéma de droite sur la figure). Les résultats de simulations du coefficient s_{11} faites grâce à un solveur 2D [107] sur cette deuxième stripline sont également présentés (courbe en pointillés).

Pour la stripline large bande classique, on observe une décroissance monotone du signal

¹⁷La même idée guide le choix d'une géométrie coplanaire, qui permet de s'affranchir de l'épaisseur du diélectrique et d'adapter la largeur du microruban jusqu'à des tailles de quelques microns [6].

¹⁸Un câble coaxial souple soudé sur la microstrip permet de la connecter par l'intermédiaire d'un connecteur SMA à d'autres composants hyperfréquence.

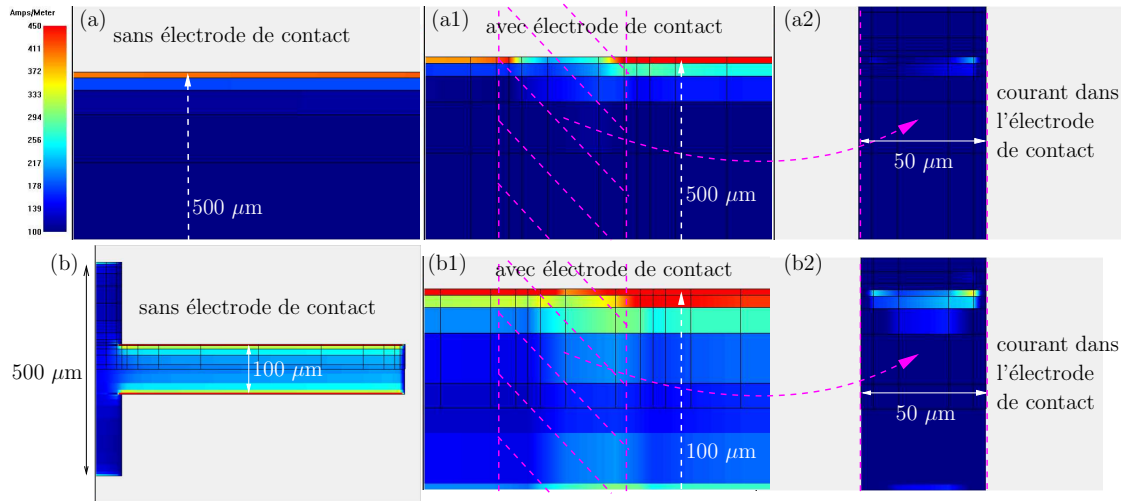


FIG. 3.9: **Distribution du courant pour différentes géométries de la stripline.** La fréquence du courant micro-onde est de 10 GHz. (a) Microruban de largeur $500\ \mu\text{m}$: détail du courant concentré en bord de piste à cause des effets de peau. (a1) Idem, mais avec une électrode de contact supérieure (a2), qui augmente la densité de courant. (a2) Courant dans le contact supérieur (induit par couplage capacitif avec la piste principale). (b), (b1) et (b2) : renforcement du courant lorsqu'une constriction de $100\ \mu\text{m}$ est imposée en bout de piste, avant le court-circuit à la masse.

réfléchi avec la fréquence, à cause des pertes dans le circuit hyperfréquence. Des oscillations périodiques du coefficient s_{11} sont également observées, conséquence de réflexions multiples des ondes hyperfréquences entre les différentes connexions susceptibles de ne pas être bien adaptées en impédance telle par exemple la soudure du câble coaxial. L'introduction du pilier et de son électrode de contact introduit deux pics d'absorption à $f_1 = 5\ \text{GHz}$ et $f_2 = 13.5\ \text{GHz}$ bien reproduits par la simulation (qui ne prend pas en compte les câbles et la connectique, d'où l'absence des oscillations de s_{11}). Il y a en effet interférence quand la longueur d'onde de l'onde hyperfréquence se propageant dans le contact vaut $6\ \text{mm}$ ($\approx c/f_1$), distance entre la soudure du câble coaxial et le contact supérieur du pilier, ou bien $2.2\ \text{mm}$ ($\approx c/f_2$), distance séparant les deux électrodes de part et d'autre du pilier (cf. schéma de la FIG. 3.8).

Les simulations permettent également de calculer la distribution de courant dans la structure (cf. FIG. 3.9), ce qui permet d'estimer l'intensité du champ h . On observe en particulier que le rétrécissement de la largeur du microruban avant le court-circuit et la présence d'une électrode supérieure déplacent les lignes de courant du bord du microruban vers son centre, ce qui a pour effet d'augmenter le champ micro-onde au niveau de l'échantillon. Pour la géométrie avec constriction, le champ micro-onde h calculé pour la puissance de sortie maximale de la source (+20 dBm) est de l'ordre de $5\ \text{Oe}$ juste au-dessus du centre du microruban, et 4 fois plus en présence du contact supérieur. Ces prédictions sont en accord avec les observations expérimentales, qui montrent que le régime de repliement de la raie de résonance sur des disques de Permalloy ($h_f \approx 3\ \text{Oe}$ à 10 GHz, cf. EQ. (2.46)) commence à la puissance maximale s'ils sont non contactés, et à +15 dBm s'ils le sont.

3.3 Précisions expérimentales

3.3.1 Interaction statique entre la sonde et l'échantillon

La maîtrise du positionnement de la sonde au-dessus de l'échantillon est importante pour plusieurs raisons. La séparation entre la sonde et l'échantillon détermine en effet l'intensité du couplage de la détection mécanique, mais également l'influence du champ de fuite de la sonde au niveau de l'échantillon. En outre, les échantillons et les sondes étant choisis de symétrie cylindrique, il est important de bien positionner la sonde au-dessus du centre de l'échantillon si on veut la conserver.

La distance minimale d'approche h_{min} entre le haut de l'échantillon et le centre de la sonde est atteinte quand le gradient de force égale la constante de raideur du levier :

$$\partial_z F_z(h_{min}) = k \quad (3.8a)$$

$$c\text{-à-d. } \mathcal{M}_{sph} \partial_z^2 B_z(h_{min}) = k, \quad (3.8b)$$

où B_z est l'induction selon z due à l'échantillon. Dans le cas des sondes sphériques utilisées (\mathcal{M}_{sph} de 4 à 6 10^{-9} emu), et des disques ou piliers sub-microniques étudiés aux §4.4 et 4.5, cette distance minimale est comprise entre 2 et 3 μm . De plus, l'interaction entre l'échantillon et la sonde, *c-à-d.* la déflexion du levier, est maximale lorsque cette dernière est située au-dessus du centre du premier.

La dépendance de la fréquence du levier en fonction de sa position dans le champ de fuite de l'échantillon permet aussi de localiser le centre de ce dernier. En linéarisant la force appliquée à l'altitude z_0 ,

$$m\ddot{z} + \Gamma\dot{z} + kz = F(z) \quad (3.9a)$$

$$m\ddot{z} + \Gamma\dot{z} + (k - \partial_z F|_{z_0}) \times z = F(z_0) - \partial_z F|_{z_0} \times z_0, \quad (3.9b)$$

on fait en effet apparaître une constante de raideur effective $k(z) = k - \partial_z F|_{z_0}$. Comme $\partial_z F|_{z_0}$ est négatif (l'interaction sonde-échantillon diminue quand la séparation z augmente), la fréquence de résonance du levier ($\propto \sqrt{k(z)/m}$) augmente quand on éloigne la sonde du centre de l'échantillon.

Ces deux propriétés sont utilisées pour régler la séparation sonde-échantillon. Dans un premier temps, le levier est approché au contact avec l'échantillon, déterminé par h_{min} , grâce à la vis micrométrique et au tube piezo-électrique, en présence du champ magnétique extérieur. Ensuite, il est rétracté à la distance de travail souhaitée, et le tube piezo-électrique est utilisé pour trouver le centre de l'échantillon, déterminé par le maximum de déflexion et le minimum de la fréquence de résonance du levier.

Une fois ces réglages effectués, il est possible d'étudier l'influence du champ de fuite de la sonde et de l'intensité du couplage sur la position et l'amplitude des résonances de l'échantillon détectées mécaniquement par le levier. Ces études, menées sur les différents échantillons étudiés, permettent de retrouver les valeurs des moments magnétiques de sphères \mathcal{M}_{sph} préalablement déterminées, ainsi que la séparation minimale sonde-échantillon. Par exemple, pour une sonde sphérique de moment $\mathcal{M}_{sph} = 5 \cdot 10^{-9}$ emu, un disque en Permalloy de diamètre 1 μm et d'épaisseur 100 nm, et une séparation diminuant de $h_{min} + 2$ à $h_{min} + 0.3 \mu m$, le champ de fuite de la sonde augmente de 80 à 300 Oe au niveau de l'échantillon, et l'intensité du couplage est multipliée par 6.

Les variations en fonction du champ extérieur de la déformation et de la fréquence de résonance du levier, immobile au-dessus de l'échantillon, sont également explicables

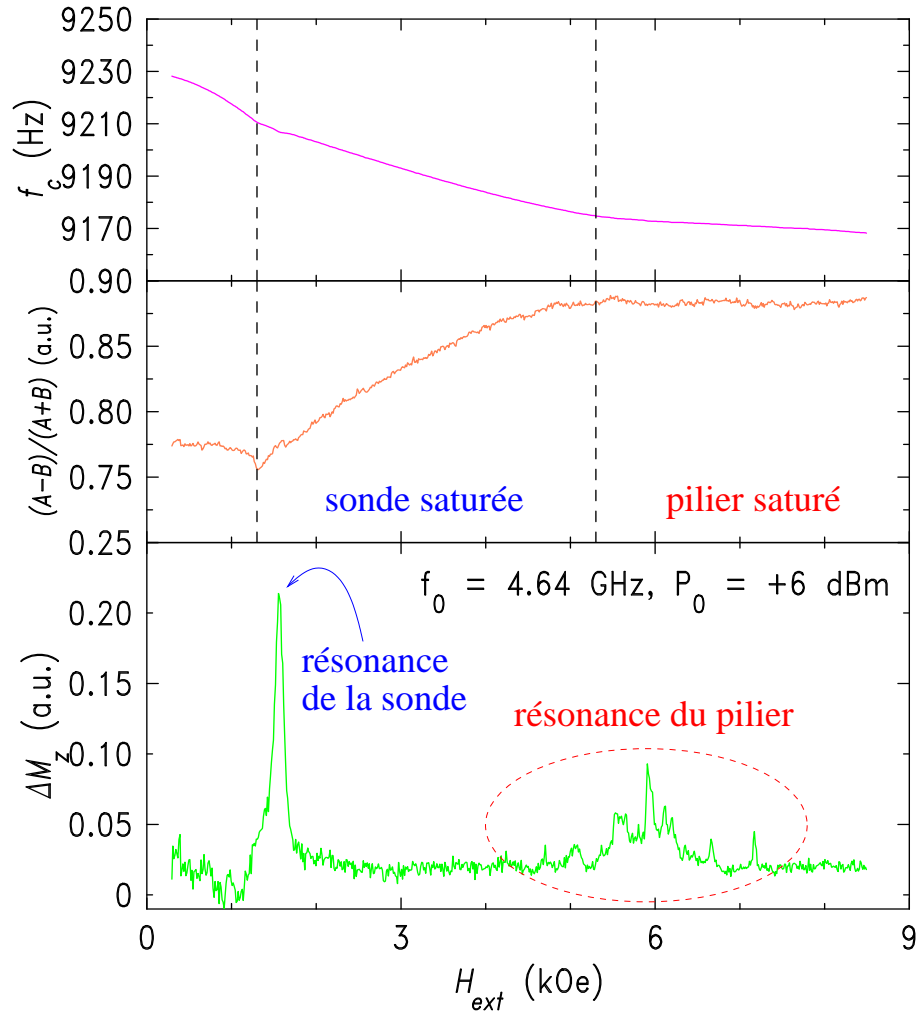


FIG. 3.10: **Dépendance des propriétés statiques du levier en fonction du champ.**

La courbe du haut donne la dépendance en champ de la fréquence du levier lorsque le centre de la micro-sphère qui y est attachée est positionné à $3 \mu\text{m}$ au-dessus du centre d'un pilier de Py100/Cu10/Py10 (nm) de diamètre 500 nm. Le champ est appliqué perpendiculairement au plan du disque. La courbe du milieu donne la variation de la déformation statique du levier, qui dépend de la force exercée par l'échantillon sur la sonde. On distingue très bien 3 régions : à haut champ, le disque et la sphère sont saturés, et la force est maximale, quand le champ diminue, l'aimantation du disque devient progressivement planaire, ce qui diminue la force, et à bas champ, la sphère se désaimante à son tour. Enfin, la courbe du bas donne le signal FMRFM observé, où l'on distingue les contributions dues au pilier (cf. §4.5.2) et à la sphère.

par la variation de force qui s'exerce sur le levier. Le gradient de champ de l'échantillon et l'aimantation de la sonde sphérique sont en effet dépendants du champ magnétique extérieur, donc la force (EQ. (3.6)) s'exerçant sur le levier également. La FIG. 3.10 présente ces variations lorsque la sonde magnétique, de diamètre $4 \mu\text{m}$, est placée sous champ magnétique à une distance de $3 \mu\text{m}$ au-dessus d'un pilier Py100/Cu10/Py10 (nm) de 500 nm de diamètre. Quand le champ diminue, la fréquence du levier augmente, tandis que la déflexion optique (signal $(A - B)/(A + B)$ mesuré par la photodiode) indique qu'il s'éloigne de l'échantillon, ce qui est compatible avec la diminution de l'interaction statique sonde-échantillon. On distingue très bien les zones de champ où pilier et sonde sont saturés (haut champ, interaction maximale), où le pilier se désature (son aimantation passe de perpendiculaire à planaire quand le champ diminue), et où la sonde se désature également (bas champ). Le signal FMRFM est également présenté sur la courbe du bas de la FIG. 3.10, et permet de distinguer les signaux mécaniques induits par l'excitation de résonances dans le pilier entre 4 et 8 kOe, et dans la sonde vers 1.5 kOe.

3.3.2 Stabilisation et réglages

3.3.2.1 Fréquence de résonance du levier

Lors d'une expérience de FMRFM, la fréquence de l'excitation micro-onde est modulée à la fréquence de résonance du levier (*cf.* EQ. (3.2)) afin de gagner un facteur \sqrt{Q} dans le rapport signal sur bruit de la détection. Ceci suppose que la fréquence du levier est ajustée lors de chaque point en champ lors d'une acquisition¹⁹. Plusieurs facteurs entrent en jeu dans la variation de la fréquence de résonance du levier : ceux d'origine magnétique, comme ceux mentionnés au §3.3.1 précédent et qui donnent des renseignements sur l'état statique du système sonde-échantillon, et d'autres, qui ne dépendent que de la stabilité du dispositif.

Pour minimiser ces derniers, le dispositif expérimental est stabilisé en température grâce à des modules à effet Peltier et l'intensité du faisceau laser est asservie afin de maintenir un chauffage constant du levier, toute variation étant susceptible de modifier les propriétés mécaniques de ce dernier. La stabilité mécanique de la séparation sonde-échantillon est quant à elle assurée par l'emploi de vis micrométriques et par la démultiplication des tensions pilotant le tube piezo-électriques pour les échantillons de petite taille. Comme indiqué au §3.2.2.2, la géométrie sphérique de la sonde permet quant à elle de minimiser les variations de fréquence de résonance du levier dues au couple du champ extérieur (*cf.* EQ. (3.1b)).

3.3.2.2 Orientation du champ extérieur

Toutes les expériences présentées dans ce manuscrit sont effectuées en géométrie perpendiculaire, le champ étant appliqué le long de l'axe des disques. Pour régler précisément cette orientation, la dépendance des conditions de résonance d'un film infini en fonction de l'angle du champ magnétique extérieur est utilisée (*cf.* FIG. B.1, annexe B.2). Le champ de résonance est en effet maximal pour l'orientation perpendiculaire, qui correspond également à un minimum de la largeur de raie. Un film infini est donc placé sur la stripline,

¹⁹Ceci est obtenu par une boucle de rétroaction sur la phase du signal mécanique mesurée par un lock-in.

et son signal RFM observé en détection standard. L'orientation du microscope par rapport au champ magnétique est alors réglée avec une précision meilleure qu'un degré avant d'effectuer l'étude des nanostructures.

3.3.2.3 Vibrations du levier

La modulation du champ micro-onde induit une amplitude de vibration du levier à sa fréquence de résonance, même en dehors de tout signal de résonance ferromagnétique provenant de l'échantillon ou de la sonde. Celle-ci est attribuée à une modulation de la température du levier, conséquence de la modulation directe du chauffage micro-onde et des effets de courant induits par le champ électrique micro-onde e dans la sonde et le levier métalliques. L'origine de cette effet est confirmée par des observations portant sur différents type de levier (avec ou sans revêtement métallique), et par la dépendance de ce signal lorsque le levier est déplacé au-dessus de la stripline, dans différentes zones d'hétérogénéités des composantes h et e du champ micro-onde.

Ce signal parasite du signal de RFM étudié est indépendant en champ, mais est néanmoins gênant s'il est important car la vibration du levier au-dessus de l'échantillon induit une modulation de champ au niveau de ce dernier. Ainsi, une sonde sphérique de moment $5 \cdot 10^{-9}$ emu vibrant de $10 \text{ nm}_{\text{pp}}$ induit une modulation de champ de l'ordre de 3 Oe_{pp} au niveau d'un échantillon situé à $3 \mu\text{m}$ de son centre, à la fréquence de vibration du levier. Cette modulation n'a pas d'influence sur le signal RFM mesuré si elle est faible devant la largeur de raie, mais élargit notablement celle-ci dans le cas contraire. Pour l'éliminer, une excitation en opposition de phase est générée par un bimorphe piezo-électrique collé sur le support du levier, de façon à ce que l'amplitude de vibration hors résonance de ce dernier soit réduite à quelques nanomètres au plus. Tous les spectres présentés dans le §4 sont obtenus dans ces conditions, où l'amplitude de vibration du levier n'a aucune influence sur la forme du signal observé, excepté dans l'étude de ce phénomène présentée au §4.3.2.

3.3.3 FMRFM en présence d'un courant DC dans l'échantillon

Pour effectuer des expériences résonance ferromagnétique sur des échantillons contactés électriquement, le dispositif schématisé à la FIG. 3.11 est utilisé. Le pilier est dans ce cas directement en contact avec la stripline, ce qui permet d'avoir une excitation micro-onde intense tout en permettant le passage d'un courant continu grâce à une reprise de contact supérieure. Une source de courant continu est connectée au pilier, et la résistance de ce dernier peut être mesurée en géométrie 4 pointes afin de s'affranchir des résistances de contact. Une résistance absolue de 1Ω en série avec le pilier est utilisée pour mesurer précisément le courant continu qui traverse ce dernier. La résistance du pilier, avec les notations de la FIG. 3.11 est donc :

$$R_p = R_{1\Omega} \frac{V_p}{V_{1\Omega}}. \quad (3.10)$$

Un isolateur (bias T) permet de découpler le courant DC de l'excitation AC avant la source micro-onde.

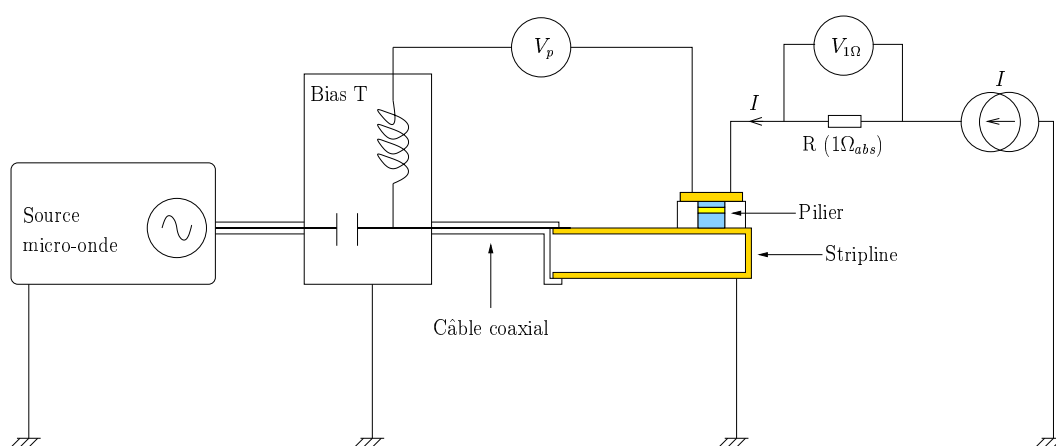


FIG. 3.11: *Montage électrique et micro-onde du pilier.* Ce montage permet d'irradier le pilier par un champ micro-onde tout en y injectant un courant continu, et d'effectuer une mesure 4 pointes de sa résistance. Le pilier est en contact avec la stripline, alimentée par la source micro-onde, et relié à une source de courant par l'intermédiaire d'une résistance de 1Ω . Certains composants micro-ondes utilisés (coupleur directionnel, circulateur) ne sont pas représentés sur ce schéma.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse sont présentés. Dans un premier temps, on étudie par FMRFM le seuil de Suhl et ses conséquences sur la relaxation d'un disque micronique de YIG. Ensuite, des spectres FMRFM de disques de Permalloy isolés, de tailles microniques et submicroniques sont présentés et analysés, ce qui permet de mettre en avant l'influence de la sonde et les effets de taille finie des échantillons sur les spectres. Enfin, la spectroscopie RFM de piliers submicroniques individuels est présentée, et l'influence d'un courant continu sur les spectres mesurés est analysée.

4.1 Introduction

La démarche suivie durant cette thèse en ce qui concerne la définition des échantillons étudiés a eu principalement deux motivations : l'optimisation de l'expérience en vue de l'étude spectroscopique d'un nano-pilier conducteur, et en parallèle, l'étude de problèmes physiques originaux rendue possible par la technique de détection mécanique. Dans cette optique, les échantillons et thèmes suivants ont été étudiés :

1. L'influence des effets non linéaires sur la relaxation d'un micro-disque¹ de YIG au seuil de Suhl. Dans ce cas, l'aptitude de la FMRFM à mesurer la composante longitudinale M_z de l'aimantation par rapport aux méthodes classiques est utilisée. Cette étude démontre que la technique de mesure est adaptée à l'étude de la relaxation dans le régime non linéaire, important dans le cas de l'excitation d'ondes de spin par un courant continu dans des nano-piliers métalliques.
2. La détection mécanique de la RFM sur des micro-disques de Permalloy. Cette étude permet d'appréhender les conséquences sur le rapport signal sur bruit du passage d'un échantillon modèle isolant à un échantillon conducteur. Elle permet également de définir les tailles des échantillons submicroniques mesurables, ainsi que la géométrie des sondes à utiliser dans ce cas. L'influence de la sonde dans le régime de couplage fort, en particulier les phénomènes de localisation des modes par le champ de fuite de la sonde et d'élargissement des raies de résonance, est analysée.
3. L'étude des effets de taille finie sur les spectres RFM de disques submicroniques individuels, mesurée grâce à la grande sensibilité de la FMRFM. Des simulations numériques et calculs analytiques permettent de rendre compte de l'influence du diamètre des disques sur les spectres expérimentalement observés.
4. La spectroscopie de nano-piliers Py/Cu/Py individuels contactés électriquement. La comparaison avec les résultats obtenus sur les disques simples et des simulations micromagnétiques permettent d'interpréter les spectres mesurés. L'influence d'un courant continu (densités de l'ordre de $J \approx 10^7 A.cm^{-2}$) sur ces derniers est mesurée et interprétée.

¹Qui a permis, par ses qualités d'échantillon modèle pour les études RFM dans les isolants, de valider le montage expérimental (observation et interprétation du spectres de modes magnétostatiques, influence de la sonde), de démontrer les capacités de mesure directe du temps de relaxation T_1 (grâce à une mesure quantitative de la composante longitudinale), et de faire de l'imagerie de modes – *cf.* thèse de Vincent Charbois [18].

4.2 Effets non linéaires

Nous présentons dans ce paragraphe des résultats concernant la mesure de la relaxation dans un disque de YIG en fonction de l'intensité du champ de pompage, jusqu'à des puissances excédant le seuil de Suhl. Comme précisé au §2.2.3.3, c'est l'instabilité du second ordre (ou saturation prématurée) qui prédomine sur celle du premier ordre dans ce disque et à la résonance du mode uniforme. L'échantillon étudié a été caractérisé dans la thèse de Vincent Charbois [18]. Le YIG est un grenat d'Yttrium-Fer ($Y_2Fe_3O_{12}$) qui présente parmi les plus faibles largeurs de raie, et donc les meilleurs rapports signal sur bruit dans les expériences de RFM, toutes choses égales² par ailleurs. Le champ critique pour la saturation prématurée de la résonance principale (EQ. (2.58)) étant proportionnel à la largeur de raie, on comprend également l'intérêt d'utiliser un tel échantillon : les puissances micro-onde à atteindre pour entrer dans ce régime non linéaire ne nécessitent pas d'appareillage spécifique, et permettent de travailler en irradiation continue.

4.2.1 Mesure directe de la relaxation dans le régime non linéaire

4.2.1.1 Conditions expérimentales

L'échantillon étudié est un disque³ de YIG de diamètre $D = 160 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $4.75 \mu\text{m}$. La sonde magnétique (*cf.* §3.2.2), est située à une distance de $100 \mu\text{m}$ au-dessus du centre du disque, si bien que son influence sur le spectre de résonance ferromagnétique de l'échantillon est négligeable [19]. Le champ extérieur B_{ext} est appliqué le long de z , perpendiculairement au disque, et le champ micro-onde d'intensité h est créé par une stripline de type SLR dont la fréquence de résonance est $\omega_0/2\pi = 10.47 \text{ GHz}$. Ce dernier a été calibré en utilisant la saturation du signal de RPE d'une particule de DPPH⁴ [78] et est modulé à la fréquence $f_c \approx 2.6 \text{ kHz}$ du levier, pour augmenter la sensibilité de la détection mécanique grâce à son facteur de qualité $Q \approx 8300$ ($\epsilon = 1$ dans l'EQ. (3.2)). L'expérience présentée consiste en une mesure simultanée de la composante longitudinale $\Delta M_z = M_s - M_z$ (détection mécanique) et de la puissance absorbée $P_{\text{abs}} = \omega_0 \chi'' h^2$ (détection standard effectuée grâce à une diode micro-onde) en fonction de l'intensité h du champ micro-onde, comme schématisé FIG. 3.4.

4.2.1.2 Spectre de modes magnétostatiques

La FIG. 4.1 présente le spectre du disque lorsque l'échantillon est irradié à ω_0 dans le régime linéaire ($h = 0.1 \text{ mOe}$) et que le champ extérieur est balayé. On observe un mode de résonance principal à B_0 , suivi d'une succession de modes magnétostatiques à plus bas champs qui induisent une diminution ΔM_z de la composante longitudinale, la quantité mesurée. La position de ces modes est déterminée par la condition d'interférence (2.24) des MSFVW et a été finement analysée [20] en prenant en compte les effets d'échange au premier ordre (*cf.* EQ. (B.12)) pour les modes d'indices les plus élevés. L'absence des modes d'indices pairs, qui brisent la symétrie cylindrique de l'expérience, est une signature du fait que la sonde est située exactement au-dessus du centre du disque.

²Volume de l'échantillon, excitation micro-onde, méthode de détection.

³Obtenu par lithographie optique à partir d'un film élaboré par épitaxie en phase liquide sur substrat de GGG par Jamal Ben Youssef au Laboratoire de Magnétisme de Bretagne.

⁴DiPhenyl-PicrylHydrazine.

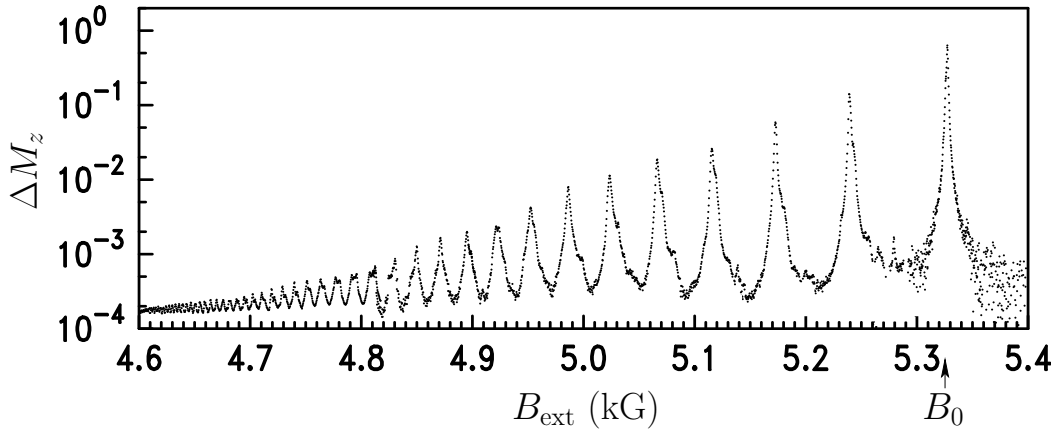


FIG. 4.1: *Spectre de modes magnétostatiques du disque de YIG. Spectre de RFM du disque de YIG (composante longitudinale) dans le régime linéaire. Les effets non linéaires sont étudiés sur le mode principal à B_0 .*

Nous allons maintenant étudier le comportement en puissance du mode principal à $B_0 = 5324.5$ G. Rappelons qu'en raison des effets de taille finie, ce mode ne présente pas un profil d'angle de précession uniforme le long du diamètre de l'échantillon, comme expliqué au §2.1.3.1. Son vecteur d'onde transverse $k_0 \approx \pi/D$ est de l'ordre de 200 cm^{-1} , et son profil spatial est représenté à la FIG. 2.5.

4.2.1.3 Mesures en fonction de la puissance micro-onde

Les mesures de χ'' (cercles pleins) et de $\Delta M_z/h^2$ (cercles évidés) en fonction de h sont présentées à la FIG. 4.2. Ces quantités ont été normalisées par leurs valeurs dans le régime linéaire (à basse puissance), où elles sont constantes. On observe comme attendu la saturation prématurée de la susceptibilité transverse, correspondant au seuil de Suhl décrit au §2.2.3.3, pour un champ critique $h_c = 5$ mOe. Elle correspond à la saturation du nombre de magnons uniformes, $n_0 = \frac{1}{2}\chi''h^2/(M_s\gamma\hbar)$. L'originalité de cette expérience réside dans la mesure simultanée de la composante longitudinale – proportionnelle au nombre total de magnons $n_t = \Delta M_z/(\gamma\hbar)$ – rendue possible par la détection mécanique. On voit que le rapport $\Delta M_z/h^2$, contrairement à la composante transverse, ne présente pas de saturation à h_c . Mieux, il présente un maximum au niveau du seuil de Suhl, ce qui peut *a priori* paraître surprenant.

Pour mieux appréhender ce phénomène, il est intéressant de représenter la dépendance en fonction de h de $\chi''h^2/\Delta M_z$ (FIG. 4.3). Nous avons en effet vu à l'EQ. (2.38) que la conservation de l'énergie implique que la puissance absorbée pendant le temps de relaxation du système magnétique pompé – noté explicitement \mathcal{T}_1 pour le différencier de sa valeur pour le système libre ou à faible puissance de pompage, cf. EQ. (2.37) – $\mathcal{T}_1 P_{\text{abs}}$, doit être égale à l'énergie emmagasinée dans le système, $\hbar\omega_0\Delta M_z/(\gamma\hbar)$. Le rapport $\chi''h^2/\Delta M_z = 1/(\gamma\mathcal{T}_1)$ donne donc accès au temps de relaxation du système. On s'aperçoit alors que l'amortissement du système diminue de façon monotone lorsque la puissance micro-onde est augmentée, pour se stabiliser aux puissances maximales qui ont été atteintes dans cette expérience autour d'une valeur environ 5 fois plus faible que sa valeur dans le régime linéaire.

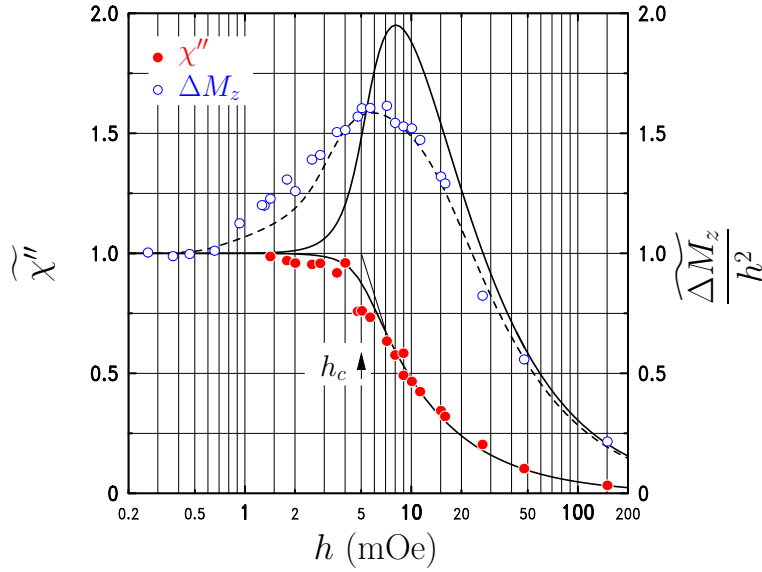


FIG. 4.2: *Mesure simultanée de χ'' et ΔM_z en fonction de h . Variations des composantes longitudinales (symboles pleins) et transverses (symboles ouverts) en fonction de l'intensité du champ micro-onde h pour le champ appliqué B_0 . Ces quantités sont normalisées par leurs valeurs à basse puissance. Les lignes en traits pleins sont les prédictions analytiques des EQ. (4.5) et (4.6). La ligne en pointillés tient compte des effets de taille finie.*

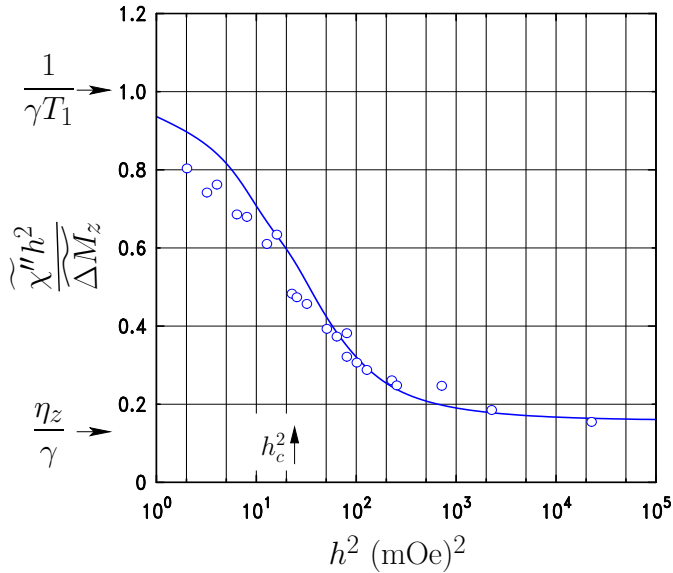
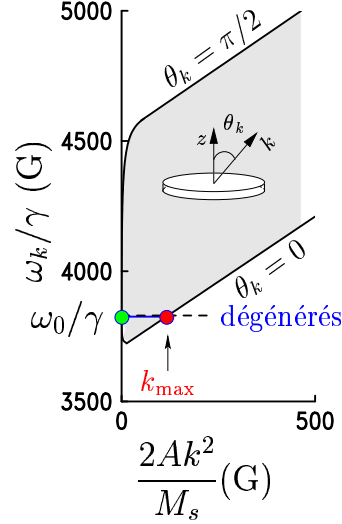


FIG. 4.3: *Dépendance du rapport χ'' sur $\Delta M_z/h^2$ vis-à-vis de la puissance. Ce rapport mesure le taux de décroissance de l'énergie du système pompé. La ligne continue est la prédiction analytique (cf. EQ. (4.5) et (4.6)).*

FIG. 4.4: *Dispersion des ondes de spin du disque de YIG.* En raison de l'équilibre entre énergie dipolaire et énergie d'échange, il existe une bande de magnons dégénérés. Le mode indiqué en rouge, impliqué dans la saturation prématurée de la résonance principale, est dégénéré avec le mode uniforme (en vert). A est la constante d'échange.



4.2.2 Interprétation

4.2.2.1 Modes dégénérés et relaxation dans le régime linéaire

L'instabilité conduisant à la saturation prématurée de la résonance implique les magnons dégénérés avec le mode uniforme, comme vu au §2.2.3.3. Pour l'échantillon étudié la bande de magnons dégénérés est celle qui a été représentée à la FIG. 2.7(a) en utilisant la relation de dispersion (2.34). Nous l'avons reproduite à la FIG. 4.4, en faisant apparaître explicitement les magnons dégénérés avec le mode uniforme. Ce sont les effets de taille finie du disque, dont le rapport d'aspect est de l'ordre d'un trentième, qui autorisent l'existence de magnons de même énergie que le mode uniforme ($\omega_k = \omega_0$), mais de vecteurs d'onde ($k \gg k_0$) et de direction de propagation θ_k différents, même quand l'aimantation est saturée parallèlement à la normale z du disque.

Le seuil de Suhl dépend également des valeurs des temps de relaxation des différents modes d'ondes de spin qui sont excités au moment de l'instabilité. Il est donc important de caractériser la relaxation du système dans le régime linéaire. Le diagramme de la FIG. 4.5 représente schématiquement les couplages entre les différents degrés de liberté du système. À la fréquence de pompage ω_0 et au champ B_0 , le champ micro-onde, uniforme sur le volume de l'échantillon, ne se couple qu'au mode principal de vecteur d'onde k_0 . Son taux de relaxation vers le réseau est η_0 , et η_{sp} rend compte des processus de décohérence dûs aux inhomogénéités⁵ de l'échantillon qui le couplent aux autres modes dégénérés, même dans le régime linéaire. La largeur de raie des pics de résonances de la FIG. 4.1 est donc $(\eta_0 + \eta_{sp})/\gamma$. Les modes dégénérés ont quant à eux un taux de relaxation moyen vers le réseau qui est noté $\bar{\eta}_k$. Les temps de relaxation transverses et longitudinaux sont donc respectivement $T_2 = 2/(\eta_0 + \eta_{sp})$ et $T_1(h \ll h_c) = T_1 = \frac{T_2}{2} (1 + \eta_{sp}/\bar{\eta}_k)$. Les valeurs de ces taux de relaxation [63] sont résumés dans la TAB. 4.1.

4.2.2.2 Seuil de Suhl

Les magnons de vecteurs d'onde opposés ($+\mathbf{k}$, $-\mathbf{k}$) sont couplés entre eux avec les magnons uniformes par un terme de couplage $\xi_k n_0$ qui dépend de θ_k (*cf.* EQ. (2.49)). Dans

⁵Capables d'absorber une certaine quantité de mouvement, c'est le processus à 2 magnons mentionné au §2.2.1.3.

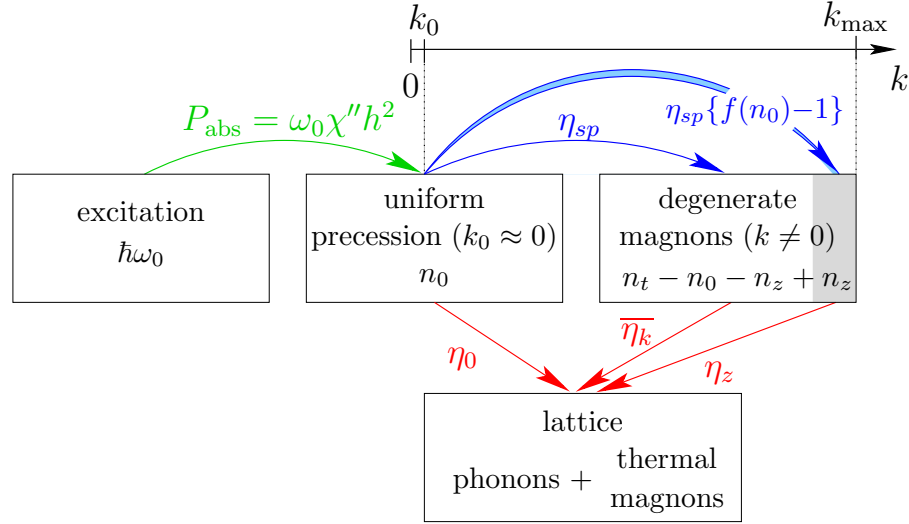
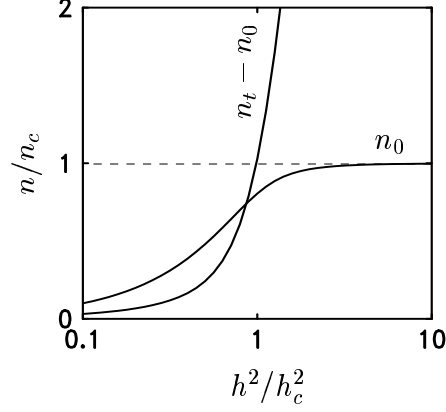


FIG. 4.5: **Diagramme des transferts d'énergie entre les différents degrés de liberté.** Les transferts entre les réservoirs du haut conservent l'énergie totale du système de spins. La zone ombrée et la double flèche sont les altérations dues aux effets non linéaires. Ce diagramme est une extension au régime non linéaire de celui présenté FIG. 2.9.

processus spin-spin	précession uniforme	k -ièmes magnons	magnons longitudinaux
η_{sp}/γ	η_0/γ	$\bar{\eta}_k/\gamma$	η_z/γ
0.2	1.07	0.65	0.15

TAB. 4.1: **Taux de relaxation des magnons dégénérés.** Exprimés en Gauss, ils ont été déterminés dans le régime linéaire [63], excepté pour η_z , qui l'est à partir de h_c , cf. EQ. (4.1).

FIG. 4.6: *Évolution des populations de magnons en fonction de la puissance. Le nombre de magnons uniformes n_0 sature au seuil de Suhl tandis que le nombre de magnons paramétriques $n_t - n_0$ augmente soudainement.*



notre cas, le couplage maximal ($\xi_k|_{\max}/\gamma = 2\pi M_s \approx 900\text{G}$) est obtenu pour les magnons longitudinaux se propageant parallèlement à l'aimantation ($\theta_k = 0$), qui sont indiqués en rouge à la FIG. 4.4 et dont le vecteur d'onde est $k_{\max} = \sqrt{N_{\perp} 4\pi M_s^2 / (2A)} \approx 6.3 \cdot 10^4 \text{cm}^{-1}$ (N_{\perp} est le facteur démagnétisant transverse du disque). Quand $\xi_k n_0$ devient comparable à η_z , temps de relaxation de ces magnons longitudinaux, le processus à 4 magnons annihilant 2 magnons uniformes – dont le nombre sature alors – et créant 2 magnons paramétriques – dont la population s'accroît soudainement – se met en place (cf. FIG. 4.6). Ce critère permet de déterminer le nombre critique de magnons uniformes, $n_c = \frac{1}{2}(\gamma M_s T_2^2 h_c^2 / \hbar)$, où

$$h_c^2 = \frac{1}{\gamma^2 T_2^2} \frac{\eta_z}{2\xi_k} \quad (4.1)$$

est la puissance critique. La valeur du seuil mesurée $h_c = 5 \text{mOe}$ permet d'extraire le taux de relaxation des magnons paramétriques, $\eta_z/\gamma = 0.15 \text{G}$, en utilisant l'EQ. (4.1). Cette valeur, inférieure au temps de relaxation moyen $\bar{\eta}_k$ des magnons dégénérés (cf. TAB. 4.1), est en accord avec des mesures effectuées sur des sphères et des couches minces de YIG [32, 84] qui permettent, grâce à des mesures d'absorption subsidiaire, de montrer que η_k diminue⁶ avec θ_k .

L'angle de précession uniforme critique peut également être évalué. Pour les petits angles, il est donné par le rapport de la composante transverse de l'aimantation et de l'aimantation à saturation. En utilisant l'EQ. (2.35a), on trouve

$$\theta_c = \sqrt{\frac{\eta_z}{2\xi_k}}, \quad (4.2)$$

ce qui donne dans le cas présent un angle critique de l'ordre de 0.5° . Le phénomène de saturation prématurée limite donc l'angle de précession uniforme très rapidement.

4.2.2.3 Modélisation

Afin de décrire le comportement des populations de magnons dégénérés, il est possible de modifier le diagramme de la FIG. 4.5 pour tenir compte des effets non linéaires. Ces derniers ouvrent en effet un nouveau canal de relaxation du mode uniforme vers les magnons paramétriques, représenté par la double flèche pointant sur la zone grisée. Les

⁶Il est possible d'ajuster les largeurs de raies comme suit : $\Delta H_k (= \eta_k/\gamma) = A_0(1 + \sin^2 2\theta_k)$ [84].

équations du mouvement pour les modes dégénérés s'écrivent alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} n_0 = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega_0} - \{\eta_0 + \eta_{sp} f(n_0)\} n_0 \quad (4.3a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_t - n_0 - n_z) = \eta_{sp} n_0 - \overline{\eta}_k (n_t - n_0 - n_z) \quad (4.3b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_z = \eta_{sp} \{f(n_0) - 1\} n_0 - \eta_z n_z, \quad (4.3c)$$

où

$$f(n_0) = 1/\sqrt{1 - n_0^2/n_c^2} \quad (4.4)$$

a été calculée par Suhl [113] dans un modèle raffiné (où le couplage linéaire η_{sp} entre le mode uniforme et les modes dégénérés est pris en compte dans l'EQ. (2.49)) par rapport à [112].

En régime stationnaire, l'EQ. (4.3a) mène à une équation implicite pour le comportement de la susceptibilité en fonction du champ micro-onde h [113],

$$\widetilde{\chi}'' = \frac{\eta_0 + \eta_{sp}}{\eta_0 + \eta_{sp}/\sqrt{1 - \widetilde{\chi}''^4 (h/h_c)^4}}, \quad (4.5)$$

où $\widetilde{\chi}'' = \chi''/(\gamma T_2 M_s)$ est la susceptibilité normalisée par sa valeur à basse puissance, $\chi_0'' = \gamma T_2 M_s$. La comparaison des points expérimentaux avec le profil prédit par la relation (4.5), où la valeur du seuil mesurée $h_c = 5$ mOe est utilisée, est très satisfaisante. En particulier, la variation de χ'' au voisinage du seuil est bien reproduite.

En résolvant le système d'EQ. (4.3) en régime permanent, nous avons obtenu une relation analytique liant $\Delta M_z/h^2$ à χ'' [70],

$$\frac{\widetilde{\Delta M}_z}{h^2} = \widetilde{\chi}'' + \left(\frac{1}{T_1 \eta_z} - 1 \right) \{ \widetilde{\chi}'' - \widetilde{\chi}''^2 \}, \quad (4.6)$$

où $\widetilde{\Delta M}_z = \Delta M_z/(\gamma^2 T_1 T_2 M_s)$ est normalisée par la pente de $\Delta M_z/h^2$ à basse puissance. Notons que cette relation est équivalente à un bilan de flux de puissance dans le diagramme de la FIG. 4.5, la puissance absorbée (flèche verte) égalant celle qui est dissipée (flèches rouges) : $P_{\text{abs}} = P_{\text{diss}} = \hbar\omega_0 \sum_{\{k\}} \eta_k n_k$. La courbe en traits pleins et en forme de cloche de la FIG. 4.2, qui est la prédiction donnée par la relation (4.6), ne décrit pas bien le comportement expérimental observé au voisinage du seuil. Cependant, cette relation ne tient pas compte des effets de taille finie, qui induisent le profil spatial décrit plus haut du mode uniforme, et pour lequel la moyenne spatiale de la diminution longitudinale de l'aimantation est très inférieure à son maximum ($\overline{\Delta M}_z = 0.33 \times \Delta M_z|_{r=0}$). On peut la corriger en la pondérant par ce profil spatial de ΔM_z , donné à la FIG. 2.5. La nouvelle prédiction (courbe en pointillés tracée FIG. 4.2) décrit convenablement l'augmentation de $\Delta M_z/h^2$ avant le champ critique h_c qui coïncide avec la saturation de la zone centrale du disque. La diminution de χ'' (susceptibilité transverse mesurée par détection standard et donc moyenné spatialement) apparaît à plus haute puissance, quand la zone périphérique du disque, de plus grand poids spatial, atteint la saturation. La détection mécanique, qui donne accès à une mesure locale, accentue ces effets de dépendance spatiale (rappelons que la sonde est située au-dessus du centre du disque).

4.2.2.4 Dépendance en puissance du taux de relaxation

Ce modèle permet également d'expliquer simplement la dépendance du taux de relaxation observé FIG. 4.3, qui vaut $1/T_1$ dans le régime linéaire et tend vers η_z à haute puissance. Rappelons à cet effet la relation (2.36)

$$\frac{1}{T_1} = \sum_{\{k\}} \eta_k \frac{n_k}{n_t}, \quad (4.7)$$

qui lie le taux de relaxation spin-réseau du système pompé aux populations relatives des modes dégénérés. Dans le régime linéaire, où le mode de précession uniforme domine⁷, $n_t \approx n_0$ et $1/T_1 = 1/T_1$. Au-delà du seuil de Suhl, la population de magnons paramétriques augmente considérablement par rapport aux autres (la population de magnons uniformes sature), et à la limite $f(n_0) \gg 1$, $n_t \approx n_z$, ce qui donne $1/T_1 = \eta_z$ dans la formule (4.7). Soulignons que la modélisation schématisée FIG. 4.5 tient uniquement compte du couplage non linéaire entre les magnons uniformes et longitudinaux. L'analyse se complexifie énormément si on veut tenir compte de tous ceux qui existent entre les différents modes dégénérés [112]. La bonne adéquation de cette modélisation avec les résultats expérimentaux semble néanmoins montrer qu'elle capture l'essentiel de la physique impliquée dans la zone de puissance étudiée. Sans doute faudrait-il introduire ces autres couplages à plus haute puissance [134].

Soulignons également que l'allure de $\Delta M_z/h^2$ dépend cruciallement des taux de relaxation des magnons dégénérés. Si tous étaient égaux ($\eta_0 = \overline{\eta_k} = \eta_z$), $\widetilde{\Delta M_z}/h^2$ se réduirait en effet à $\widetilde{\chi}''$ dans l'EQ. (4.6). Dans ce cas, le nombre de magnons uniformes saturerait toujours, en raison du processus de Suhl qui peuplerait les magnons paramétriques, mais le nombre total de magnons ne présenterait pas l'augmentation brutale au niveau du seuil présentée à la FIG. 4.6. Dans le cas étudié ici, la diminution du couplage à l'excitation (*c-à-d.* la diminution de χ'') est compensée par une efficacité de pompage qui augmente, car les magnons paramétriques ont un temps de relaxation cinq fois plus long que les magnons uniformes. C'est pourquoi on peut observer une forte amplification de la diminution de M_z , sans coût énergétique supplémentaire [70].

Notons enfin que comme l'ont montré de récents résultats expérimentaux sur des films de Permalloy, les phénomènes décrits sur cet échantillon de YIG ne sont pas spécifiques aux ferrites. Ainsi, l'équipe de Carl Patton a pu investiguer grâce à l'absorption subsidiaire la dépendance du taux de relaxation des magnons dégénérés dans des films de Permalloy et démontrer qu'elle suivait le même comportement en fonction de θ_k que dans le YIG [3]. Si les niveaux de puissance à atteindre sont bien plus élevés⁸ ($h_c \approx 1$ à 7 Oe [3]), l'angle critique de précession uniforme est de l'ordre de 2 à 3°, du même ordre de grandeur que dans le YIG. Citons également le travail expérimental de l'équipe de Tom Silva, qui a observé, grâce à une expérience d'effet Kerr résolu en temps, la diminution longitudinale de M_z sur des films de Permalloy soumis à de fortes impulsions (15 Oe) de champ [104]. Celle-ci est attribuée à la génération d'ondes de spin incohérentes (spatialement, *c-à-d.* de vecteur d'onde $k \neq 0$) pendant le processus de réorientation de l'aimantation.

⁷Il existe également des magnons dégénérés dûs au processus à 2 magnons.

⁸En raison du caractère métallique du Permalloy, son amortissement est beaucoup plus important que celui du YIG.

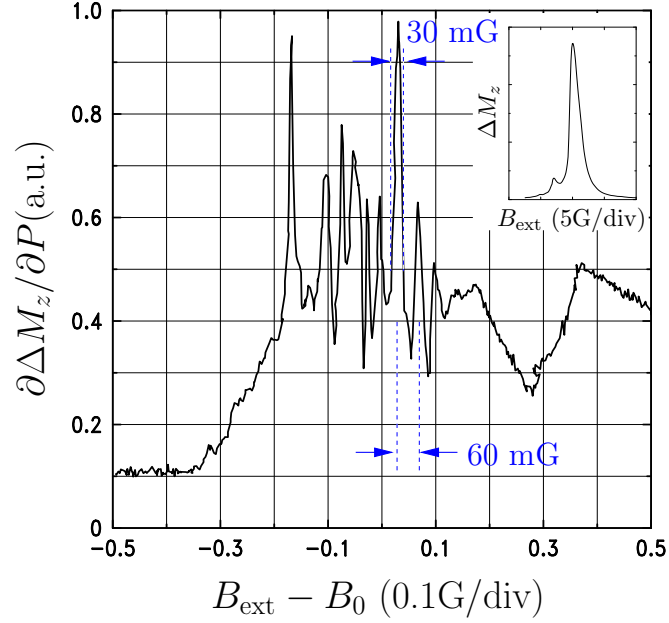


FIG. 4.7: **Spectre d'excitations paramétriques.** En modulant très faiblement ($\epsilon = 0.0025$ dans l'EQ. (3.2)) le champ micro-onde autour de $h = 8 \text{ mOe} > h_c$, on a accès au spectre des magnons paramétriques excités par les effets non linéaires. Les largeurs de raie observées, de l'ordre de 30 mG, leur confèrent un temps de vie apparent très élevé ($\approx 2\mu\text{s}$). L'insert montre le spectre obtenu quand $\epsilon = 1$, cas des mesures présentées à la FIG. 4.2.

4.2.3 Excitations paramétriques

Il est possible de sonder directement le temps de relaxation des magnons paramétriques excités au seuil de Suhl. En utilisant une profondeur de modulation ϵ très faible (*cf.* EQ. (3.2)), on peut mesurer la réponse $\partial\Delta M_z/\partial P$ de la composante longitudinale par rapport à la puissance micro-onde $P = h^2$. Ce faisant, on perd un facteur de l'ordre de $\epsilon^{-1} = 400$ dans le signal par rapport à une modulation de source de 100%, mais on conserve le gain Q du facteur de qualité du levier. L'intérêt de cette méthode est d'explorer finement l'influence d'une petite augmentation de puissance sur le spectre de résonance. Dans le régime linéaire, on n'observe par définition aucun changement quand h (valeur maximale du champ micro-onde atteinte au cours de la modulation) est augmentée tout en restant faible devant h_c . La variation de la composante longitudinale à la résonance du mode uniforme ne dépend en effet que de ϵ , constant dans l'expérience. Par contre, quand les effets non linéaires commencent à apparaître au niveau du seuil de Suhl h_c , le spectre d'excitation dépend de la puissance puisque l'on passe d'un régime dominé par la précession uniforme à un autre régime où cette dernière est saturée, tandis que des excitations paramétriques apparaissent. Dans ce cas, $\partial\Delta M_z/\partial P$ ne mesure donc plus que les magnons paramétriques créés par l'augmentation de puissance ∂P , puisque celle-ci ne peuple plus le mode de précession uniforme, quasi saturé (*cf.* FIG. 4.6).

Pour illustrer ce phénomène, la FIG. 4.7 présente le spectre d'excitations paramétriques obtenu quand $h = 8 \text{ mOe}$ et $\epsilon = 0.025$. Au lieu d'observer une seule raie de largeur $\Delta H_0 = (\eta_0 + \eta_{sp})/\gamma$ correspondant au mode de résonance uniforme, on observe une dizaine

de raies très fines ($\Delta H \approx 30$ mOe) assez régulièrement espacées (la séparation Σ entre deux raies est de l'ordre de 60 mOe). Il semblerait donc qu'il existe plusieurs modes paramétriques excités par le processus de Suhl. Le mode uniforme ayant une largeur de raie finie ΔH_0 , il existe en effet plusieurs modes de vecteurs d'onde et d'énergies très proches du mode longitudinal ($k \approx k_{\max}$, $\theta_k \approx 0$, $\omega_k \approx \omega_0 \pm \Delta H_0/(2\gamma)$), susceptibles d'être paramétriquement excités⁹. La discrétisation des modes observée sur le graphe de la FIG. 4.7 s'explique par les effets de taille finie dans l'échantillon. La séparation en champ est reliée à la séparation des modes dans l'espace des k , $\Sigma = 4Ak\Delta k/M_s$, où A est la constante d'échange et $\Delta k = \pi/D$ correspond à la discrétisation des modes le long de la plus grande dimension de l'échantillon. Les modes paramétriques excités ont donc un vecteur d'onde proche de \mathbf{k}_{\max} , avec une petite composante additionnelle $\Delta \mathbf{k}$ dans le plan du disque. On trouve numériquement $\Sigma = 4Ak_{\max}\pi/(DM_s) \approx 0.12$ Oe, soit une séparation théorique entre modes deux fois plus grande que mesurée. La valeur de k_{\max} dépend néanmoins fortement de l'angle θ_k des magnons dégénérés : une déviation d'environ 7° de leur direction de propagation par rapport à la normale du disque serait suffisante pour expliquer le désaccord. Notons qu'une telle structure fine a été également observée dans l'absorption subsidiaire dans le YIG [50].

Pour expliquer les très faibles largeurs de raies mesurées par rapport à la valeur $\eta_z/\gamma = 0.15$ G déduite de l'analyse précédente, il faut introduire un temps de relaxation apparent pour les magnons paramétriques. Rappelons en effet que ceux-ci sont excités à partir d'un certain seuil, qui correspond au nombre de magnons uniformes critiques tel que leur couplage non linéaire avec les magnons paramétriques compense complètement la relaxation de ces derniers. La relaxation spin-réseau des magnons paramétriques est donc bien décrite par η_z , mais leur taux de relaxation apparent doit être renormalisé par les effets non linéaires [100] :

$$\tilde{\eta}_z = \frac{\eta_z}{f(n_0)}. \quad (4.8)$$

L'évaluation de $f(n_0)$ pour le champ $h = 8$ mOe est obtenue à partir des expressions (4.4) et (4.5), et en utilisant la relation $n_0/n_c = (\chi''/\chi_0'')^2(h/h_c)^2$. On trouve que ce dernier rapport vaut 0.979 pour la puissance considérée, ce qui donne la valeur $\tilde{\eta}_z/\gamma = 31$ mG du taux de relaxation apparent des magnons paramétriques, en excellent accord avec celle qui est observée. Ce temps de vie apparent des excitations paramétriques, de l'ordre de $2 \mu\text{s}$, est à comparer avec le temps de relaxation $T_1 = 106 \pm 10$ ns [63] mesuré dans le régime linéaire.

⁹La modélisation présentée au §4.2.2.3 reste correcte dans la mesure où on peut considérer ces différents modes paramétriques comme un seul mode de taux de décroissance η_z couplé non-linéairement avec le mode uniforme, comme indiqué sur la FIG. 4.5.

4.3 Étude de disques microniques de Permalloy

L'étude des deux échantillons présentée dans ce paragraphe constitue la première étape vers la spectroscopie d'un nano-pilier individuel contacté. D'épaisseur commune 100 nm et de diamètres respectifs 84 et 10 μm , ces deux disques sont en Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ pour tous les échantillons présentés dans ce chapitre), matériau qui sera également utilisé dans les piliers. Le temps de relaxation du Permalloy, de par son caractère métallique, est beaucoup plus court que celui du YIG. On s'attend donc à une forte diminution du rapport signal sur bruit (RSB) comparé à celui observé dans le cas du disque de YIG précédemment étudié, en plus de celle due au plus faible volume de ces échantillons. Cependant, le même dispositif expérimental va pouvoir être utilisé, le RSB dans le cas du YIG étant de l'ordre de 10^5 , même pour de faibles puissances micro-onde et dans le régime de couplage faible avec la sonde de détection.

Ces deux disques ont été définis par lithographie électronique et gravure ionique à partir de couches de Permalloy¹⁰ d'épaisseur 100nm, déposées sur un substrat de verre d'épaisseur 150 μm sous faible champ magnétique planaire¹¹, et dont la caractérisation est présentée à l'annexe D. Ils ont été étudiés avec le même levier et la même sonde magnétique cylindrique que ceux utilisés pour le YIG. Ils sont placés au-dessus – *c-à-d.* à 150 μm , épaisseur du substrat – du court-circuit à la masse d'une stripline large bande (*cf.* §3.2.3), là où le champ h est le plus intense et le moins dépendant de la fréquence.

4.3.1 Disque de diamètre 84 μm

4.3.1.1 Détection standard de la RFM

Cette taille d'échantillon correspond à peu près à la limite de détection standard que l'on peut faire avec la stripline utilisée, pour la largeur de raie du Permalloy. Le signal RFM obtenu par la mesure de puissance absorbée (signal de la diode micro-onde) en modulant le champ à une fréquence de 1 kHz grâce à la bobine de modulation est présenté FIG. 4.8. Dans cette expérience, le levier et la sonde utilisés pour la détection mécanique sont absents.

On observe une raie de résonance de largeur¹² $\Delta H = 31$ Oe centrée sur 11.16 kOe. La valeur de la largeur de raie mesurée ici est légèrement supérieure à celle obtenue dans le cas d'une couche mince infinie témoin ($\Delta H=25$ Oe, *cf.* FIG. 4.15) ce qui peut être expliqué par le fait que cette raie de résonance légèrement asymétrique contient, outre le mode uniforme, des modes magnétostatiques à plus bas champ qui ne sont pas résolus ici (*cf.* §4.3.1.2 pour plus de détails). La position en champ correspond quant à elle bien au champ de résonance attendu en géométrie perpendiculaire pour cet ellipsoïde très aplati de facteur démagnétisant quasi égal à 1, $H_{res} = \frac{\omega_0}{\gamma} + N_z 4\pi M_s \approx \frac{\omega_0}{\gamma} + 4\pi M_s$, qui avec les valeurs de $M_s = 800$ emu/cm³ et de $\gamma = 1.82 \cdot 10^7$ rad/s/Oe du Permalloy données à l'annexe A.3 prévoit un champ de résonance de 11.14 kOe à 4 GHz.

¹⁰Protégées contre l'oxydation par 2 nm d'or.

¹¹Cette couche, comme toutes les autres par la suite, a été élaborée par Jamal Ben Youssef au LMB.

¹²Reliée à la séparation pic à pic du signal observé en modulation par $\Delta H = \Delta H_{pp} \times \sqrt{3}$.

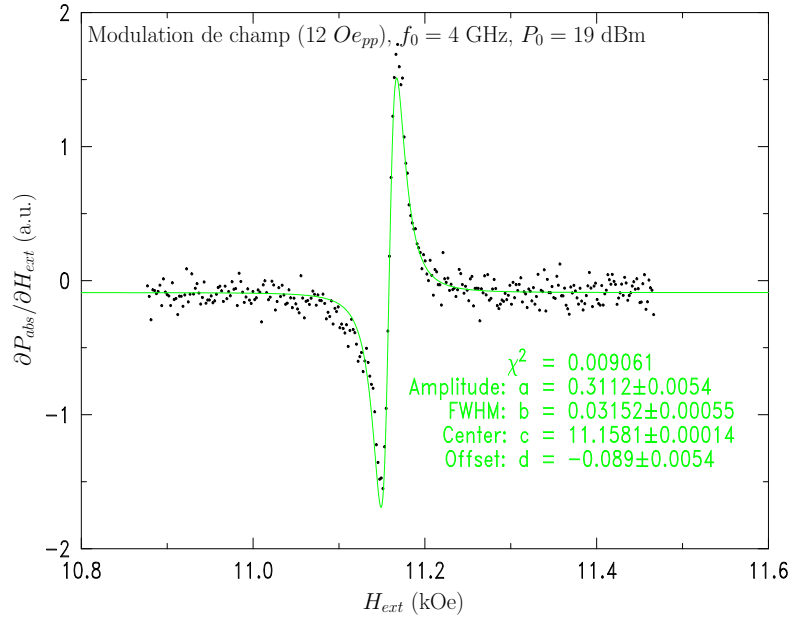


FIG. 4.8: *Mesure RFM standard d'un disque de diamètre 84 μm et d'épaisseur 100 nm. Détection de la puissance absorbée en modulation de champ par mesure de la puissance réfléchiée sur la diode. La courbe verte est un ajustement correspondant à la dérivée d'une raie lorentzienne.*

4.3.1.2 Étude de l'influence de la sonde

Les spectres expérimentaux obtenus par détection mécanique du signal de résonance ferromagnétique de ce disque sont présentés à la FIG. 4.9. Ils ont été obtenus à pression ambiante, où le facteur de qualité du levier est de l'ordre de $Q \approx 60$. Le RSB est en effet suffisant, à la puissance utilisée, pour observer un signal mesurable sans faire le vide dans l'enceinte du microscope. Ceci permet d'étudier l'influence de la sonde en fonction de la séparation sonde-échantillon, modifiée grâce aux vis micrométriques¹³, la sonde étant placée au-dessus du centre du disque comme décrit au paragraphe 3.3.1.

Trois effets remarquables apparaissent quand la distance sonde-échantillon diminue :

- L'intensité du signal augmente, ce à quoi on s'attend puisque le couplage s'accroît.
- Certains pics de résonance s'inversent.
- La séparation entre pics augmente, ce qui permet de mieux les résoudre.

Le spectre de résonance du disque est donc grandement influencé par le champ de fuite de la sonde. La raison essentielle en est que le diamètre de la sonde cylindrique est petit devant celui de l'échantillon. La modification du champ interne du disque par son champ de fuite est donc très inhomogène le long du diamètre du disque. Lorsque la sonde s'approche de la surface du disque, elle augmente la séparation en énergie (donc en champ) des modes magnétostatiques, d'où l'étalement du spectre. Elle localise aussi le maximum d'angle de précession des modes de plus grande longueur d'onde du centre vers la périphérie du disque, ce qui explique le couplage dipolaire négatif des pics à plus haut champ (*cf.* FIG. 4.10).

Notons également que la largeur de raie des pics négatifs observés à haut champ quand

¹³Qui n'étaient à l'époque de cette expérience manipulables qu'à pression ambiante, un dispositif permettant de les utiliser sous vide ayant été introduit pour l'étude des disques submicroniques et des piliers présentée aux §4.4 et 4.5.

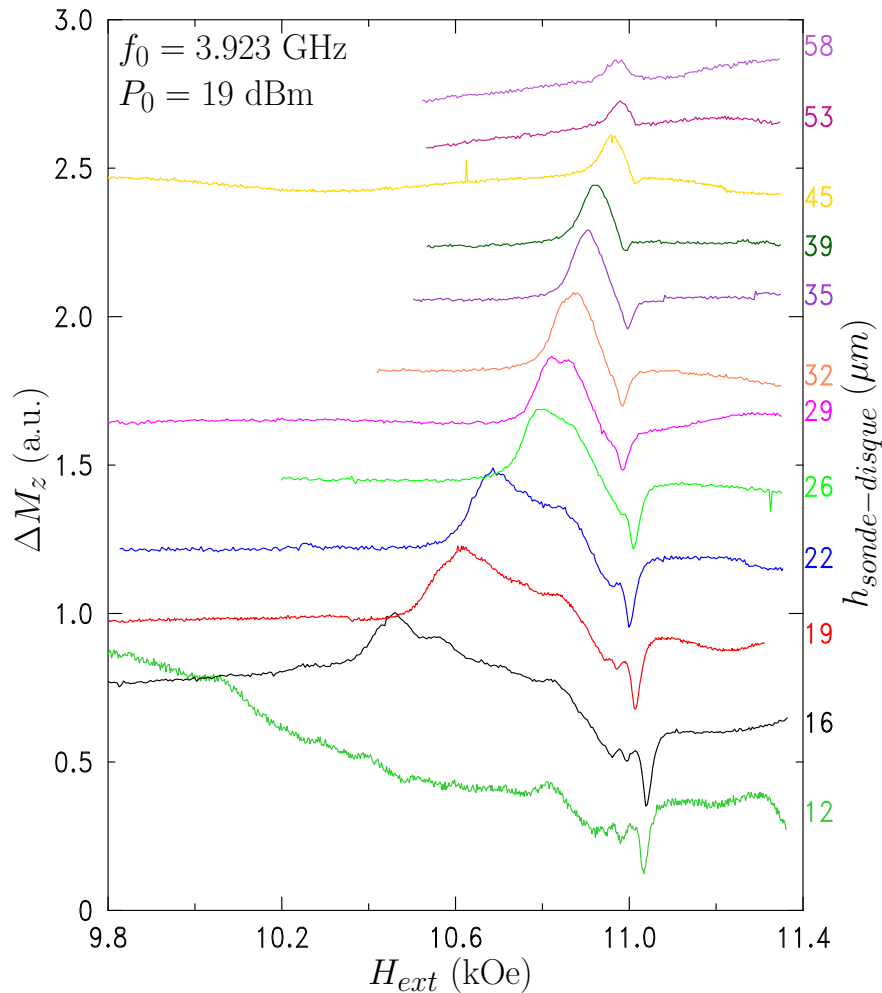


FIG. 4.9: *Spectres RFM d'un disque de diamètre 84 μm et d'épaisseur 100 nm. Étude de l'influence de la sonde sur le spectre de modes magnétostatiques en fonction de la séparation sonde-échantillon. Les spectres sont décalés verticalement pour la lisibilité. Lorsque la sonde est approchée du centre du disque, on observe une augmentation du signal qui s'accompagne de l'inversion de certains pics, et d'un accroissement de leurs séparations.*

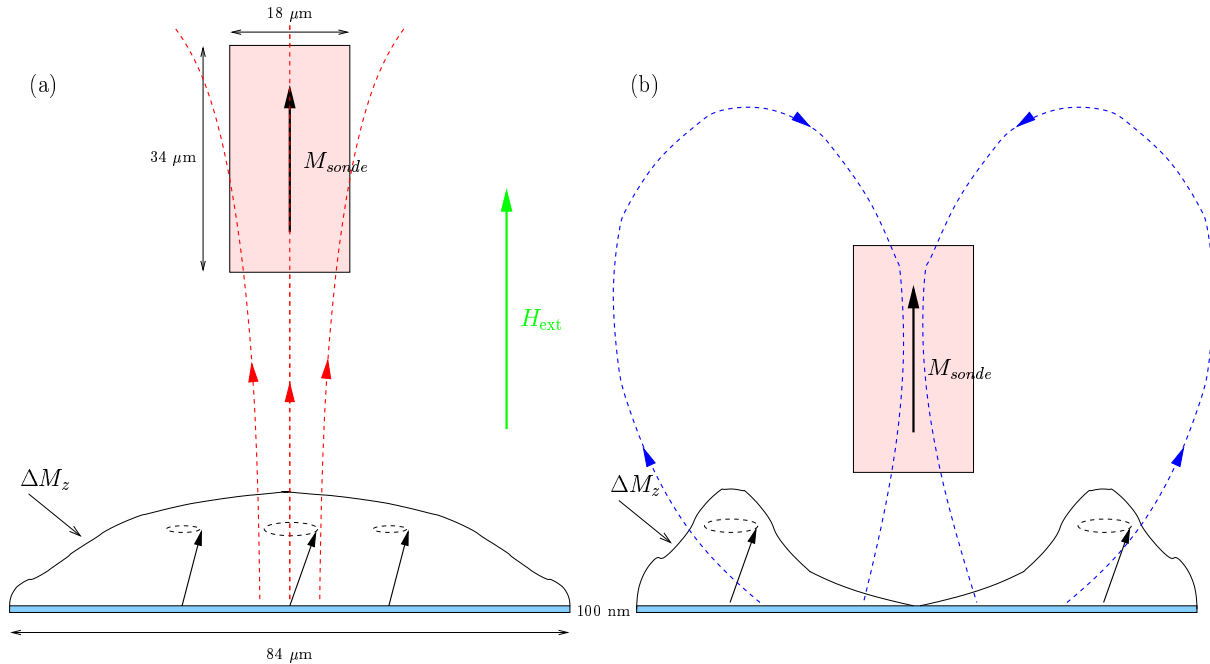


FIG. 4.10: **Couplage dipolaire en fonction de la séparation sonde-échantillon.** Cette figure schématise l'inversion du couplage dipolaire sonde-échantillon lorsque la sonde est approchée du disque : (a) aux grandes séparations, le mode principal est délocalisé dans tout le diamètre du disque et le couplage dipolaire est positif tandis qu'aux faibles séparations (b), le mode principal est confiné à la périphérie du disque, ce qui induit un couplage de signe opposé.

la sonde est suffisamment proche du centre du disque est comprise entre 24 et 26 Oe, de l'ordre de celle mesurée sur une couche mince infinie (*cf.* FIG. 4.15). Cela signifie que ces pics correspondent à des modes résolus, contrairement au signal détecté en résonance standard (FIG. 4.8), ou quand la séparation pointe échantillon est grande.

4.3.1.3 Interprétation

Il est possible de calculer la position et le profil des modes magnétostatiques¹⁴ en tenant compte du profil de champ interne non uniforme dans le disque du fait de la taille finie de ce dernier et du champ de fuite de la sonde [19]. Il suffit pour cela d'utiliser la relation de dispersion des MSFVW (2.21) et la condition de résonance (2.24). Le profil de l'angle de précession (ou de ΔM_z) se déduit alors du potentiel magnétostatique $\phi(r)$ (EQ. (2.23)).

Les courbes en pointillés de la FIG. 4.11(a) sont les profils du champ interne calculé analytiquement pour deux valeurs du champ extérieur, lorsque la distance sonde-échantillon est de $15 \mu\text{m}$ et que l'aimantation est supposée saturée dans le disque. Manifestement, cette dernière hypothèse est fautive pour les faibles séparations sonde-échantillon en raison de l'extrême inhomogénéité du champ de fuite de la sonde (de l'ordre de 560 Oe au centre du disque mais de seulement 70 Oe à mi-rayon entre le centre et la périphérie, pour une séparation de $12 \mu\text{m}$). Les résultats de calculs micromagnétiques¹⁵ tenant

¹⁴Nous n'analyserons pas la dépendance du signal à plus bas champ ($\lesssim 10.8 \text{ kOe}$), que nous attribuons à des modes pour lesquels la non-saturation de l'aimantation devient très importante.

¹⁵Toutes les simulations micromagnétiques statiques et dynamiques présentées dans ce chapitre sont

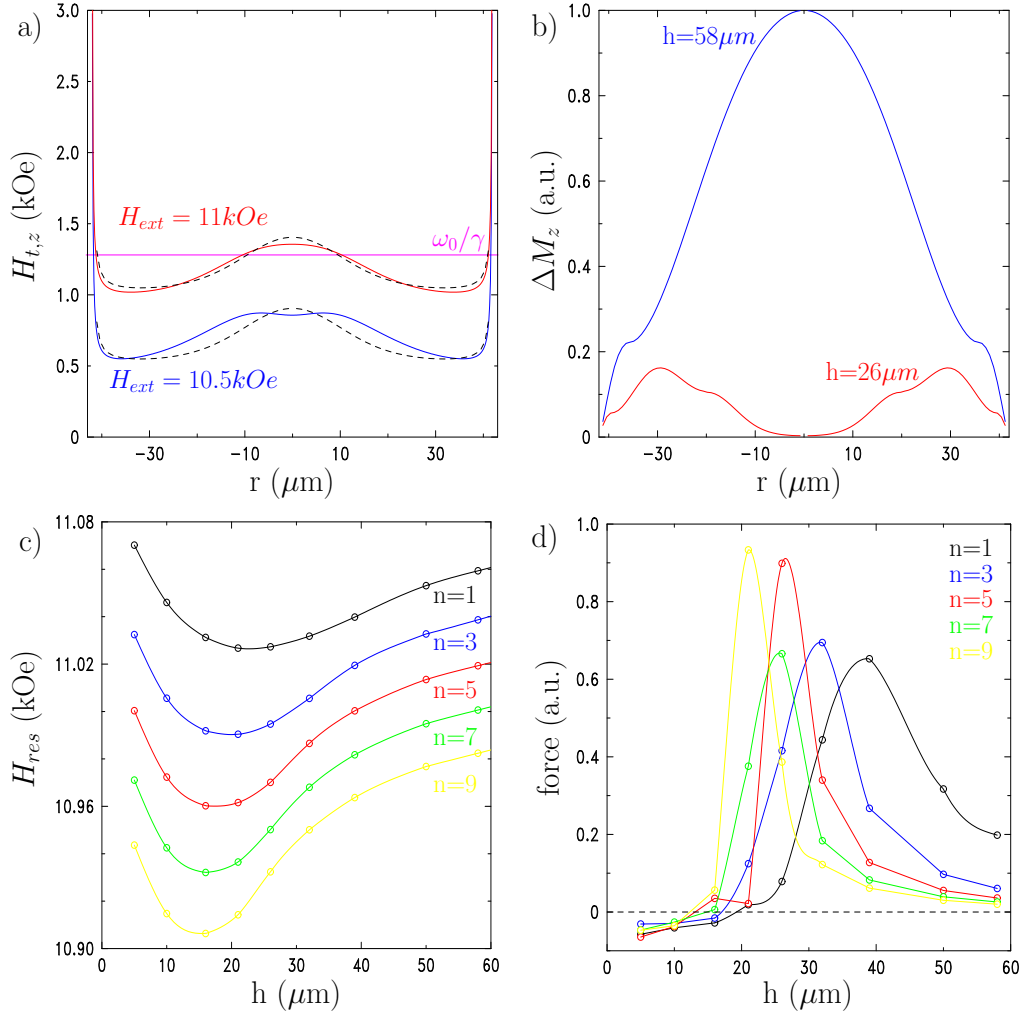


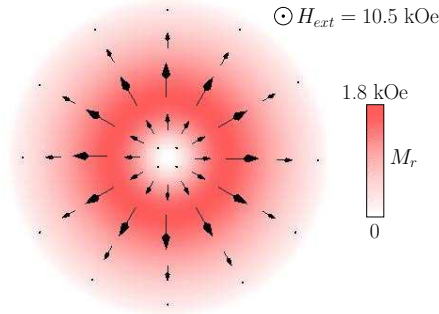
FIG. 4.11: **Modélisation des spectres expérimentaux.** (a) Champ interne dans le disque pour une séparation sonde-échantillon de $15 \mu\text{m}$, simulations micromagnétiques (traits pleins) et calculs analytiques (pointillés), (b) profil spatial de l'angle de précession du mode principal $n=1$ pour deux séparations distinctes, (c) variation des champs de résonance des 5 premiers modes et (d) variation de la force sur le levier en fonction de la distance sonde-échantillon.

compte du champ de fuite de la sonde sont représentés en traits pleins. L'inhomogénéité de l'ordre de 500 Oe au centre du disque due au champ de fuite de la sonde apparaît bien dans les deux calculs. L'hypothèse d'aimantation uniforme est cependant d'autant plus fautive que le champ extérieur est faible, comme cela peut être observé : la différence entre les champs internes calculés et simulés est en effet plus faible à 11 qu'à 10.5 kOe. La visualisation de la composante statique radiale, qui rend compte de l'inhomogénéité de l'aimantation dans le plan du disque due à la composante planaire du champ de fuite de la sonde cylindrique, calculée dans cette simulation est représentée à la FIG. 4.12.

Les profils du champ interne analytiques pour différentes séparations sont ensuite utilisés pour calculer la position des résonances des modes magnétostatiques (FIG. 4.11(c)). On observe que l'écart entre modes augmente lorsque la séparation diminue, rendant bien

effectuées grâce aux logiciels EMicroM et SMicroM développés par l'ONERA et le Laboratoire de Mathématique de l'Université d'Orsay [67, 68].

FIG. 4.12: *Simulation micromagnétique en présence de la sonde.* Visualisation de la composante statique radiale M_r dans un disque d'épaisseur 100 nm et de diamètre 84 μm pour une séparation sonde-échantillon de 15 μm et un champ extérieur de 10.5 kOe.



compte des résultats expérimentaux. On observe également que le champ de résonance des modes diminue jusqu'à une séparation d'environ 15 μm , avant de réaugmenter. Ceci s'explique par le fait que dans un premier temps, l'effet du champ de fuite de la sonde est d'augmenter le champ interne moyen vu par les modes, tandis que pour des séparations plus faibles, le champ de fuite vu par les modes dans la zone de propagation, *c-à-d.* à la périphérie du disque, s'oppose au champ extérieur, ce qui augmente le champ de résonance.

Les profils des modes magnétostatiques sont également calculés, ce qui permet de remonter à la diminution longitudinale de l'aimantation (FIG. 4.11(b)). Le phénomène de confinement des modes par le champ interne de la pointe est clairement observé, et affecte d'abord les modes de plus grande longueur d'onde, *c-à-d.* d'indices les plus bas. Ces profils sont ensuite utilisés pour déterminer l'amplitude de la force exercée sur le levier par l'interaction magnétique avec la sonde (*cf.* EQ. (3.1a)). Les résultats présentés à la FIG. 4.11(d) montrent que le couplage dipolaire s'inverse quand la séparation diminue. Néanmoins la séparation pour laquelle ce phénomène apparaît (20 μm pour $n = 1$) est sous-estimée par rapport au résultat expérimental (35 μm pour $n = 1$), de même que l'amplitude de l'effet. Ceci s'explique par le fait que ces calculs sont effectués dans le cadre de l'approximation de l'aimantation saturée qui permet de conduire des calculs analytiques, alors que celui de la configuration micromagnétique pour de nombreuses valeurs du champ et pour plusieurs séparations est très lourd, le disque à simuler étant lui-même très grand. Les différences observées entre calcul analytique et simulations du champ interne à la FIG. 4.11(a) vont bien dans le sens d'une augmentation de ces effets dipolaires inversés, puisque le champ interne simulé est plus inhomogène que celui calculé analytiquement.

4.3.2 Disque de diamètre 10 μm

Le diamètre de cet échantillon a été choisi de telle sorte que l'influence de la sonde sur la localisation des modes observés soit minimisée par rapport à l'étude précédente. Le volume de ce disque étant nettement plus faible que le précédent, il faut pourtant travailler avec une séparation de fort couplage entre la sonde et l'échantillon, ce qui implique que la contribution du champ de fuite de la sonde dans le champ interne du disque est importante. Néanmoins, si celle-ci est suffisamment homogène, le seul effet de la sonde sera de décaler le spectre de résonance du disque vers les bas champs, sans influencer sa structure.

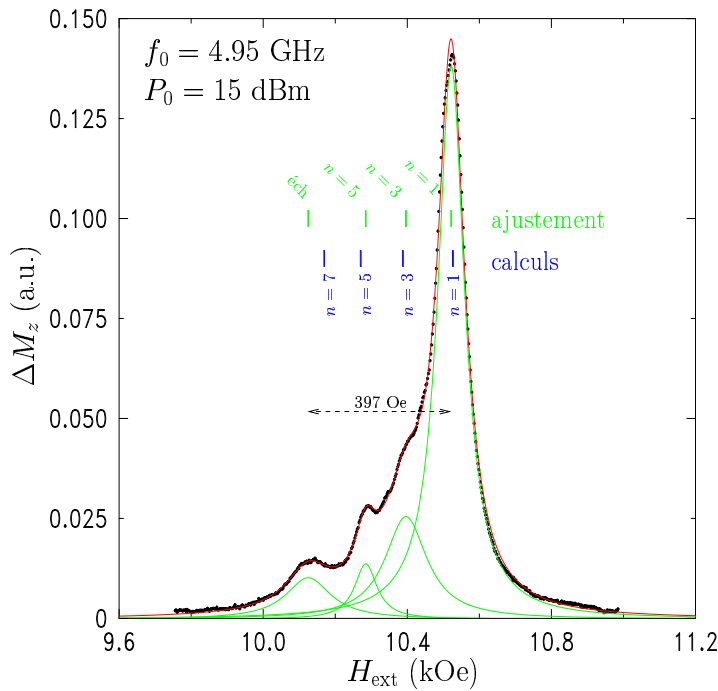


FIG. 4.13: *Spectre RFM d'un disque de diamètre 10 μm et d'épaisseur 100 nm. La séparation sonde-échantillon est de 7 μm . La courbe rouge est un ajustement des données expérimentales, somme des 4 raies lorentziennes en vert. Les trois raies à plus haut champ correspondent aux 3 premiers modes magnétostatiques, celle à plus bas champ (c-à-d. à plus haute énergie) au mode d'échange dans l'épaisseur du disque. Les tirets bleus indiquent la position calculée des modes magnétostatiques.*

4.3.2.1 Spectre de modes magnétostatiques

La détection standard de la RFM de notre dispositif n'est pas suffisamment sensible pour détecter le signal de résonance ferromagnétique de ce disque. On utilise donc uniquement la détection mécanique, sous vide de façon à profiter du facteur de qualité $Q \approx 8500$ du levier. On observe alors le spectre de modes magnétostatiques présenté à la FIG. 4.13.

On y distingue 4 raies principales : le mode fondamental, le plus intense, à plus haut champ c-à-d. plus basse énergie, suivie de 3 autres modes. Les largeurs de raie ajustées de ces modes sont de l'ordre de 80 Oe. Les trois modes à plus haut champ sont interprétés comme des modes magnétostatiques (MSFVW se propageant dans le plan du disque, perpendiculairement à l'aimantation), et celui à plus bas champ comme un mode d'échange dans l'épaisseur.

4.3.2.2 Interprétation

On peut, comme dans le cas du disque de 84 μm , estimer la position des modes magnétostatiques dans le disque en présence du champ de fuite de l'échantillon. Ce dernier, pour la séparation sonde-échantillon étudiée de 7 μm est intense (1080 Oe au centre du disque), mais assez homogène le long du diamètre (960 Oe à la périphérie du disque). Ceci est dû au fait que cette fois, le diamètre de la sonde est supérieur au diamètre du disque, comme l'illustre la FIG. 4.14. Il ne modifie donc pas drastiquement le champ interne du disque isolé (représenté à la FIG. 2.4), contrairement au régime de couplage sonde-échantillon présenté à la FIG. 4.11(a). Son effet est essentiellement de s'ajouter au champ de polarisation H_{ext} et d'abaisser le champ de résonance du disque.

Les résultats des calculs analytiques de la position des modes est indiqué en bleu sur la FIG. 4.13. L'accord pour les trois premiers modes est satisfaisant. Le faible écart (5%) observé entre la séparation entre modes calculée et celle mesurée peut être attribué d'une part au fait que l'hypothèse d'homogénéité de l'aimantation dans le disque faite dans le

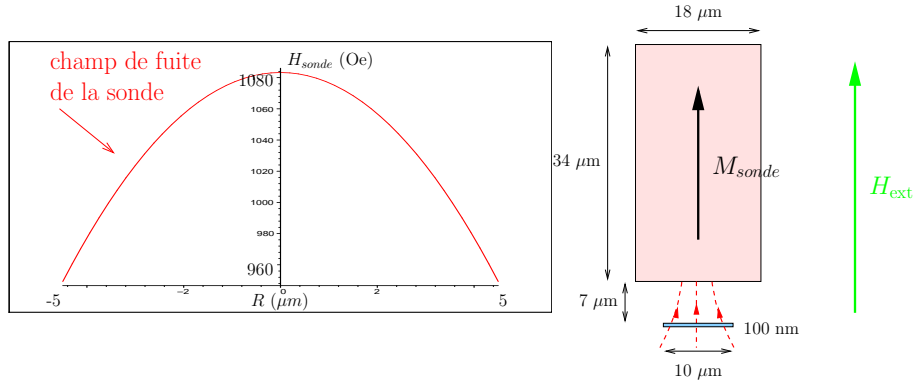


FIG. 4.14: **Champ de fuite de la sonde au niveau de l'échantillon.** Lorsque la séparation sonde-échantillon est de $7 \mu\text{m}$, le champ de fuite de la sonde est intense ($\approx 1 \text{ kOe}$) mais relativement homogène le long du diamètre du disque. L'effet sur le profil de champ interne de ce dernier est donc essentiellement un décalage vers les hauts champs.

calcul analytique n'est pas juste (il faudrait traiter le problème micromagnétiquement), et d'autre part au fait qu'expérimentalement, l'alignement entre la sonde et le disque n'est pas parfait, si bien que les modes d'indices pairs (*a priori* non autorisés par la symétrie cylindrique) sont faiblement excités, ce qui fausse légèrement l'ajustement de la position des pics.

On remarque par contre que le quatrième mode calculé, à plus bas champ, ne peut pas expliquer le quatrième mode expérimentalement observé. Celui-ci correspond en effet au premier mode d'échange dans l'épaisseur de la couche, le long de laquelle il existe une modulation de la composante transverse. Il peut aussi être observé dans une couche mince infinie. Le spectre de résonance d'une telle couche référence, à partir de laquelle le disque étudié a été lithographié, est présenté à la FIG. 4.15. Cette couche est un carré de 1 mm de côté placée sur la stripline en même temps que l'échantillon (mais très éloigné de ce dernier) et permet également de réaliser l'alignement du champ perpendiculairement à la couche. Le spectre de résonance est composé de 2 signaux, le mode uniforme à haut champ, de largeur de raie $\Delta H = 25.7 \pm 0.3 \text{ Oe}$, et un mode de plus basse énergie d'amplitude beaucoup plus faible, 405 Oe plus bas en champ que le premier. Ce même écart est retrouvé sur le disque.

En l'absence d'ancrage, *c-à-d.* si l'aimantation est totalement libre de précesser aux surfaces de la couche, la séparation entre le mode uniforme et le mode d'échange n dans l'épaisseur est donnée par (*cf.* EQ. (2.29)) :

$$H_0 - H_{\text{éch}} = \frac{2A}{M_s} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2, \quad (4.9)$$

où A est la constante d'échange et d l'épaisseur du film, ce qui donne dans notre cas une séparation entre le mode uniforme et le premier mode d'échange de l'ordre de 245 Oe , beaucoup plus faible que celle observée. Ceci s'explique par le fait qu'il existe un ancrage de surface relié à l'anisotropie de surface [89] tel que l'amplitude de l'aimantation transverse aux interfaces de la couche est plus faible que celle au centre, même dans le cas du mode uniforme¹⁶. Ces conditions aux limites impliquent que la longueur d'onde λ du mode d'échange peut être différente d'un multiple entier de d . Une séparation de l'ordre de

¹⁶Les intensités relatives entre le mode principal et le mode d'échange dépendent de cet ancrage et de

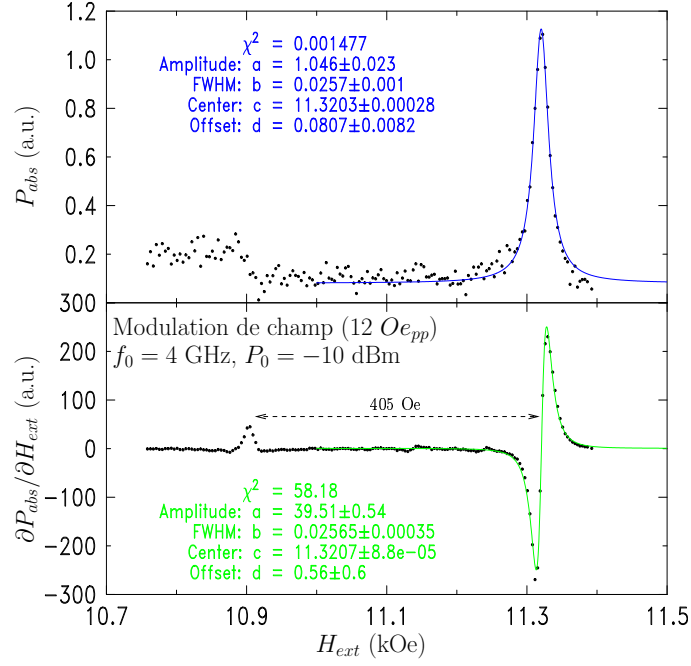


FIG. 4.15: *Couche infinie de référence d'épaisseur 100 nm.* Signaux obtenus en détection standard de la RFM : en haut, mesure de la puissance absorbée par la diode, en bas, mesure en modulation de champ. On observe le mode uniforme à haut champ, ainsi que le premier mode d'échange dans l'épaisseur, d'énergie plus élevée.

400 Oe est retrouvée si $\lambda \approx 1.5 \times d$. Pour des échantillons de taille finie, il faut également tenir compte des conditions aux limites transverses à l'épaisseur pour la détermination précise de cette séparation. Néanmoins, le rapport d'aspect du disque étudié ici est très faible (1/100), ce qui explique que les écarts observés sur la couche mince et le disque soient quasi identiques.

Les positions des résonances observées dans ce disque de $10 \mu\text{m}$ sont donc bien expliquées, en prenant en compte le fort couplage avec la sonde dont l'effet essentiel est de décaler le spectre du disque vers les bas champs. Par contre, la largeur des raie observée avec la détection mécanique est beaucoup plus importante que celle mesurée sur la couche continue en détection standard. Remarquons d'abord que la fréquence micro-onde utilisée dans le cas de la couche mince infinie (4 GHz) est plus faible¹⁷ que celle utilisée dans la détection mécanique (4.95 GHz), ce qui explique en partie la différence observée. Le fait que des modes d'indices pairs soient également excités en raison d'un possible mésalignement de la sonde par rapport au centre du disque ajoute également une contribution à la largeur de raie mesurée. Mais l'élargissement de cette dernière résulte aussi de la modulation de champ induite par la vibration de la sonde au-dessus de l'échantillon. Dans les conditions expérimentales utilisées pour l'étude du spectre RFM présenté à la FIG. 4.13,

la distribution du champ h dans l'épaisseur de la couche, celui-ci étant légèrement inhomogène à cause des effets de peau. La formule (2.9) doit être utilisée pour évaluer ces amplitudes, où les profils spatiaux de M_t et h sont introduits. De plus, les interfaces étant asymétriques (verre/Py et Py/or), l'ancrage l'est également (cf. EQ. (2.27)). Les modes d'échange d'une couche d'épaisseur 200 nm sont présentés au §D.4.

¹⁷Il n'est pas possible d'observer la résonance uniforme de la couche mince pour une fréquence plus élevée en raison de la limitation de l'électro-aimant. C'est le champ de fuite de la sonde qui permet d'observer celle-ci à plus haute fréquence dans le disque.

l'amplitude de vibration du levier au maximum de la résonance ferromagnétique du mode principal est en effet de l'ordre de $60 \text{ nm}_{\text{pp}}$, ce qui occasionne une modulation de $20 \text{ Oe}_{\text{pp}}$ du champ de fuite de la pointe au niveau de l'échantillon, comme mentionné au §3.3.2.3. Cette valeur étant de l'ordre de la largeur de raie ($=25 \text{ Oe}$, *cf.* FIG. 4.15), elle introduit un élargissement de la résonance. Le champ de fuite statique de la sonde est en effet très élevé au niveau du disque ($\approx 1 \text{ kOe}$) et de petites oscillations du levier sont suffisantes à créer de telles amplitudes de modulation de champ.

4.3.2.3 Étude en fréquence

Pour minimiser cet effet, il est possible d'augmenter la séparation sonde-échantillon, et de diminuer la puissance micro-onde. La FIG. 4.16 présente l'évolution de la résonance du mode principal pour deux séparations différentes (7 et $10 \mu\text{m}$), et une puissance micro-onde 4 fois plus faible que celle utilisée précédemment¹⁸.

On observe tout d'abord un décalage du spectre d'environ 250 Oe vers les hauts champs, et une diminution d'un facteur 2 dans l'intensité du signal mesuré lorsque la séparation est augmentée. Ceci est simplement la conséquence de la diminution du couplage sonde-échantillon. La position de la résonance évolue linéairement avec la fréquence de résonance. On peut en déduire le rapport gyromagnétique $\gamma \approx 1.76 \cdot 10^7 \text{ rad/s/Oe}$, valeur légèrement plus faible que celle attendue pour du Permalloy (1.82 à $1.85 \cdot 10^7 \text{ rad/s/Oe}$). Ceci peut s'expliquer par la prise en compte du champ de fuite de la sonde orienté dans le plan du disque. Ce dernier, nul au centre du disque, peut en effet valoir jusqu'à 300 Oe à sa périphérie pour la séparation minimale étudiée. Il implique que l'aimantation fait un angle – inhomogène le long du diamètre du disque – de quelques degrés avec le champ extérieur, ce qui change la dépendance du champ de résonance H_{res} en fonction de la fréquence f d'excitation, comme présenté à la FIG. B.1 (annexe B.2). En particulier, on observe que la pente locale f/H_{res} diminue, c'est-à-dire que le rapport gyromagnétique mesuré est plus faible. D'autre part, le rapport gyromagnétique déduit des mesures à $7 \mu\text{m}$ est légèrement inférieur que celui déduit de celles à $10 \mu\text{m}$ et la dépendance du champ de résonance à basse fréquence n'est pas linéaire, deux constatations qui confirment cette influence de la non-colinéarité de l'aimantation avec le champ de polarisation sur la valeur mesurée de γ .

L'évolution de la largeur de raie en fonction de la fréquence est plus complexe. Elle est linéaire à haut champ – ce qui permet d'en déduire un coefficient $\gamma\Delta H/(2\omega) = (4 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ – mais les largeurs de raie à bas champ sont plus élevées. Ceci s'explique également par l'existence d'un angle de l'aimantation avec la normale du disque, d'autant plus important que le champ ou la fréquence sont faibles. La largeur de raie est en effet inversement proportionnelle à la pente¹⁹ des courbes présentées à la FIG. B.1. Contrairement aux expériences effectuées à plus haute puissance où les vibrations du levier induisaient une forte modulation de champ au niveau de disque, les conditions expérimentales sont cette fois telles que cette dernière n'est plus que de 5 Oe_{pp} pour la séparation de $7 \mu\text{m}$, et de 3 Oe_{pp} pour la séparation de $10 \mu\text{m}$. En conséquence, on retrouve une largeur de raie

¹⁸Nous avons également mené une étude en modifiant artificiellement l'amplitude de vibration du levier grâce à l'excitation d'un bimorphe piezo-électrique, qui confirme bien que l'élargissement des raies observé est essentiellement dû à la modulation de champ induite par la sonde au niveau de l'échantillon

¹⁹Dans le cas général, il faut également tenir compte de la dérivée du champ effectif par rapport au champ appliqué, $\partial H_{\text{eff}}/\partial H_{\text{app}}$, qui ne vaut 1 que pour les configurations à haute symétrie.

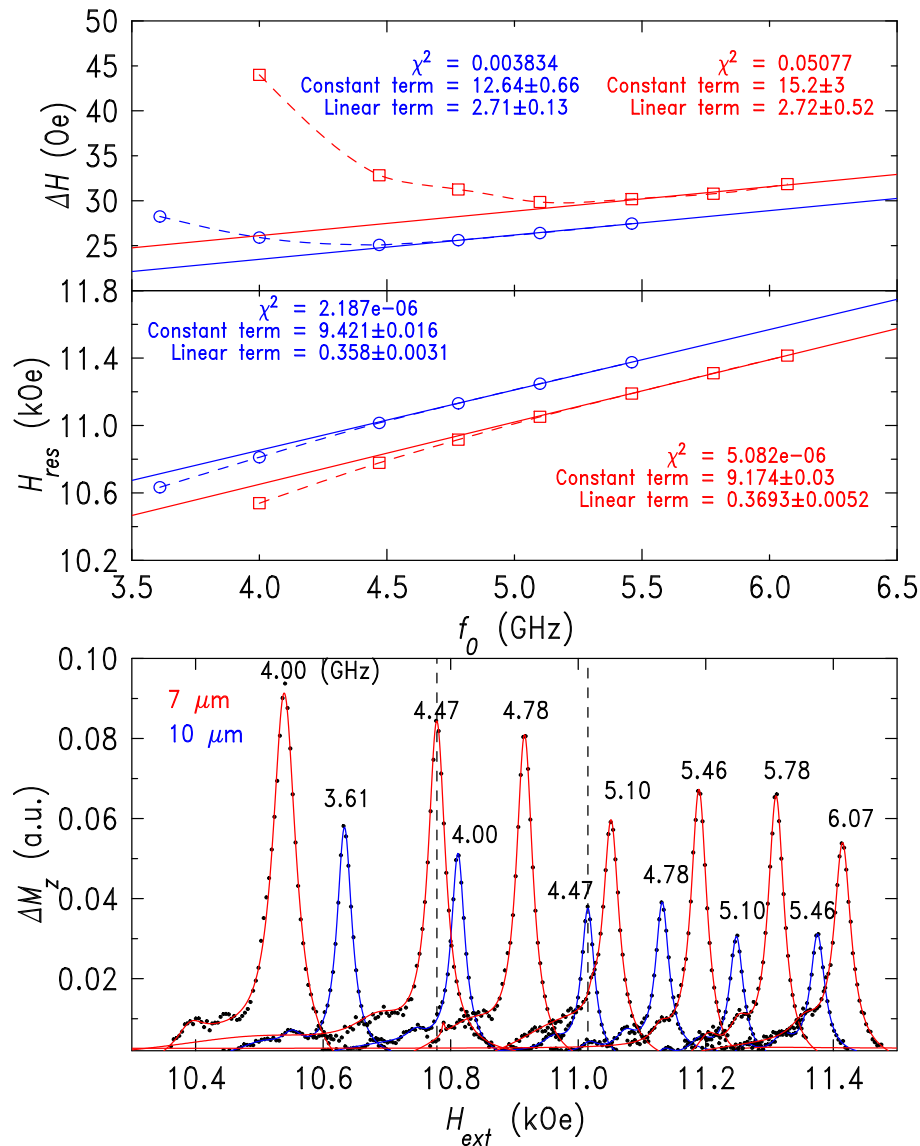


FIG. 4.16: *Spectre RFM d'un disque de diamètre $10 \mu\text{m}$ et d'épaisseur 100nm en fonction de la fréquence. La puissance est 4 fois plus faible que pour le spectre présenté à la FIG. 4.13. La position (graphe du milieu) et la largeur de raie (graphe du haut) de la résonance principale ont été étudiées en fonction de la fréquence pour des séparations sonde-échantillon de $7 \mu\text{m}$ (courbes rouges) et $10 \mu\text{m}$ (courbes bleues). Les lignes verticales en pointillés sur le graphe du bas indiquent le décalage du spectre vers les hauts champs ($\approx 240 \text{Oe}$) lorsque la séparation est augmentée. Les fréquences correspondant à chaque spectre sont indiquées en GHz.*

de l'ordre de 25 Oe à 4 GHz, comme dans le cas de la couche mince infinie (légèrement plus pour le cas du couplage plus fort à 7 μm).

4.3.3 Résumé

L'étude de ces deux échantillons de Permalloy a donc permis, outre la détection mécanique de la RFM sur des micro-disques métalliques, de comprendre l'influence de la sonde sur les spectres mesurés. Deux cas extrêmes ont été étudiés :

- Quand la sonde est plus petite que l'échantillon (cas du disque de 84 μm), son champ de fuite peut changer complètement la localisation des modes magnétostatiques par rapport à leur profil intrinsèque dans le disque isolé. Une étude en fonction de la séparation sonde-échantillon accompagnée de calculs analytiques et micromagnétiques permet néanmoins de comprendre l'essentiel des modifications observées sur les spectres.
- Quand la sonde est beaucoup plus grande que l'échantillon (cas du disque de 10 μm), son champ de fuite est intense, mais relativement homogène au niveau de l'échantillon. Ceci permet d'observer le spectre quasi intrinsèque de ce dernier. Néanmoins, il faut faire attention aux effets de modulation de champ induits par la vibration de la sonde. Nous avons montré qu'il est possible de travailler dans un régime où la valeur des largeurs de raie mesurées n'est pas influencée par la sonde, quand la modulation de champ δH_{pp} induite par les modulations de cette dernière est petite devant la largeur de raie ($\delta H_{\text{pp}} \lesssim \Delta H/5$).

Dans les études de disques et de piliers submicroniques présentés aux §4.4 et 4.5 suivants, la sonde utilisée sera proche des conditions optimales définies au §3.2.2, qui maximisent le couplage mécanique. Le volume de ces échantillons étant très faible devant ceux des micro-disques étudiés dans ce paragraphe, il est en effet nécessaire d'optimiser le facteur de remplissage. L'influence de la sonde sur les spectres dans les conditions expérimentales d'utilisation est alors également minimisée : son champ de fuite est compris entre 50 et 300 Oe et très homogène au niveau de l'échantillon (inhomogénéité inférieure à 5%), et la modulation de champ due aux vibrations du levier est inférieure à 3 Oe_{pp}.

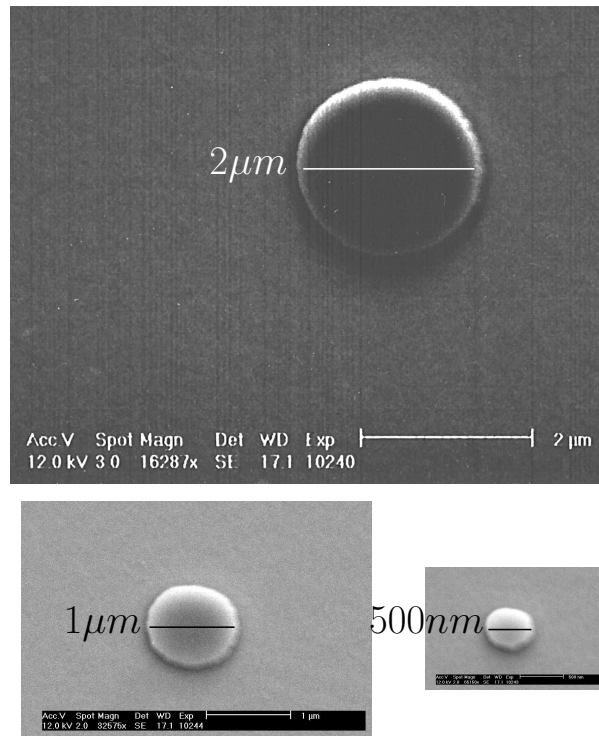


FIG. 4.17: *Images MEB des disques étudiés.* Les disques de différents diamètres sont représentés à l'échelle. Ils sont obtenus par lithographie électronique et gravure ionique à partir d'une même couche $\text{Cu}(30\text{nm})/\text{Py}(100\text{nm})/\text{Cu}(30\text{nm})$ déposée directement sur la stripline, et espacés de $50\ \mu\text{m}$ les uns des autres.

4.4 Étude de disques submicroniques de Permalloy

4.4.1 Conditions expérimentales

4.4.1.1 Échantillons

Les échantillons sont définis par lithographie électronique sur une même stripline large bande présentant une constriction afin d'augmenter le champ micro-onde h . La couche magnétique, un film de $\text{Cu}(30\text{nm})/\text{Py}(100\text{nm})/\text{Cu}(30\text{nm})$, est déposée directement sur la stripline ($\text{Ti}(50\text{nm})/\text{Au}(150\text{nm})$) pour maximiser l'excitation micro-onde au niveau des disques et se placer dans des conditions proches de celles utilisées pour l'étude des nanopiliers (contrairement à ces derniers, les disques submicroniques ne sont pas contactés). La caractérisation magnétique de ces couches est présentée à l'annexe D. De diamètres 2 , 1 et $0.5\ \mu\text{m}$, les échantillons étudiés sont séparés de $50\ \mu\text{m}$ les uns des autres, ce qui permet de s'affranchir de tout couplage et de positionner la sonde au-dessus d'un disque sans qu'elle soit influencée par les autres. Des photographies en microscopie électronique à balayage des 3 disques étudiés ici sont présentés à la FIG. 4.17.

4.4.1.2 Levier et sonde

Le levier et la sonde utilisés pour l'étude de ces disques submicroniques ont été décrits au §3.2. La constante de raideur du levier est de $5\ \text{mN/m}$, et son facteur de qualité de l'ordre de 4500 sous vide. La sonde est une sphère magnétique de diamètre $3.5\ \mu\text{m}$ et

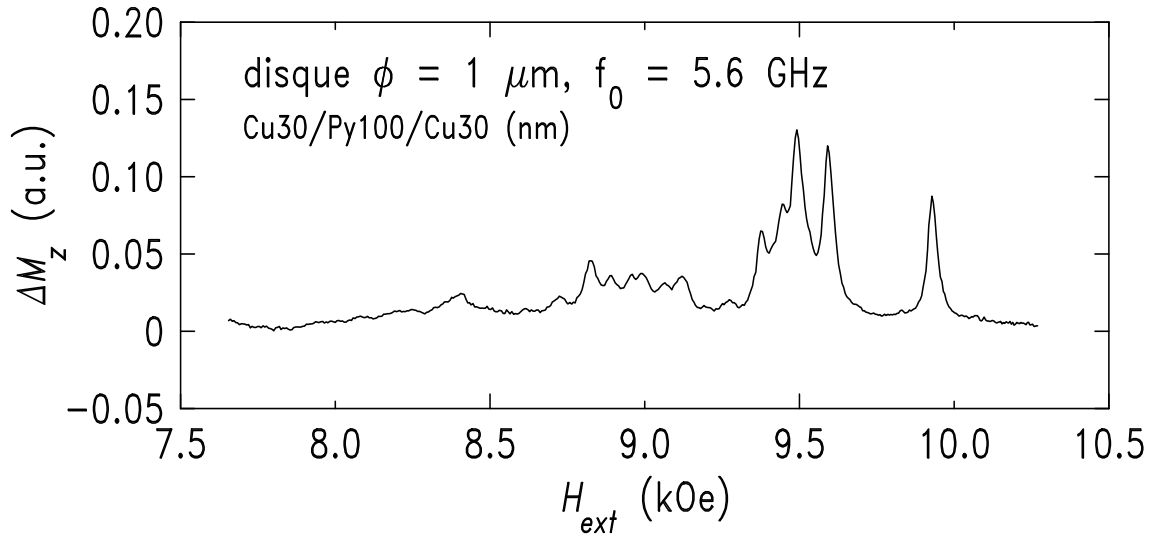


FIG. 4.18: *Spectre RFM d'un plot Cu30/Py100/Cu30 de diamètre 1 μm . Pour une fréquence d'excitation de 5.6 GHz ($P_0 = +6$ dBm), on distingue un groupe de modes principal vers 9.5 kOe, précédé d'un mode à haut champ vers 10 kOe, et une succession de répliques à bas champ.*

d'aimantation $\mathcal{M}_{\text{sph}} = (5 \pm 0.5) 10^{-9}$ emu, dont le centre, pour l'ensemble des spectres présentés ci-dessous, est à une distance de 3 μm des échantillons, qui correspond au meilleur couplage. Des études en fonction de la distance (qui a été augmentée jusqu'à 4.5 μm) montrent que le seul effet de l'influence du champ de fuite de la sonde sur les spectres des échantillons est de les décaler légèrement vers les bas champs²⁰.

4.4.2 Spectres mesurés

4.4.2.1 Étude d'un disque individuel de diamètre 1 μm

Le spectre du disque de diamètre 1 μm est présenté à la FIG. 4.18. Il est obtenu dans les conditions expérimentales précédemment définies, pour une fréquence d'excitation de 5.6 GHz. L'optimisation du couplage entre la sonde et l'échantillon, l'utilisation d'un levier très souple de grand facteur de qualité, et la géométrie de la stripline permettant d'obtenir un champ micro-onde intense ($h \approx 0.5$ Oe dans le cas présenté) au niveau de l'échantillon, permettent d'obtenir un spectre de rapport signal sur bruit du même ordre que celui obtenu dans le cas du disque de diamètre 10 μm .

On observe plusieurs groupes de pics espacés en champ de 500 Oe environ. Comme pour le disque de diamètre 10 μm (*cf.* §4.3.2), un groupe d'amplitude la plus intense ($H_{\text{ext}} \approx 9.5$ kOe) – le mode principal – est suivi de répliques à plus bas champ, correspondant à des modes magnétostatiques pour lesquels il y a apparition de noeuds de l'aimantation transverse le long du diamètre du disque. Il apparaît par contre un pic intense à plus haut champ, *c-à-d.* plus basse énergie, absent du spectre du disque de diamètre 10 μm .

Ce dernier correspond donc à l'excitation d'un mode dans une région de l'échantillon où le champ interne est plus faible. Dans le cas d'un disque de rapport d'aspect très faible,

²⁰Comme indiqué précédemment, son champ de fuite au niveau de l'échantillon ($\lesssim 300$ Oe) est très homogène, et les vibrations maximales du levier (10 nm_{pp} au maximum du signal de RFM) induisent une modulation de champ de 3 Oe_{pp}.

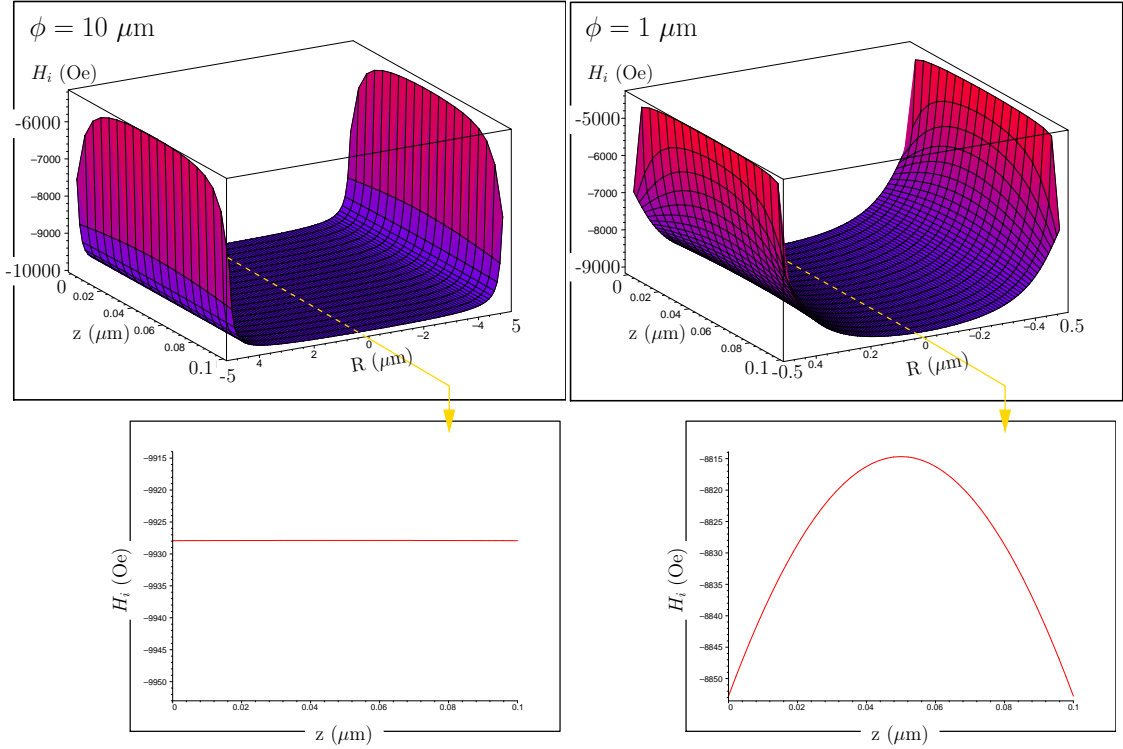


FIG. 4.19: *Champ interne dans des disques de diamètres 10 et 1 μm et d'épaisseur 100 nm. Comparaison analytique dans le cas où l'aimantation est supposée saturée parallèlement à l'axe du disque. Si le rapport d'aspect est très faible (1/100, à gauche), le champ interne est très homogène dans l'épaisseur et le diamètre du disque (comme pour une couche mince infinie), sauf sur son périmètre. Par contre, pour un rapport d'aspect plus grand (1/10, à droite), il est beaucoup plus inhomogène, prenant l'aspect d'une selle à cheval. Il est alors envisageable de pouvoir localiser un mode de bord localisé aux interfaces.*

le champ interne est très homogène dans le volume de l'échantillon, excepté au voisinage du périmètre du disque. En particulier, il est très homogène selon l'épaisseur du disque, et l'aimantation dynamique des modes propres (définis par l'interférence d'ondes du type MSFVW, cf. §2.1.3.1) également. Par contre, ceci n'est plus le cas pour un disque de rapport d'aspect plus élevé, comme le montre la FIG. 4.19, où le champ interne a été calculé analytiquement dans l'hypothèse où l'on considère que l'aimantation est saturée. Le champ interne au voisinage des deux interfaces du disque est alors plus faible²¹, et on peut supposer que le pic de résonance observé à haut champ correspond à l'excitation d'un mode de bord, localisé dans cette région du disque, comme cela sera confirmé par une simulation numérique prenant en compte le profil exact de l'aimantation au §4.4.3.2.

On peut également étudier l'évolution du spectre en fonction de la fréquence du champ micro-onde. La FIG. 4.20(a) présente les spectres expérimentaux obtenus pour cinq valeurs différentes de celle-ci. Il est alors possible de suivre l'évolution des différents pics de résonance (lignes pointillées sur la figure). Celle-ci est linéaire en fréquence et permet d'estimer le rapport gyromagnétique $\gamma = (1.82 \pm 0.02) 10^7$ rad/s/Oe pour les 4 pics étudiés. L'évolution de la largeur de raie est également linéaire en fréquence $-\gamma \Delta H / (2\omega) = (8 \pm 1) 10^{-3}$.

²¹Le centre du disque est un col de champ interne, minimal selon le diamètre, mais maximal selon l'épaisseur.

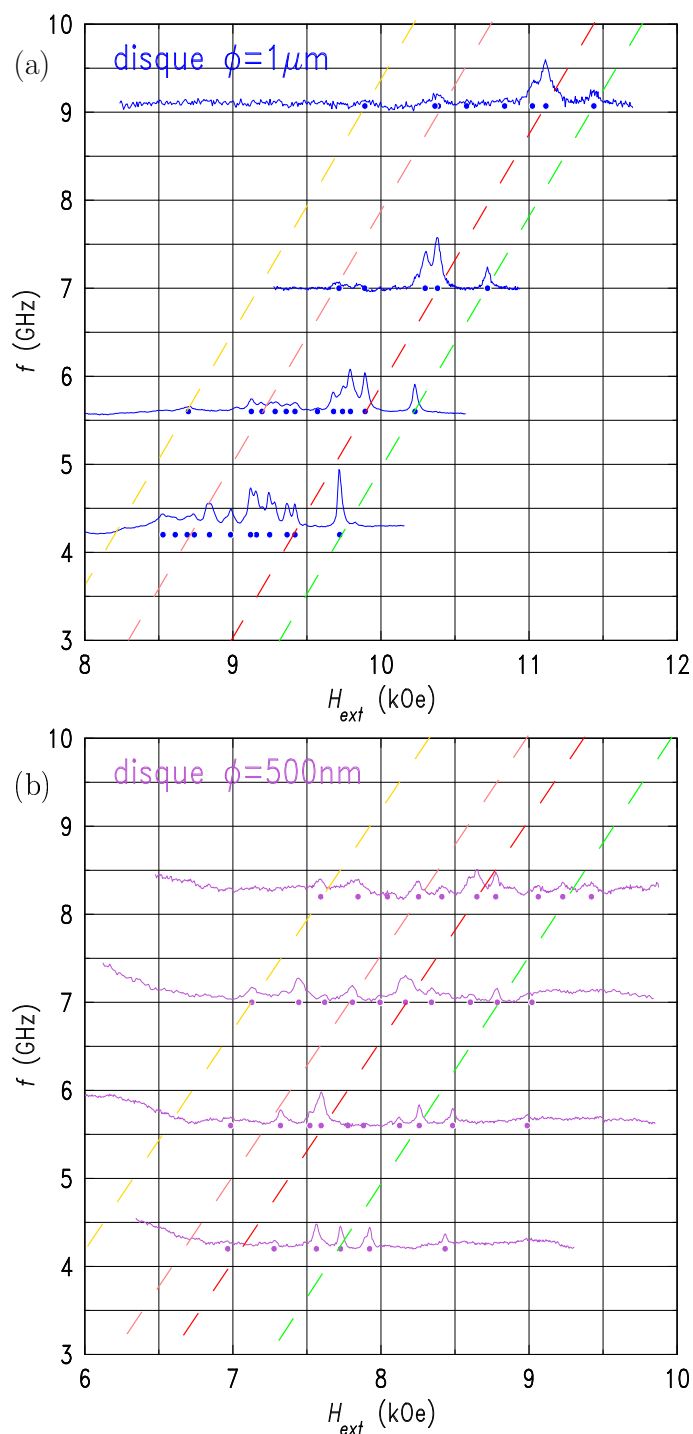


FIG. 4.20: **Dépendance du spectre en fonction de la fréquence.** Plots $\text{Cu}_{30}/\text{Py}_{100}/\text{Cu}_{30}$ de diamètres $1\ \mu\text{m}$ (a) et $500\ \text{nm}$ (b). Les lignes pointillées représentent l'évolution en champ des principaux groupes de pics : en rouge, le mode principal, en vert, le mode de plus basse énergie, et en rose et jaune, les modes magnétostatiques. L'évolution des champs de résonance et largeurs de raies est linéaire en fréquence pour $f_0 \geq 5\ \text{GHz}$ et les spectres sont plus riches à basse qu'à haute fréquence. On observe également que le mode haut champ est d'autant plus intense que la fréquence est basse.

On observe plus de modes dans les spectres basse fréquence que dans les spectres haute fréquence, ce qui peut être expliqué par une plus grande inhomogénéité de l'aimantation à bas qu'à haut champ. En particulier, les groupes de pics autour du mode principal et des modes magnétostatiques deviennent moins riches pour les deux fréquences maximales étudiées. Enfin, on peut remarquer que le rapport des amplitudes entre le mode de plus basse énergie et le mode principal augmente quand la fréquence (donc le champ de résonance) diminue. L'hypothèse formulée plus haut – le mode haut champ correspond à l'excitation d'une zone de champ interne plus faible au voisinage des interfaces – permet également d'expliquer ce phénomène : à champ plus faible, cette zone inhomogène près des surfaces s'étend au détriment de la zone de coeur où le mode principal est excité, d'où la variation d'amplitudes relatives observée.

4.4.2.2 Étude en fonction du diamètre

La même étude a été effectuée sur les disques de diamètres 0.5 et 2 μm . La FIG. 4.21 présente les spectres mesurés en fonction du diamètre pour des fréquences voisines de 5 GHz. La dépendance en fréquence du disque de diamètre 0.5 μm ²² est présentée à la FIG. 4.20(b). Trois observations principales peuvent être formulées :

- Le champ de résonance du mode principal diminue avec le diamètre. Ceci est la conséquence de la variation du champ interne, qui augmente avec le rapport d'aspect (le facteur démagnétisant N_z , qui vaut 1 pour un rapport d'aspect nul, diminue quand ce dernier augmente).
- Le mode à haut champ apparaît uniquement si le diamètre du disque est suffisamment faible, et est d'autant bas en énergie par rapport au mode principal que le diamètre du disque est faible.
- La séparation entre les modes augmente avec le rapport d'aspect, et correspond à une levée de dégénérescence entre modes, déterminée par les effets de taille finie.

4.4.3 Interprétation

4.4.3.1 Influence du rapport d'aspect

On a reporté sur les deux graphes de la FIG. 4.22 la position de la résonance principale et la séparation entre les principaux modes observés en fonction du diamètre. Les résultats obtenus sur les disques de tailles microniques (§4.3) ont également été inclus, et toutes les positions mesurées ont été renormalisées à 5 GHz²³ et par le champ de fuite de la sonde.

En utilisant la relation de dispersion (2.33) il est possible de calculer analytiquement les dépendances du champ de résonance et des séparations entre modes magnétostatiques en fonction du diamètre (traits pleins). Les effets de taille finie sont pris en compte en renormalisant le facteur démagnétisant N_z vu par chaque mode magnétostatique d'indice m [54] :

$$N_{zm} = \frac{2}{R^2 J_1^2(\beta_m)} \int_0^R N_z(\rho) J_0^2\left(\beta_m \frac{\rho}{R}\right) \rho d\rho, \quad (4.10)$$

²²Notons que sa circularité est un peu moins bonne que celle des deux plus grands disques (*cf.* FIG. 4.17).

²³Le spectre de fréquence la plus proche est utilisé, ainsi que la valeur de γ mesurée.

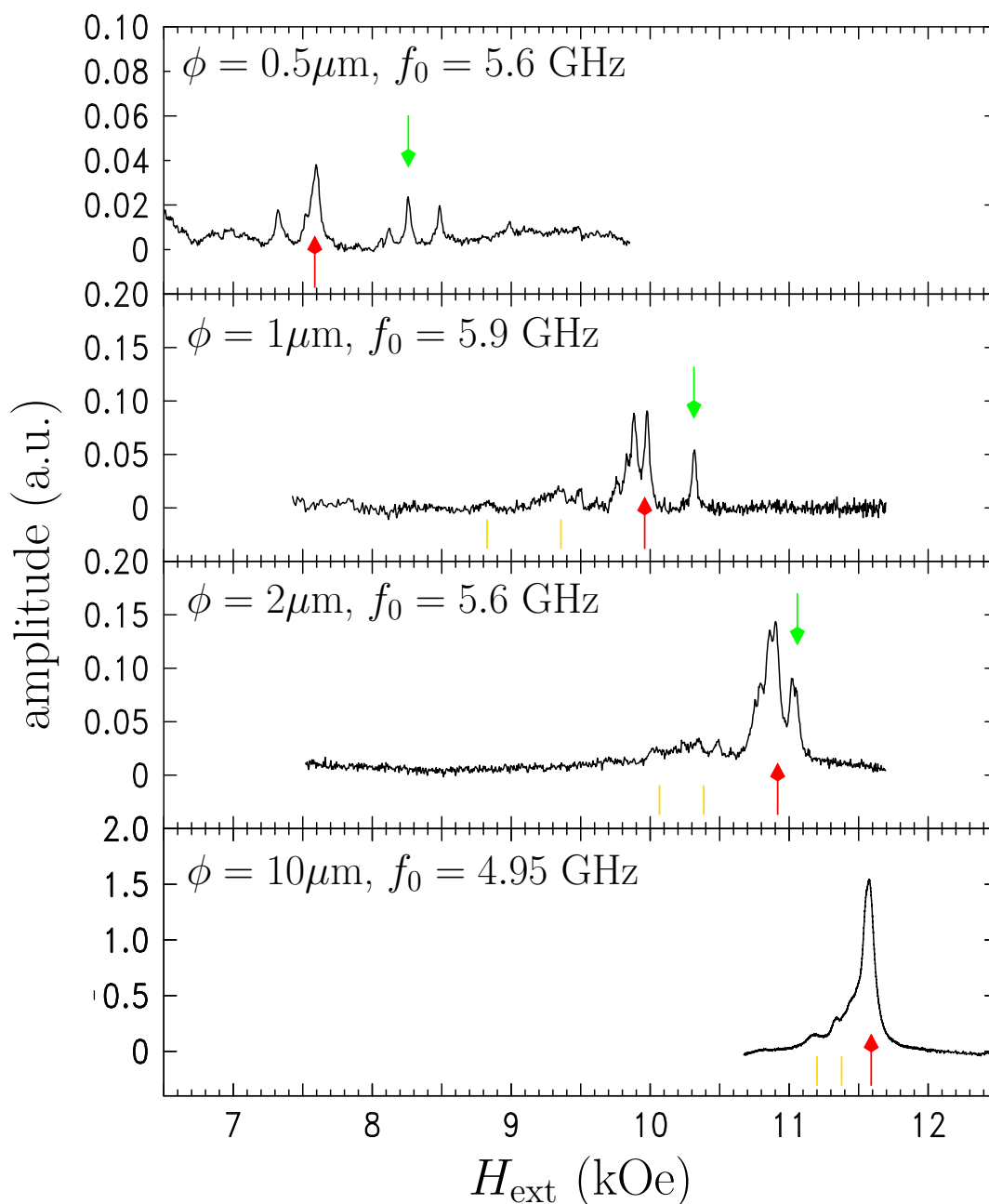


FIG. 4.21: **Spectres des disques en fonction du diamètre.** Lorsque le diamètre du disque est réduit (du bas vers le haut), le champ de résonance du mode principal diminue (flèche rouge), à cause des effets de taille finie. Un mode de plus basse énergie (flèche verte) que le mode principal apparaît pour les diamètres suffisamment faibles. La séparation entre les modes est de plus en plus grande quand le diamètre diminue car la levée de dégénérescence en énergie est plus importante pour les petites dimensions. Le décalage en champ des spectres induit par la sonde de mesure est pris en compte.

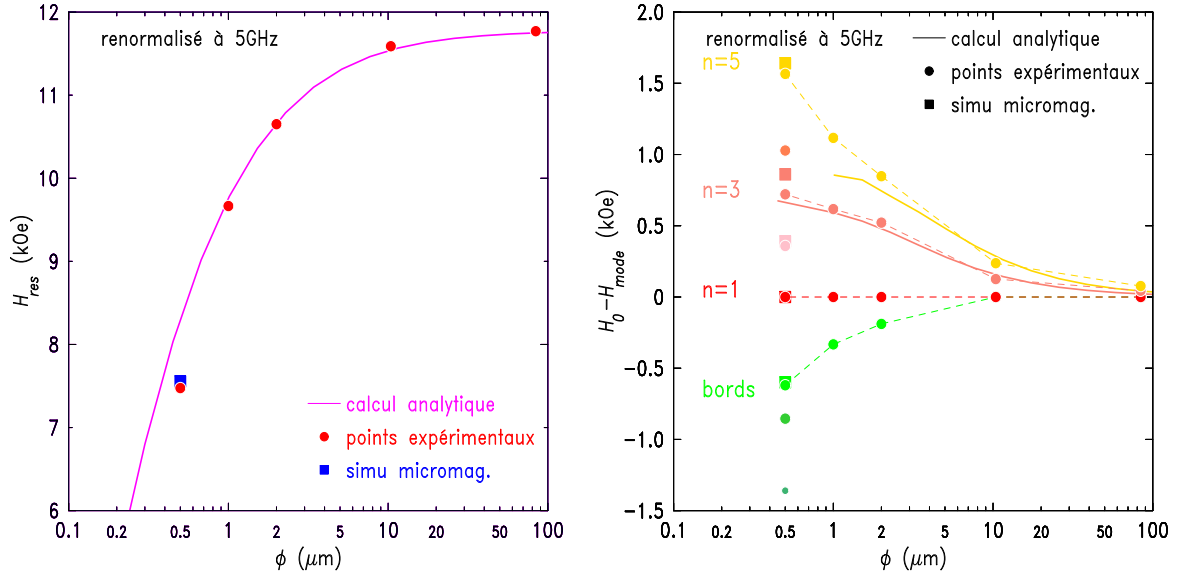


FIG. 4.22: **Influence du diamètre des disques.** À gauche, variation du champ de résonance du mode principal avec le diamètre. À droite, dépendance de l'écart entre les différents modes en fonction du diamètre. Les symboles ronds sont les points expérimentaux, les symboles carrés, les résultats d'une simulation micromagnétique présentée au §4.4.3.2. Les traits pleins sont ceux de calculs analytiques (régime de dipôle-échange), et les lignes en pointillés des guides pour les yeux.

où β_m est la $m^{\text{ième}}$ racine de la fonction de Bessel J_0 , R le rayon du disque, et $N_z(\rho)$ le coefficient démagnétisant calculé dans l'approximation d'une aimantation saturée dans l'ensemble du disque [52]. Il a été démontré que cette façon de procéder, bien que valable uniquement dans le cas de rapports d'aspects faibles, permet de rendre compte des positions des modes observés dans une étude de RFM standard d'un réseau de plots²⁴ de diamètre $1 \mu\text{m}$ et d'épaisseur 50 nm [54]. Ici, ces prédictions analytiques permettent en effet de bien rendre compte de l'évolution en champ des modes pour les diamètres supérieurs à $1 \mu\text{m}$.

4.4.3.2 Simulations micromagnétiques

Pour rendre compte des modes observés dans le cas du plot de diamètre 500 nm , une simulation micromagnétique permettant de calculer la susceptibilité hyperfréquence d'objets présentant une configuration de leur aimantation non uniforme [68] a été effectuée. Le maillage utilisé est tridimensionnel ($128 \times 128 \times 16$), les cellules ayant une taille de 6 nm , de l'ordre de la longueur d'échange dans le Permalloy. Les paramètres magnétiques standards du Permalloy (*cf.* annexe A.3) sont utilisés. Dans ces simulations, le champ de fuite de la sonde n'est pas pris en compte, ce qui est justifié par son homogénéité au niveau de l'échantillon. Ces simulations ne tiennent également pas compte des interfaces Py/Cu de l'échantillon mesuré, qui peuvent introduire des effets d'anisotropie et de pompage de spin.

Le spectre de RFM simulé à 12 GHz présenté à la FIG. 4.23 reproduit les caractéristiques essentielles observées expérimentalement. La cartographie des modes simulés est

²⁴Correspondant au même rapport d'aspect que notre disque individuel de diamètre $2 \mu\text{m}$.

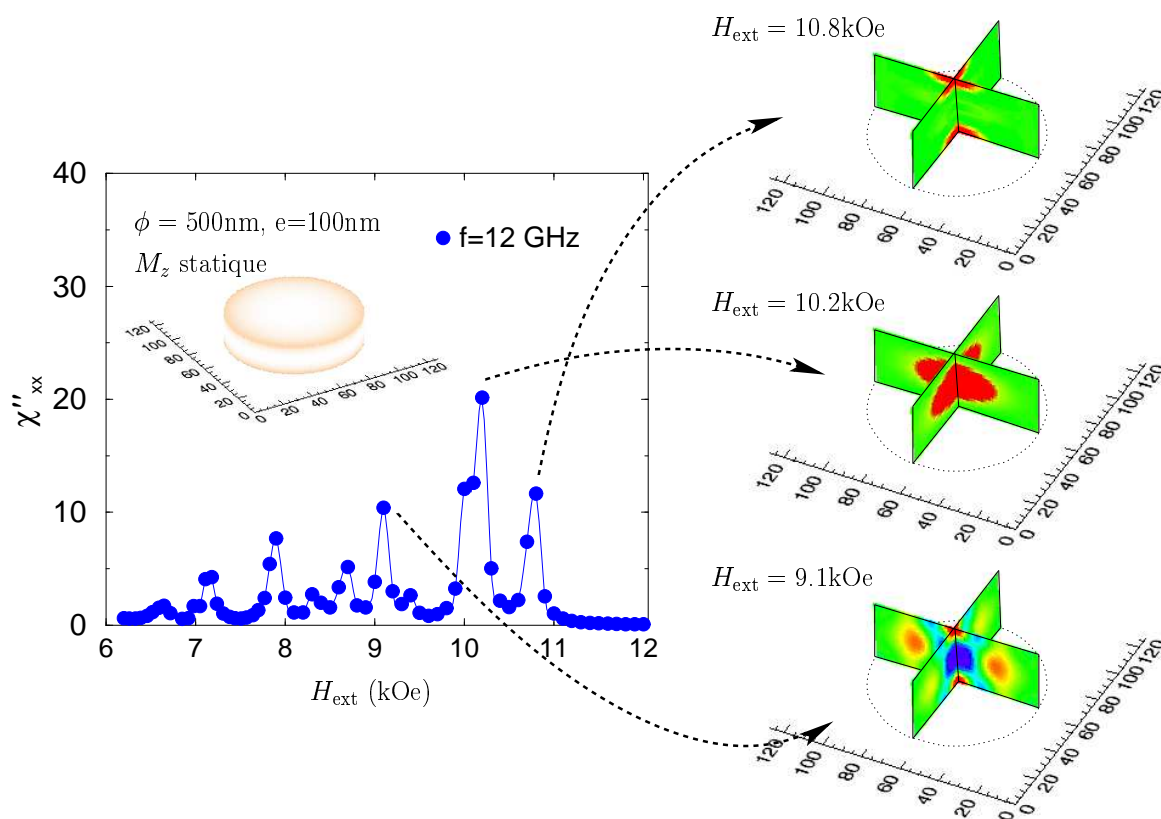


FIG. 4.23: *Simulation du spectre RFM d'un plot de diamètre 500 nm et d'épaisseur 100 nm.* À gauche : le spectre présenté est le résultat de la simulation à 12 GHz. L'insert représente la variation spatiale de l'aimantation longitudinale, qui n'est pas saturée à cause des effets de taille finie. À droite : visualisation des modes. La cartographie de la composante transverse est représentée avec un même code de couleur pour les trois modes principaux : en rouge et en bleu, les zones de l'échantillon fortement excitées (en opposition de phase), et en vert, les zones faiblement excitées. Le mode à plus haut champ correspond à une excitation aux interfaces du disque, où le champ interne est le plus faible. Le mode principal, correspond à la précession uniforme dans le volume de l'échantillon, et ses répliques, aux modes magnétostatiques (apparition de noeuds de l'aimantation dynamique le long du diamètre du plot, également le long de son épaisseur).

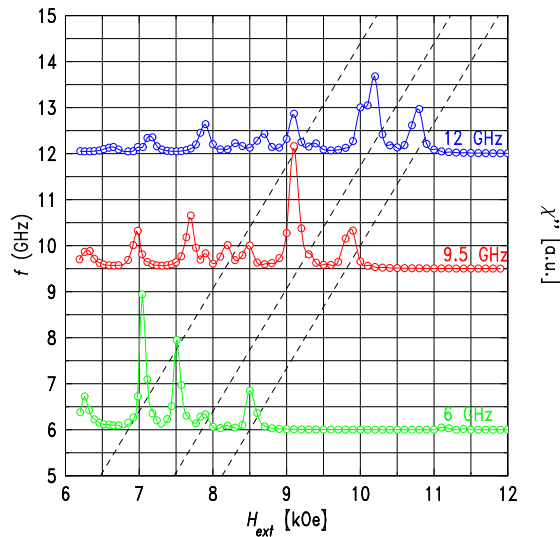


FIG. 4.24: *Simulations en fonction de la fréquence.* Les lignes en pointillés sont des guides pour les yeux. La configuration micro-magnétique du disque est simulée pour chaque point en champ, et la susceptibilité magnétique calculée pour différentes fréquences.

obtenue en visualisant la composante transverse de l'aimantation pour les valeurs des champs de résonance calculés. Ainsi, le mode haut champ à 10.8 kOe correspond-il bien à un mode localisé aux deux interfaces du disque par l'inhomogénéité de champ interne. La distribution statique de la composante longitudinale de l'aimantation insérée sur le graphe montre que l'aimantation est effectivement inhomogène dans l'épaisseur et selon le diamètre du disque. Le mode principal à 10.2 kOe correspond au mode uniforme dans le volume du disque, où tous les spins précessent en phase. Les modes à plus bas champs sont des modes magnétostatiques, avec apparition de noeuds de l'aimantation transverse le long du diamètre du plot et de régions de l'échantillon précessant en opposition de phase. On remarque également que le profil du mode à 9.1 kOe de la FIG. 4.23 présente deux noeuds le long de l'épaisseur du plot au centre de ce dernier.

Les deux autres fréquences simulées (*cf.* FIG. 4.24) permettent d'appréhender l'importance de la configuration magnétique dans l'évaluation de l'amplitude des modes. Les positions des résonances simulées sont en bon accord avec celles qui sont mesurées, comme le suggère la comparaison des symboles carrés et ronds sur la FIG. 4.22.

4.4.4 Résumé

L'étude de ces disques submicroniques a donc permis de mettre en évidence :

1. Que la technique de détection mécanique utilisée avait la sensibilité suffisante pour détecter le signal de RFM d'échantillons submicroniques (quelques centièmes de μm^3 en volume) dans le régime linéaire *c-à-d.* pour des angles de précession inférieurs au degré.
2. L'influence des effets de taille finie sur les spectres RFM observés.
3. La bonne adéquation entre des prédictions analytiques ou des simulations numériques et la position des pics de résonance observés.

Elle montre également l'importance de l'hétérogénéité spatiale de l'aimantation dans les profils des modes excités. Une étude plus poussée et envisagée reste à faire en ce qui concerne les effets de l'interface Py/Cu par rapport à une interface Py/isolant²⁵, tant au niveau de l'anisotropie de surface induite que des effets de pompage de spin.

²⁵Alumine, par exemple.

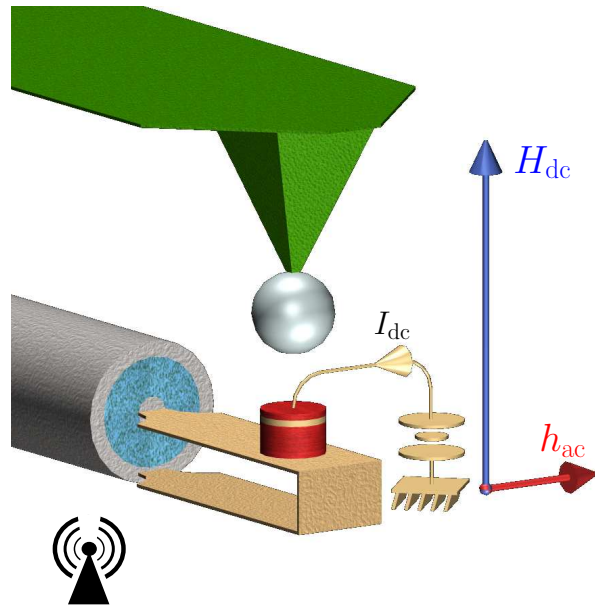


FIG. 4.25: *Schéma de l'expérience menée sur les piliers.* Le dispositif expérimental utilisé permet de mesurer le signal RFM d'un nano-pilier contacté grâce à une détection mécanique (levier et sonde). Un courant continu peut être injecté dans le pilier pendant cette mesure, ce qui permet d'observer son influence sur son spectre d'excitations.

4.5 Piliers multicouches

4.5.1 Expérience proposée

Dans cette dernière partie expérimentale, nous présentons les résultats obtenus sur des nano-piliers contactés de diamètre 1 et 0.5 μm fabriqués comme indiqué dans l'annexe C à partir de tricouches Py(100nm)/Cu(10nm)/Py(10nm). Les dimensions de ces échantillons ont été choisies de façon à pouvoir détecter le signal de RFM d'un volume équivalent à celui de la couche libre (la plus fine) par notre dispositif.

Un schéma de l'expérience est présenté à la FIG. 4.25. Elle permet d'étudier l'influence d'un courant continu traversant le nano-pilier sur le spectre RFM de ce dernier. La sonde et le levier utilisés ont les mêmes caractéristiques que ceux utilisés pour les disques simples de tailles submicroniques²⁶ et l'influence de la méthode de détection sur les spectres observés est négligeable, mis à part le décalage des spectres vers les bas champs de 100 à 300 Oe. L'échantillon étant directement contacté sur la stripline large bande, le champ micro-onde au niveau de l'échantillon pour une même puissance de sortie de la source est plus élevé que dans le cas des disques non contactés (cf. §3.2.3).

Cette expérience a deux objectifs essentiels. Le premier est d'observer le spectre d'excitations d'un pilier individuel Py/Cu/Py en absence de courant dans la structure et de le comparer avec celui obtenu dans le cas de disques Cu/Py/Cu. Cette étude spectroscopique est présentée au §4.5.2. Le second est d'étudier l'influence d'un courant continu sur ce spectre. On s'attend en effet à ce que la dynamique de l'aimantation soit altérée par ce dernier, en raison du phénomène de transfert de spin. Dans une vision macrospin telle celle proposée par Slonczewski, le couple exercé par le courant sur l'aimantation doit en effet être pris en compte comme dans l'équation du mouvement (2.60). La linéarisation de cette dernière en présence d'un champ hyperfréquence h et d'une densité de courant J traversant la couche libre d'épaisseur t conduit à l'expression de la modification de la

²⁶Il s'agit exactement des mêmes pour l'étude du nano-pilier de 500 nm de diamètre. Le levier utilisé pour l'étude du nano-pilier de 1 μm a un facteur de qualité plus faible, 1500 au lieu de 4500.

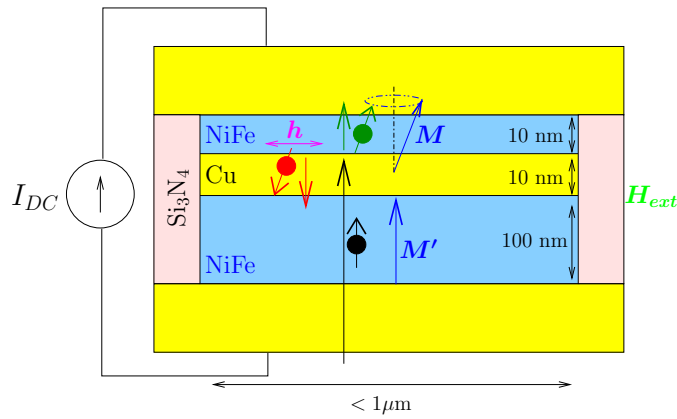


FIG. 4.26: *Schéma du pilier en présence de h et I . Le pilier repose directement sur la stripline et est isolé et contacté, si bien qu'il est possible d'y injecter un courant continu, tout en l'irradiant avec un champ micro-onde h .*

largeur de raie

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma} \left(\alpha \omega + \frac{PJ\gamma\hbar}{2\mu_0 M_s |e| t} \right) \quad (4.11)$$

attendue dans le cas où la convention de signe pour le courant, adoptée par la suite, est celle représentée à la FIG. 4.26. Si le courant est négatif, les électrons se déplacent de la couche libre vers la couche polarisante, et le facteur d'amortissement de la couche libre est réduit.

Ceci est une vision simplifiée de l'effet d'un courant polarisé sur la dynamique de l'aimantation : dans un nano-pilier réel, qui présente un grand nombre de modes propres et dont l'aimantation n'est *a priori* pas uniforme, les mécanismes microscopiques précis du transfert de spin ne sont en effet pas connus. Elle permet néanmoins de mettre en avant deux points importants :

- Les effets de transfert de spin sont asymétriques en courant. Ceci leur confère une signature expérimentale précise qui permet d'éliminer d'autres effets du courant sur la dynamique de l'aimantation.
- On peut *a priori* s'attendre à des effets du courant polarisé sur les spectres étudiés même pour des densités de courant inférieures aux densités de courant critiques, définies par la compensation du couple d'amortissement dans l'équation du mouvement.

4.5.2 Spectroscopie RfM de piliers individuels

Dans ce paragraphe, on présente les spectres expérimentaux mesurés sur deux piliers Py(100nm)/Cu(10nm)/Py(10nm) circulaires de diamètres respectif 0.5 et 1 μm en absence de courant continu.

4.5.2.1 Courbes de magnétorésistance

Les inserts des figures 4.27 et 4.28 présentent les courbes de magnétorésistance lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de la tricouche Py/Cu/Py. Les piliers de diamètres 0.5 et 1 μm présentent des résistances respectives de 0.63 et 0.2 Ω . Ces valeurs, dont le rapport se compare à l'inverse de celui des surfaces des nanostructures, sont presque un ordre de grandeur supérieures à celles attendues pour la structure connue des piliers. Pour favoriser des lignes de courant perpendiculaires au plan, une couche de 50 nm de titane assez résistive est en effet évaporée avant celle de cuivre pour contacter le pilier

(*cf.* annexe C), ce qui augmente la valeur de la résistance mesurée en géométrie 4 points. La reprise de contact peut également introduire une résistance d'interface. Ceci, ajouté au fait que nos piliers sont de grandes sections par rapport à des nano-piliers standards²⁷, explique les faibles valeurs de magnétorésistance observées, 0.12% et 0.08% respectivement.

La contribution de la GMR dans ces courbes de magnétorésistance est de plus complexifiée par le fait que la configuration rémanente des deux couches magnétiques est de type vortex²⁸, contrairement à l'état monodomaine obtenu sur des plots plus petits à section elliptique. Le renversement des piliers se fait donc par déplacement du coeur du vortex de la périphérie vers le centre des disques. En outre, un effet d'AMR²⁹ existe dans notre géométrie de mesure (le courant rentre et ressort du pilier par des contacts orthogonaux) à cause de la petite composante planaire du courant. Les chiralités relatives des deux vortex permettent d'expliquer la résistance de l'état rémanent par rapport à celle de l'état saturé à fort champ. Pour cette dernière, la GMR est minimale et l'AMR maximale. La résistance de l'état rémanent peut alors lui être supérieure (vortex opposés donc GMR maximale et AMR minimale, insert FIG. 4.27) ou inférieure (vortex de même chiralité donc GMR minimale et AMR minimale, insert FIG. 4.28).

4.5.2.2 Comparaison des spectres RFM de piliers avec ceux de disques simples

Les spectres reportés sur les FIG. 4.27 et FIG. 4.28 sont présentés pour deux fréquences différentes (quatre en tout ont été mesurées), ce qui permet de suivre leur évolution en champ. Dans les deux cas, la position des résonances est linéaire avec la fréquence – $\gamma = (1.83 \pm 0.03) 10^7$ rad/s/Oe – et la largeur de raie également – $\gamma \Delta H / (2\omega) = (8.5 \pm 1) 10^{-3}$. Le spectre d'un plot de Cu(30nm)/Py(100nm)/Cu(30nm) de même diamètre est également rappelé en haut des figures pour comparaison. On retrouve ses principales caractéristiques dans les spectres des piliers : le mode principal est précédé d'un mode haut champ et les positions des résonances et séparations entre modes sont à peu près les mêmes, l'accord étant meilleur pour le plus grand des deux piliers. Les spectres des piliers sont néanmoins plus riches que ceux des disques. On voit en particulier que des modes apparaissent entre le mode à plus haut champ et le mode principal.

Dans la suite de la discussion, nous nous concentrerons plutôt sur le spectre du pilier de diamètre 1 μ m, qui a été étudié plus en détail que l'autre. Les idées principales mentionnées par la suite sont cependant valables pour le pilier de diamètre 500 nm, dont on présentera les spectres en présence de courant au §4.5.3.2.

4.5.2.3 Interprétation

L'interprétation des spectres obtenus est rendue difficile par les nombreux nouveaux effets à prendre en compte dans le cas du pilier par rapport à celui du disque simple. En particulier, l'influence du champ dipolaire d'une couche sur l'autre est très important et inhomogène (*cf.* FIG. 4.29), ce qui nécessite un calcul micromagnétique précis pour la détermination de la configuration d'équilibre. Les phénomènes de pompage de spin

²⁷Il se peut également qu'une faible fraction des lignes de courant ne traverse pas la tricouche, à cause de défauts dans l'isolation des piliers induits par la méthode de fabrication.

²⁸Comme le confirment des études expérimentales [101] et des simulations micromagnétiques [120] sur des plots de ces dimensions.

²⁹L'anisotropie de la magnétorésistance dépend de l'angle entre les lignes de courant et l'aimantation locale, et a été étudiée en changeant l'angle entre le champ extérieur et les électrodes de contact.

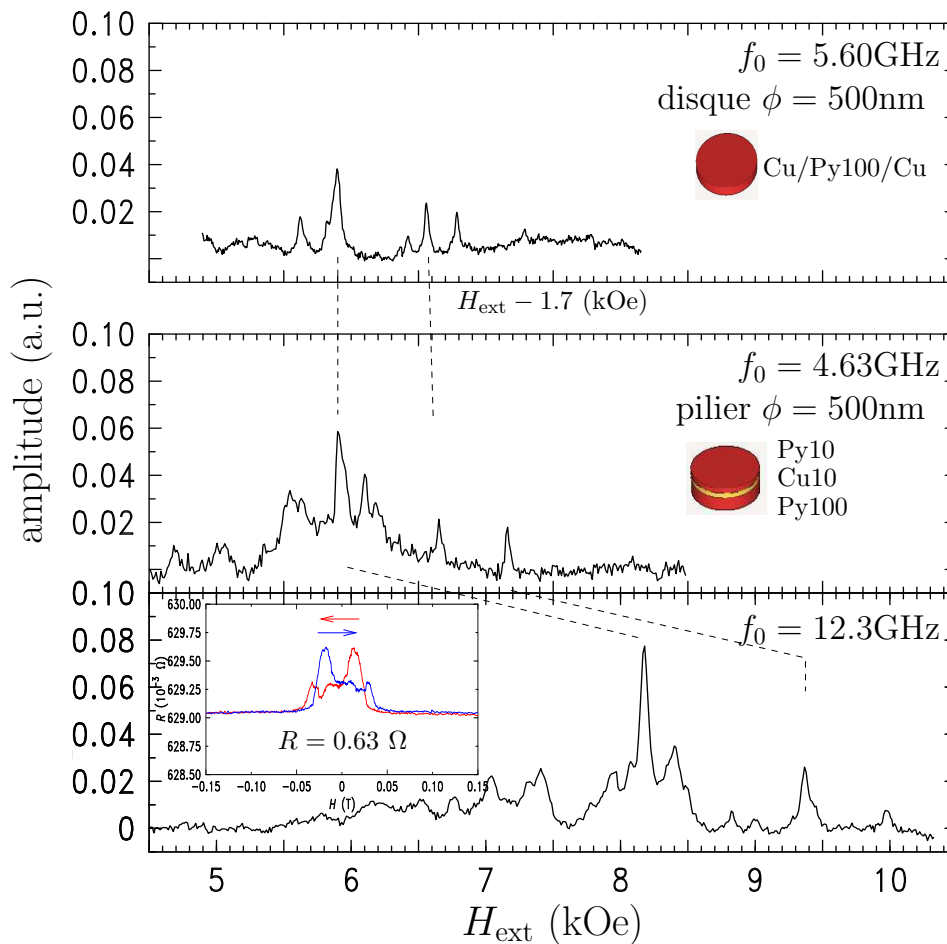


FIG. 4.27: Spectres RFM d'un pilier Py100/Cu10/Py10 de diamètre 500 nm. Les spectres obtenus pour deux fréquences différentes sont présentés (graphes du bas). La courbe du haut rappelle le spectre obtenu dans le cas d'un disque Cu30/Py100/Cu30 de même diamètre. L'insert est la courbe de magnétorésistance mesurée lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon ($I = 2.5$ mA).

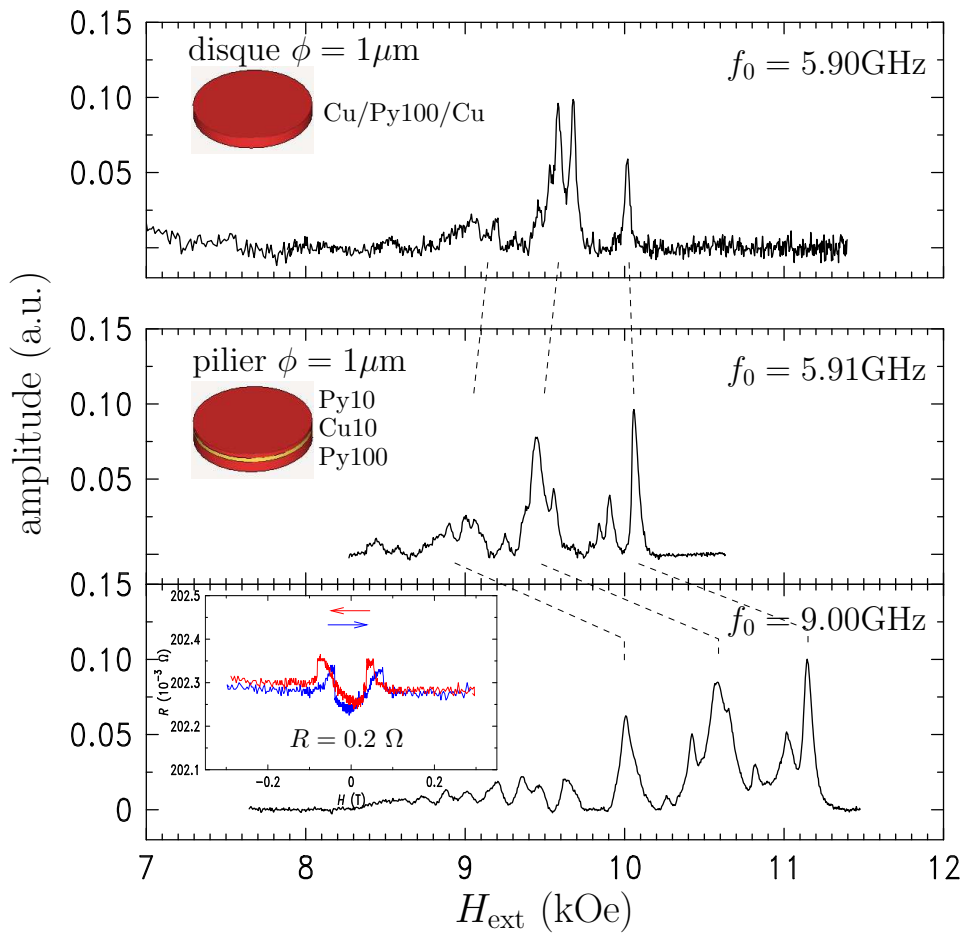


FIG. 4.28: *Spectre RFM d'un pilier Py100/Cu10/Py10 de diamètre 1 μm . Les spectres obtenus pour deux fréquences différentes sont présentés (graphes du bas). La courbe du haut rappelle le spectre obtenu dans le cas d'un disque Cu30/Py100/Cu30 de même diamètre. L'insert est la courbe de magnétorésistance mesurée lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon ($I = 10 \text{ mA}$).*

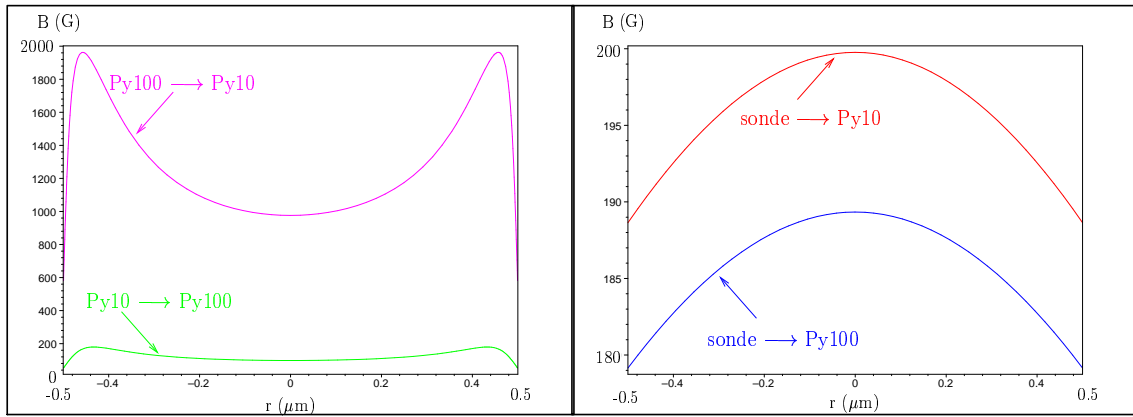
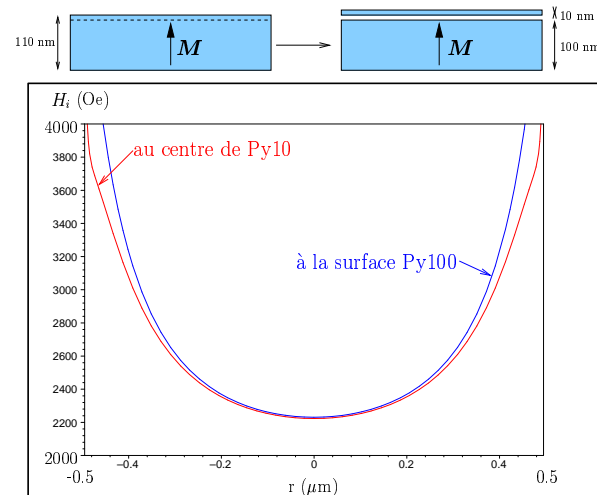


FIG. 4.29: *Champ de fuite d'une couche sur l'autre ($\phi = 1 \mu\text{m}$). À gauche, calculs du champ dipolaire de la couche Py(100nm) au niveau de la couche Py(10nm) et vice-versa, dans l'hypothèse où l'aimantation des deux couches est saturée perpendiculairement au plan. Pour comparaison, on a représenté à droite l'influence du champ de fuite de la sonde au niveau des deux couches dans les conditions expérimentales de la FIG. 4.28, bien plus faible et homogène.*

au travers de l'espaceur de cuivre doivent être également pris en compte. Comme vu au §2.3.2.3, même en l'absence de courant de charge entre les couches, il existe un couplage dynamique au travers de la couche de cuivre si celle-ci, comme c'est le cas ici, est de faible épaisseur devant la longueur de diffusion de spin. La précession de l'aimantation des couches ferromagnétiques a en effet pour conséquence l'existence de courants de spin dans l'espaceur métallique.

Champ interne Il est cependant possible de déduire certaines propriétés des modes observés de la comparaison des spectres des piliers et des disques simples. Si on considère la résonance à plus haut champ – dont on sait qu'elle correspond à un mode de bord localisé aux interfaces dans le cas du disque simple – on s'aperçoit en effet que son amplitude dans le cas du pilier de diamètre $1 \mu\text{m}$ est maintenant supérieure à celle du mode principal. Cet effet peut être la conséquence de l'accroissement du volume de l'échantillon qui résonne à ce champ et on peut supposer que la présence de la couche libre d'épaisseur 10 nm, située 10 nm au-dessus de la couche de 100 nm, en est la cause. Montrons qualitativement qu'un mode couplé entre les deux couches peut exister. En raison de la continuité de la composante normale de \mathbf{B} et de la faible séparation entre les couches, le champ interne au voisinage de la surface de la couche épaisse la plus proche de la couche libre est très proche de celui régnant dans cette dernière (cf. FIG. 4.30). Il est alors possible que le mode de bord de la couche épaisse coïncide avec un mode de la petite couche. Comme on a quasi supprimé le couplage d'échange entre les deux couches presque sans affecter l'interaction dipolaire, le volume de matière qui précesse est augmenté, et l'amplitude du mode haut champ également. D'une façon plus générale, il est légitime de supposer que les modes observés à haut champ peuvent contenir la dynamique de l'aimantation de la petite couche puisque le champ interne dans cette dernière est plus faible qu'au coeur de la couche épaisse. L'apparition de pics moins intenses entre le mode de plus basse énergie et le mode principal en serait une conséquence. Des modes d'ondes de spin d'énergies supérieures (à plus bas champ, où il est possible de stocker plus d'énergie d'échange) peuvent néanmoins aussi exister.

FIG. 4.30: *Champ interne dans un pilier de diamètre 1 μm . Calculé analytiquement dans l'hypothèse où l'aimantation est uniformément saturée et où le champ extérieur vaut 11 kOe. Les champs internes à l'interface de la couche épaisse et dans le volume de la couche fine sont très voisins car le champ dipolaire près de la surface d'un plot homogène (figure en haut à gauche) est peu modifié si on le "découpe" légèrement (en haut à droite).*



Simulation micromagnétique Pour prendre en compte les conséquences d'une configuration micromagnétique plus réaliste (en raison des effets de taille finie, l'aimantation ne peut pas être homogène dans le pilier, ceci étant accentué par le fait que le volume magnétique n'est pas continu dans un pilier Py/Cu/Py), une simulation préliminaire d'un pilier de diamètre 1 μm a été effectuée. L'espaceur de cuivre a été remplacé par une couche de vide de même épaisseur. Ceci élimine d'emblée tout couplage dynamique de l'aimantation, dont le rôle pourrait être important. L'arrête des cubes du maillage 3D de cette simulation est de 10 nm, à peu près le double de la longueur d'échange dans le Permalloy³⁰. Le spectre simulé à 9 GHz et la cartographie du mode à plus haut champ sont présentés à la FIG. 4.31.

Même si le spectre simulé est loin de rendre aussi bien compte du spectre expérimental que les simulations sur un plot simple de 500 nm de diamètre, il permet de trouver un profil du mode à plus haut champ tel qu'attendu, *c-à-d.* un mode collectif où la couche libre est simultanément excitée avec les interfaces de la couche épaisse. Bien que cela ne soit pas très visible en raison du code de couleur utilisé, l'aimantation dynamique dans la couche de 10 nm n'a pas le même profil spatial selon le diamètre que celle aux surfaces de la couche de 100 nm. De plus, le volume de cette dernière région est légèrement asymétrique, la zone excitée en regard de la couche libre étant plus étendue que celle sur la surface opposée. La cartographie des autres modes simulés, dont l'amplitude n'est manifestement pas correcte en comparaison des spectres expérimentaux, montre qu'ils correspondent à des modes essentiellement localisés dans le volume de la couche de 100 nm, bien qu'il existe également une faible réponse simultanée de la couche libre. Les modes observés entre 8 et 10 kOe sur le spectre à 9 GHz présenté à la FIG. 4.28 correspondent donc essentiellement aux modes magnétostatiques de la couche épaisse.

Bilan Pour résumer cette interprétation des spectres des nano-piliers, rappelons en les principales caractéristiques :

- Ils présentent de fortes analogies (position et séparation entre groupes de pics principaux) avec ceux de disques isolés.

³⁰La valeur du coefficient d'amortissement α est également le double de la valeur standard du Permalloy, ce qui permet d'obtenir une convergence plus rapide des calculs de la susceptibilité, au détriment de la résolution spectrale.

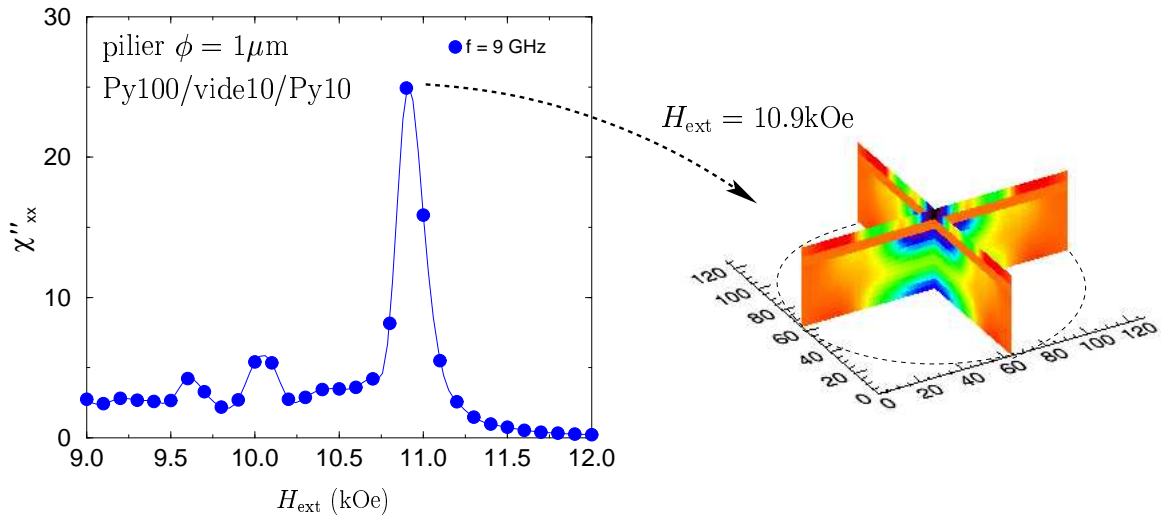


FIG. 4.31: *Simulation du spectre RFM d'un pilier Py100/vide10/Py10 de diamètre 1 µm. Dans cette simulation, la couche de cuivre est remplacée par du vide. Le mode à plus haut champ correspond à un mode collectif des deux couches. L'espaceur entre les deux couches apparaît en orange, de même que les zones de l'échantillon non excitées.*

- Ils sont plus riches en modes que ces derniers, en raison de la présence de la couche libre et des couplages qui peuvent se développer entre les deux couches.
- Le mode à plus haut champ correspond à une dynamique collective de l'aimantation, localisée aux interfaces de la couche épaisse et dans la couche libre.

4.5.3 Influence d'un courant DC sur les spectres

4.5.3.1 Spectres du nano-pilier de diamètre 1 µm en présence de courant

L'influence d'un courant sur les spectres RFM du nano-pilier de diamètre 1 µm est présentée à la FIG. 4.32. On note essentiellement trois effets importants :

1. La position des spectres est globalement décalée vers les bas champ, ceci étant d'autant plus important que le courant appliqué est grand.
2. La forme des raies mesurées change et évolue asymétriquement quand le courant est inversé, cet effet étant plus important sur le groupe des pics à plus haut champ.
3. Quand on inverse la direction du champ magnétique appliqué ($H_{\text{ext}} \longrightarrow -H_{\text{ext}}$), on observe que la forme des raies mesurées à haut champ pour un courant I est semblable à celle mesurée pour des champs et courants opposés.

La signature d'un effet de transfert de spin, asymétrique en courant, est compatible avec le deuxième point mentionné. Néanmoins le troisième montre que l'asymétrie observée est essentiellement la conséquence du champ magnétique créé par le courant, car un effet de transfert de spin n'est *a priori* pas dépendant de l'orientation du champ extérieur.

Étude de la position de la résonance à haut champ Afin d'étudier plus précisément le comportement du pic à plus haut champ, nous avons reporté sur la FIG. 4.33(a) sa position en fonction du courant appliqué. Il est possible d'ajuster cette dernière grâce

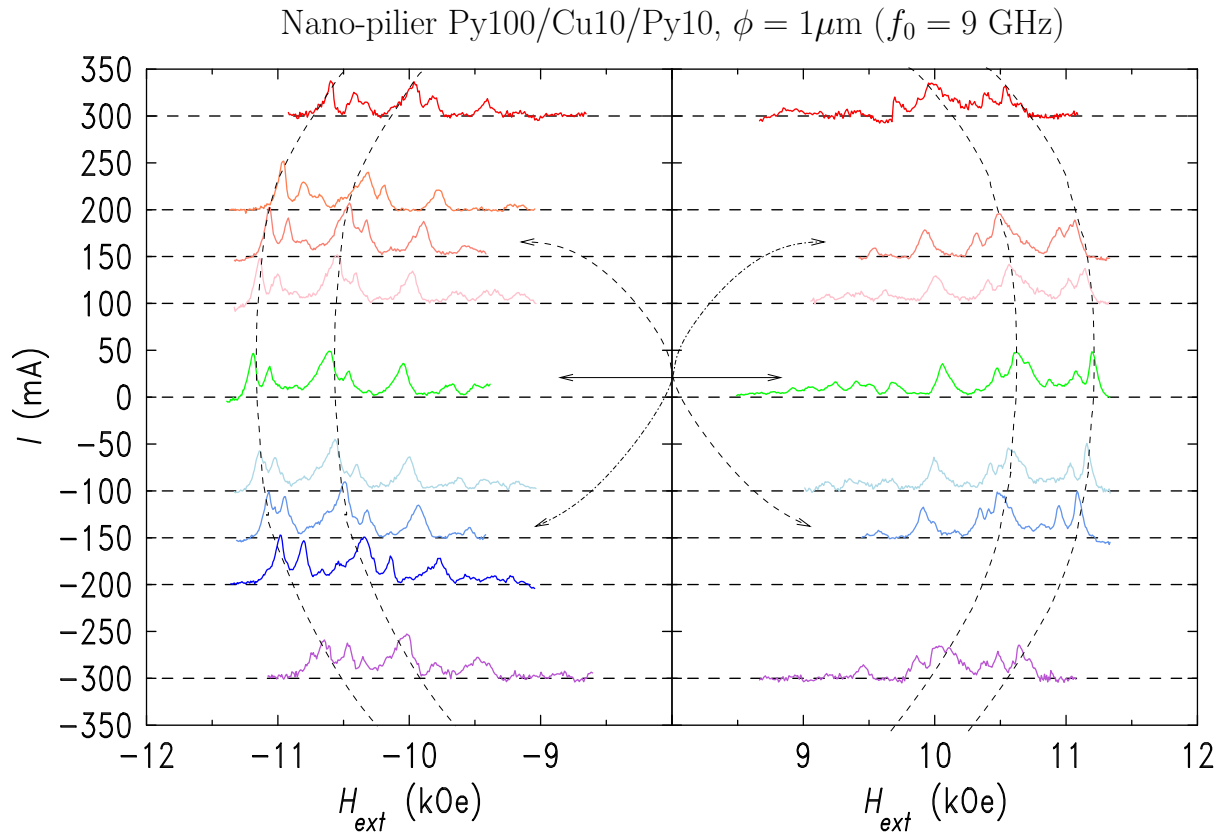


FIG. 4.32: **Dépendance des spectres RFM en courant.** Lorsqu'un courant continu traverse le pilier de diamètre $1\mu\text{m}$ ($I = 150\text{ mA}$ correspond à une densité de courant $J = 2 \cdot 10^7\text{ A/cm}^2$) les spectres RFM se décalent vers les bas champ. Les courbes en pointillés sont des guides pour l'oeil. La forme des raies de résonance est également modifiée, et les flèches indiquent la symétrie observée sur les pics à haut champ lorsque champ extérieur et courant appliqués sont inversés simultanément ($\pm H_{\text{ext}}, \mp I$).

à une fonction quadratique en courant (courbes en pointillés). Deux contributions permettent d'expliquer cette dépendance. L'effet d'augmentation de la température due au passage du courant peut être évaluée grâce à la variation de la résistance du pilier en fonction du courant appliqué ($\Delta R/R = \Delta T/T$), cf. FIG. 4.33(b). On trouve que les plus grandes densités de courant appliquées ($\approx 4 \cdot 10^7$ A/cm²) induisent une augmentation de température maximale de seulement 60°C en raison du bon couplage thermique du pilier à son environnement. Ce dernier est assuré par les bonnes conductivités thermiques du cuivre et de l'or des contacts, et également par celle du substrat en saphir – lui-même relié thermiquement au corps du microscope, dont la température est asservie grâce à des modules Peltier. La diminution de l'aimantation à saturation du Permalloy en fonction de la température, $(\Delta 4\pi M_s/\Delta T)_{P_y|T=300K} = -4$ G/K [15], permet d'estimer que l'effet Joule n'est responsable que d'un peu plus d'un tiers de la baisse du champ de résonance mesuré.

Le passage du courant dans le pilier induit également un champ magnétique orthoradial aux lignes de courant. Ces dernières étant essentiellement perpendiculaires au plan des couches, la composante principale du champ d'Oersted est planaire et croît linéairement le long d'un rayon du disque³¹. Par exemple, un courant de 150 mA crée un champ d'Oersted de 600 Oe à la périphérie du disque de diamètre 1 μ m ($B = 2\mu_0 R J = \mu_0 I/(2\pi R)$, en supposant la densité de courant uniforme sur la section du pilier). En première approximation, on peut estimer que l'effet de ce dernier est d'incliner l'aimantation locale le long du champ magnétique total, somme du champ extérieur appliqué perpendiculairement au pilier et du champ créé par le courant. Cet angle d'inclinaison de l'aimantation à la périphérie du disque est de l'ordre de 3° ($= \arctan \frac{0.6}{11}$) avec la normale à la périphérie du pilier pour $I = 150$ mA et $H_{\text{ext}} = 11$ kOe. En utilisant l'EQ. (2.14) (cf. également annexe B.2), il est possible d'estimer la baisse du champ de résonance due à cet angle de mésalignement entre l'aimantation et le champ appliqué le long de la normale du pilier. On remarque sur la FIG. 4.33(c) que ce décalage vers les bas champs est d'autant plus important que le diamètre du pilier est grand et que la fréquence (donc le champ) est faible. Cette modélisation – qui ne tient pas compte du profil réel du mode excité – permet néanmoins d'obtenir un accord entre les décalages calculés³² et observés expérimentalement.

Expérience stroboscopique Il est également possible de réaliser une expérience permettant de s'affranchir de l'effet Joule. Dans ce but, le courant est modulé à une fréquence double de la fréquence f_c du levier entre des valeurs négatives et positives opposées comme présenté à la FIG. 4.34(a). Une impulsion micro-onde est alors synchronisée à la fréquence du levier³³ de façon à être en phase avec des valeurs du courant négatives, nulles ou positives. La température de l'échantillon est alors constante pour tous les spectres. Comme pour les spectres présentés à la FIG. 4.32, les spectres à courant non nul obtenus dans cette expérience stroboscopique sont décalés par rapport aux spectres à courant nul. Ce décalage, reporté sur la courbe FIG. 4.33(a) (étoiles violettes), correspond au décalage induit par le champ d'Oersted attendu, ce qui confirme la modélisation présentée plus

³¹Elle est nulle au centre du disque et maximale à sa périphérie.

³²L'angle moyen de l'aimantation avec le champ pris en compte dans le calcul est celui induit par le champ d'Oersted à mi-chemin entre le centre du disque et sa périphérie, afin de prendre en compte du profil du mode excité.

³³Ce qui permet de conserver le gain du facteur de qualité dans le RSB, la perte sur ce dernier résultant uniquement de la faible largeur des impulsions en comparaison de la modulation de source standard.

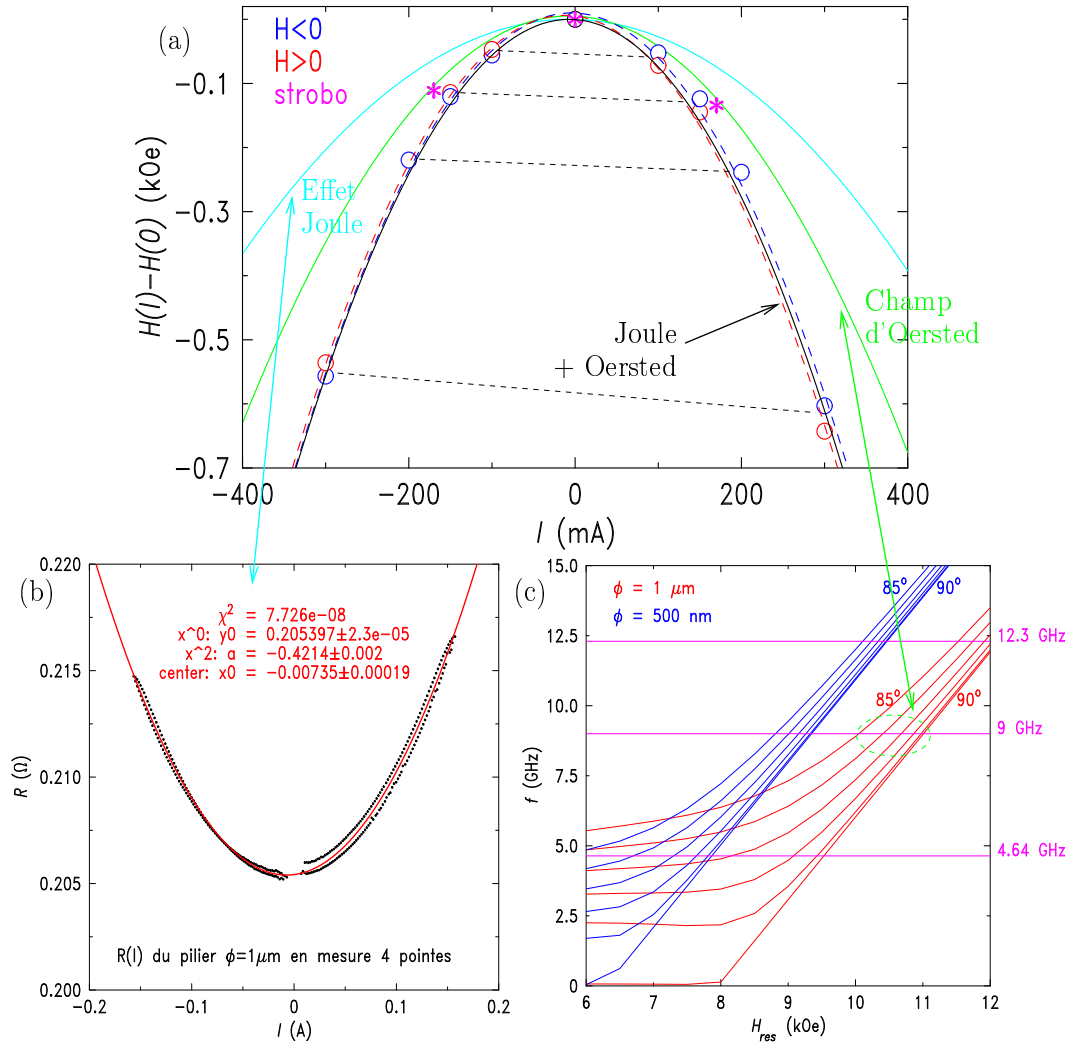


FIG. 4.33: *Variation du champ de résonance du mode haut champ avec I .* (a) Les symboles ouverts correspondent aux positions expérimentalement mesurées pour les deux orientations possibles du champ extérieur. Les courbes en pointillés en sont des ajustements en I^2 . La contribution de l'effet Joule, évaluée par l'intermédiaire de la courbe $R(I)$ (b), et celle du champ d'Oersted, dont l'effet est d'incliner l'aimantation par rapport à la normale du pilier et d'abaisser le champ de résonance (c) sont indiquées. La somme de ces deux effets (ligne continue noire) rend bien compte de la dépendance du champ de résonance observée. Les étoiles violettes sont les résultats d'une expérience permettant de s'affranchir de l'effet Joule présentée à la FIG. 4.34.

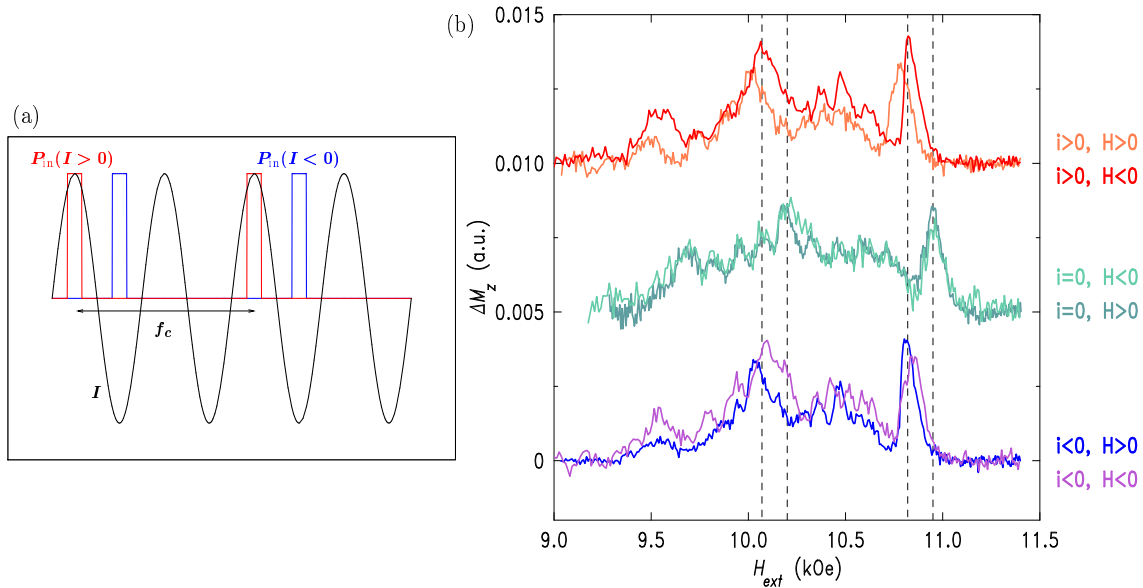


FIG. 4.34: **Spectres RFM d'un pilier Py100/Cu10/Py10 de diamètre 1 μm en stroboscopie de courant.** (a) Modulation du courant et impulsions de la puissance micro-onde synchronisées pour l'obtention des spectres à $I = +170\text{mA}$ (en rouge) et $I = -170\text{mA}$ (en bleu). Elle permet de mesurer le spectre à courant nul avec le même chauffage que pour ceux où $I \neq 0$. (b) Mesures stroboscopiques des spectres RFM du pilier de diamètre 1 μm . Le décalage entre les spectres à $I = 0$ et ceux à $I = \pm 170\text{ mA}$ est affranchi de l'effet Joule. On note la symétrie ($\pm H_{ext}, \mp I$) sur la déformation des pics à haut champ et ($H_{ext}, \mp I$) à bas champ.

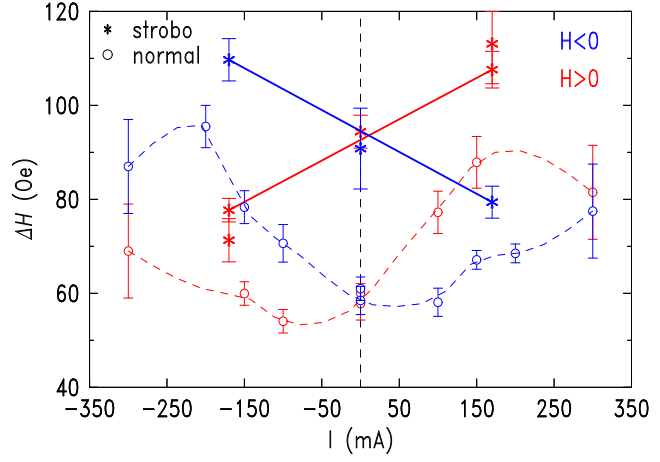
haut. En outre, on remarque que dans cette expérience stroboscopique, la correspondance de la forme des raies entre les deux directions du champ appliqué et du courant dépend des modes considérés :

- Pour les modes à haut champ (pics tels que $H_{\text{res}} > 10.25$ kOe), on observe une correspondance entre les spectres acquis à courants et à champs opposés (couples de couleurs bleu/rouge et violet/orange).
- Pour les modes à plus bas champ (pics tels que $H_{\text{res}} < 10.25$ kOe), la correspondance a lieu pour une direction identique du champ extérieur, mais des valeurs de courant opposées (couples violet/rouge et bleu/orange).

Étude de la largeur de raie L'évolution de la largeur de raie du pic à plus haut champ en fonction du courant appliqué est présentée à la FIG. 4.35. Celle-ci est asymétrique en courant, mais dépend de l'orientation du champ appliqué. Un effet induit par le transfert de spin est *a priori* indépendant de cette dernière, et devrait dans notre convention de signe diminuer les largeurs de raie observées à courant négatif par rapport à celles mesurées à courant nul. En raison de la symétrie observée sur la largeur de raie en inversant simultanément H_{ext} et I , les résultats de l'expérience stroboscopique indiquent que l'effet du champ magnétique créé par le courant est prépondérant. Nous n'avons cependant pas de modélisation pour expliquer la dépendance observée³⁴. Dans le modèle proposé pour

³⁴De même, nous n'avons pas d'explication satisfaisante pour rendre compte de la différence des largeurs de raie à courant nul entre les expériences classiques et stroboscopiques. En particulier, la modulation de champ induite par la durée des impulsions micro-onde de la technique de modulation (FIG. 4.34(a)) peut être estimée, mais reste inférieure à 10 Oe_{pp}.

FIG. 4.35: *Largeur de raie en fonction du courant.* Les largeurs mesurées pour les deux types d'expériences menées ont été reportées. La dépendance des largeurs de raie mesurées dans l'expérience normale est non triviale, tandis que la symétrie ($\pm H_{\text{ext}}, \mp I$) est nettement observée dans l'expérience stroboscopique.



expliquer la variation du champ de résonance due au champ d'Oersted, ce dernier conduit en effet toujours à une augmentation de la largeur de raie, qui croît comme l'inverse de la pente des courbes $f(H_{\text{ext}})$ de la FIG. 4.33(c) lorsque l'angle de mésalignement augmente. La largeur de raie du mode excité en présence du courant dépendrait donc des détails de son profil exact dans les deux couches, déterminé par le champ effectif total contenant les effets démagnétisants et d'échange, d'interfaces, du champ extérieur et du champ créé par le courant, et par le couplage dynamique entre couches. D'éventuelles composantes radiales du champ d'Oersted et asymétries spatiales du courant par rapport au centre du pilier devraient également être prises en compte.

Asymétries en courant Les résultats obtenus ne permettent pas de mettre en évidence un effet clair de transfert de spin sur la dynamique de l'aimantation dans ce pilier, comme par exemple la favorisation d'un mode particulier par le courant, à cause entre autres des effets du champ d'Oersted, qui dominent. Notons néanmoins que certaines asymétries en courant subsistent sur la position et la largeur de raie, une fois l'influence du champ d'Oersted éliminée. La FIG. 4.36 présente ainsi la différence entre la moyenne de ces grandeurs pour les deux orientations de champ aux courants négatifs (électrons de la couche libre vers la couche polarisante) et positifs :

$$\langle G \rangle^{I < 0} - \langle G \rangle^{I > 0} = \frac{G(+H_{\text{ext}}, +I) + G(-H_{\text{ext}}, +I)}{2} - \frac{G(+H_{\text{ext}}, -I) + G(-H_{\text{ext}}, -I)}{2}, \quad (4.12)$$

où $G = \{H_{\text{res}}, \Delta H\}$, pour le pic à plus haut champ. Le signe de ces deux grandeurs est compatible avec un effet de transfert de spin, qui a tendance à réduire la largeur de raie (*cf.* EQ. (4.11)) et le champ effectif (donc augmenter le champ de résonance) pour un courant négatif. Ce dernier effet n'a pas été mentionné dans le §2.3.2. Des calculs théoriques [111] montrent que l'absorption de la composante transverse d'un courant de spin à une interface ferromagnétique n'est pas efficace à 100%. La composante qui survit est alors perpendiculaire à \mathbf{p} et \mathbf{m} , vecteurs unitaires de la polarisation et de l'aimantation [131]. Ceci introduit une correction au champ effectif, induite par le transfert de spin :

$$\mathbf{H}_{ST\text{eff}} = \beta \frac{\hbar}{2 \mu_0 M_s |e| t} \mathbf{m} \times \mathbf{p}, \quad (4.13)$$

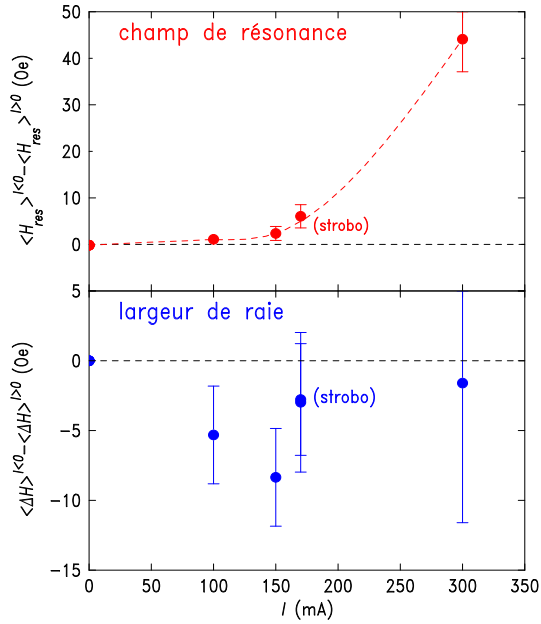


FIG. 4.36: **Asymétries en courant.** Les quantités entre crochets sont les moyennes des mesures pour les deux orientations du champ extérieur (cf. EQ. (4.12)). Les moyennes des largeurs de raies à $I < 0$ sont systématiquement inférieures à celles obtenues pour $I > 0$. De même, le champ de résonance moyen observé à $I < 0$ est systématiquement supérieur à celui mesuré pour $I > 0$.

qui pour un courant négatif est négative³⁵ – *c-à-d.* opposée à \mathbf{m} –, tout comme l’accumulation de spin à l’interface de la couche libre. Cette correction est généralement négligeable ($\beta \ll 1$), les plus grandes valeurs mises en évidence dans des expériences sur des nanopiliers n’excédant pas $2 \cdot 10^{-7}$ Oe/(A/cm²) [137]. Le décalage mesuré ici à $I = 150$ mA ($J = 2 \cdot 10^7$ A/cm²) – double de l’effet à estimer car on a fait la différence entre les positions de la résonance mesurées à $-I$ et à $+I$ – vaut 2.4 ± 1 Oe (cf. FIG. 4.36). Cela donne un décalage du champ effectif induit par le transfert de spin de $(0.6 \pm 0.25) \cdot 10^{-7}$ Oe/(A/cm²), en bon accord avec l’ordre de grandeur attendu. Notons qu’il faut prendre avec précaution les données expérimentales obtenues à 300 mA, en raison de la mauvaise stabilité des mesures effectuées pour ce courant.

À cause de la petitesse de l’effet mesuré sur la largeur de raie et des barres d’erreur, la dépendance en courant est difficile à estimer. Rappelons cependant que comme mentionné lors de la présentation de l’expérience stroboscopique, les effets observés dépendent du pic de résonance considéré. Le groupe des pics à haut champ qui contiennent une contribution importante de la couche libre, n’est pas affecté de la même façon que celui du mode principal et des modes magnétostatiques de la grosse couche, à plus bas champ. Or, on s’attend effectivement à ce que la contribution due au transfert de spin dépende du mode considéré, selon que ce dernier corresponde à la dynamique de la couche libre ou de la couche épaisse.

Résumé En conclusion de cette étude de l’influence d’un courant sur le spectre d’un pilier de $1 \mu\text{m}$, nous avons pu montrer que les effets d’Oersted sont prédominants. Ils permettent d’expliquer, avec l’effet Joule, le décalage vers les bas champs observé sur le pic à plus haut champ, globalement le même pour l’ensemble du spectre (cf. FIG. 4.32). Leurs conséquences sur la largeur de raie est plus difficile à prendre en compte, même si les expériences effectuées à $\pm H_{\text{ext}}$ démontrent qu’elles sont importantes. Les dimensions importantes de ce pilier (diamètre et épaisseur de la couche libre), choisies rappelons le pour des problèmes de sensibilité, ne favorisent donc pas une mise en évidence d’effets de

³⁵Dans le cas d’une configuration parallèle des couches polarisantes et libres, comme c’est le cas ici.

transfert de spin, même pour des densités de courant de quelques 10^7 A/cm². Elle n'est également pas facilitée par le fait que la dynamique de l'aimantation de la couche libre n'est pas indépendante de celle de la couche polarisante, et que la méthode de détection mesure la dynamique du pilier dans son ensemble. Nous pensons néanmoins que les faibles effets d'asymétrie en courant et les différences de comportement entre les groupes de pic correspondant à la dynamique de la petite couche et à celle de la couche épaisse que nous avons observés sont des indications vraisemblables d'un effet de transfert de spin dans ces expériences³⁶.

4.5.3.2 Spectres du nano-pilier de diamètre 500 nm en présence de courant

L'étude de l'influence d'un courant continu sur le spectre du pilier de diamètre 500 nm a également été étudiée, cependant moins en détails que celle précédemment présentée sur le pilier de 1 μ m. Nous nous contentons donc de présenter dans ce paragraphe nos résultats expérimentaux sans approfondir leur interprétation.

La FIG. 4.37 présente les spectres obtenus jusqu'à des courants de 200 mA ($J \approx 10^8$ A/cm²), lorsque la fréquence de l'excitation micro-onde est de 12.3 GHz. On observe à nouveau un décalage global du spectre, dont on peut à nouveau rendre compte à partir des effets Joule et d'Oersted. Quantitativement, le décalage total du spectre du pilier de 500 nm est 3.5 fois moins important que celui observé sur le pilier de 1 μ m, à densité de courant égale. L'effet Joule est 2.5 fois plus faible sur le plus petit des deux piliers, et l'effet du champ d'Oersted 4.5 fois plus faible. Pour ce dernier, rappelons que le champ orthoradial créé par la circulation du courant dans un pilier est proportionnel au rayon de ce dernier. Le champ d'Oersted est donc 2 fois plus faible dans un pilier de 500 nm que dans un pilier de 1 μ m. Néanmoins, il faut également tenir compte du fait que plus le rapport d'aspect du pilier est grand et la fréquence micro-onde élevée, moins le champ d'Oersted a d'influence sur la position de la résonance, comme le montre la FIG. 4.33(c). La prise en compte de ce phénomène permet de retrouver l'amplitude de l'effet mesuré sur le pilier de diamètre 500 nm. On remarque par contre que la forme des raies de résonance semble très peu affectée par le courant. L'étude pour l'orientation du champ extérieur opposée n'a pas été menée.

L'étude de l'influence de plus faibles densités de courant a été menée pour les deux orientations du champ magnétique lorsque la fréquence micro-onde est de 4.64 GHz. La position du spectre du pilier est décalée vers les bas champs, et on observe un signal négatif pour un champ extérieur positif et un courant appliqué de -16 mA. Il a été vérifié que ce dernier était reproductible, et que les spectres mesurés avec ou sans courant étaient indépendants du sens de balayage du champ extérieur.

³⁶Du fait de la bonne thermalisation du pilier et de la configuration magnétique des 2 couches (saturées perpendiculairement au pilier), une éventuelle contribution de l'effet Peltier, qui dépend du spin comme démontré sur des multicouches Co/Cu dans des nanofils [36], est négligeable.

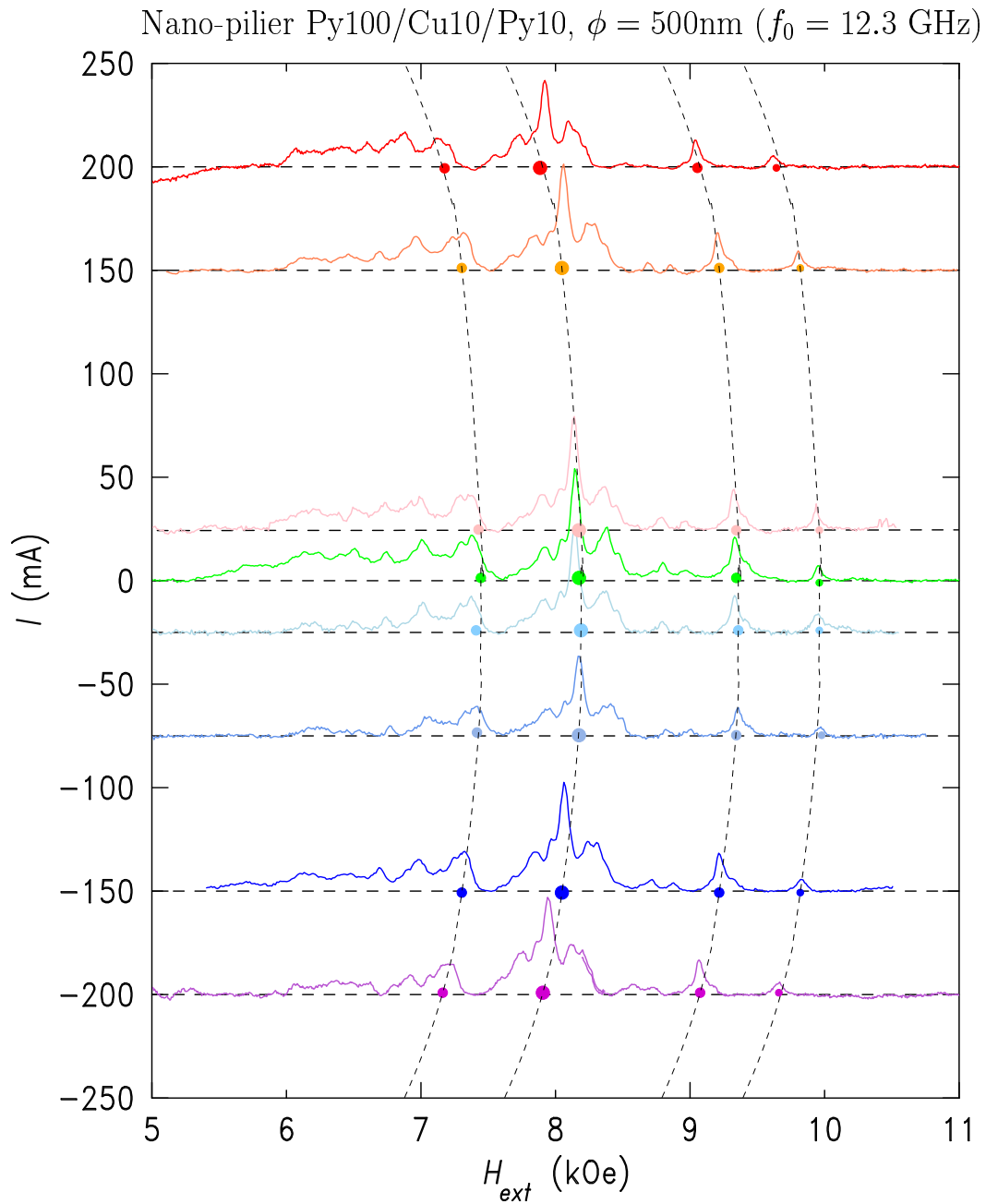


FIG. 4.37: **Dépendance des spectres en courant.** Lorsqu'un courant continu traverse le pilier de diamètre 500 nm ($I = 200\text{ mA}$ correspond à une densité de courant $J = 10^8\text{ A/cm}^2$) les spectres RFM se décalent vers les bas champ. Les courbes en pointillés sont des guide pour l'oeil. La fréquence micro-onde est de 12.3 GHz.

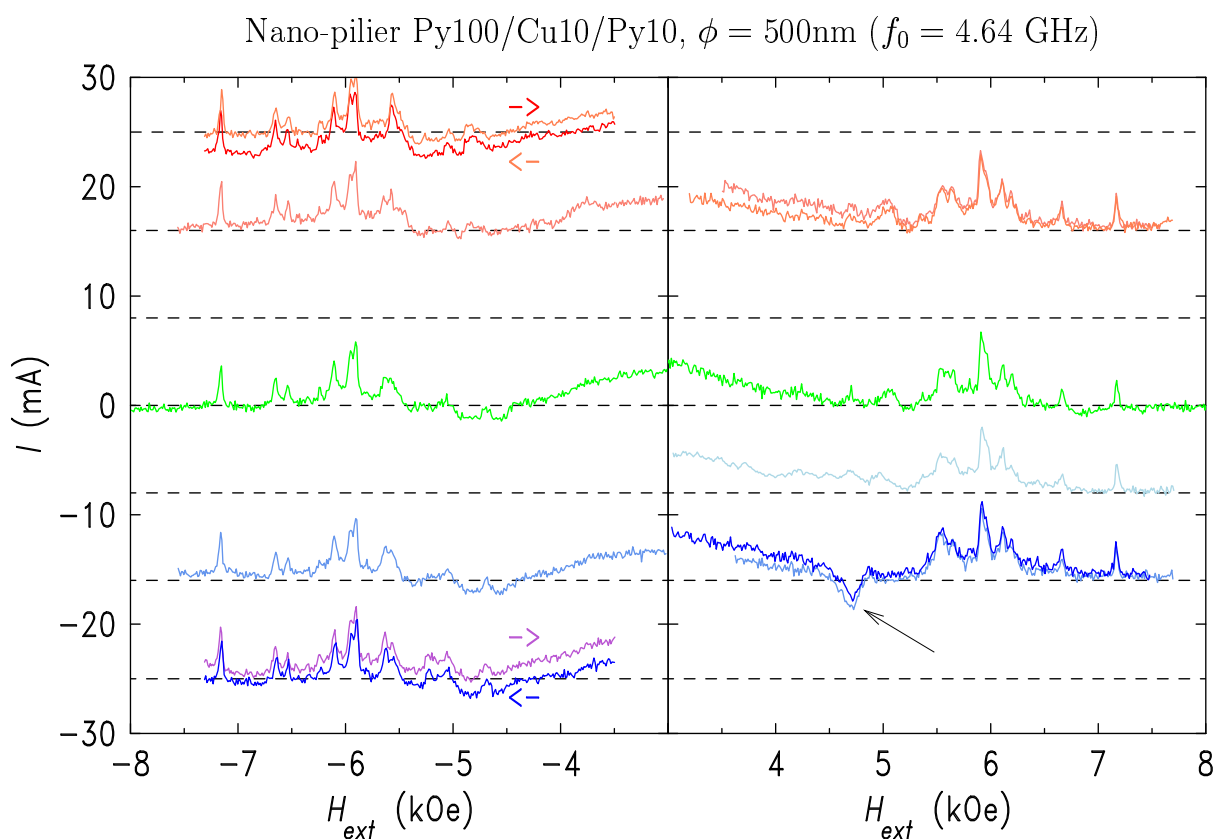


FIG. 4.38: **Dépendance des spectres en courant.** Étude de la dépendance du spectre à 4.64 GHz d'un pilier de diamètre 500 nm lorsqu'un courant le traverse ($I = 20\text{ mA}$ correspond à une densité de courant $J = 10^7\text{ A/cm}^2$). On remarque que pour l'orientation positive du champ extérieur, un courant négatif induit l'apparition d'un signal négatif reproductible dans la courbe de résonance (flèche noire).

Chapitre 5

Conclusion

5.1 Résumé des résultats expérimentaux obtenus

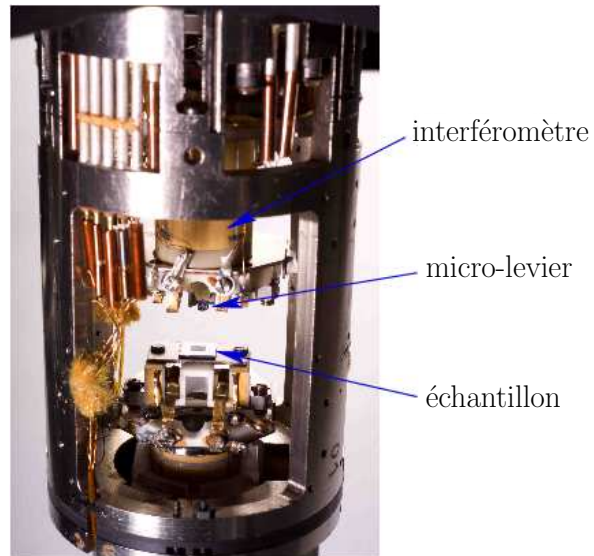
L'objectif de cette thèse, à savoir la détection du signal de résonance ferromagnétique sur une vanne de spin unique Py/Cu/Py et l'étude de l'influence d'un courant continu sur son spectre, a été atteint. Il a nécessité l'optimisation du dispositif expérimental, qui a été effectuée en deux étapes ayant permis de mettre en avant plusieurs effets physiques intéressants :

- La détection mécanique de la RFM sur des micro-disques de Permalloy a d'abord été réalisée. Elle a permis d'analyser l'influence de la sonde de détection sur les spectres mesurés et de définir les modifications à apporter pour la détection d'échantillons plus petits. Nous avons observé et interprété les spectres de modes magnétostatiques de deux disques de diamètres différents. Il a été montré qu'il était possible de confiner des modes grâce au champ de fuite de la sonde et de se placer dans des conditions expérimentales telles que le spectre d'excitations observé soit très proche du spectre intrinsèque du disque.
- L'étude de plots submicroniques a ensuite été menée, grâce à l'optimisation de la sonde de détection et à une excitation hyperfréquence plus efficace. L'étude de l'influence du diamètre des échantillons sur le spectre d'excitation a pu être interprétée dans un cadre analytique et grâce à des simulations micromagnétiques qui reproduisent bien les principales caractéristiques mesurées.

La sensibilité du dispositif expérimental nous a permis de définir la taille des nanopiliers qui ont été étudiés. Il a fallu développer un procédé de fabrication permettant d'intégrer ces derniers dans le microscope utilisé pour la mesure. Les échantillons réalisés nous ont permis d'étudier leur spectres d'excitation sous l'influence d'un champ micro-onde seul et en présence d'un courant continu. Les spectres obtenus à courant nul ont été interprétés qualitativement grâce à leur comparaison avec ceux obtenus sur les plots et une simulation micromagnétique préliminaire. Leur dépendance en fonction du courant montre que les effets du champ d'Oersted sont les plus importants et peuvent être quantifiés. Des indications d'effets de transfert de spin ont été extraites du comportement des spectres en courant.

Nous avons également présenté des résultats concernant la dynamique de l'aimantation d'un grenat dans le régime non linéaire. Les résultats obtenus et le modèle développé montrent que l'amortissement d'un système de spins ferromagnétique dépend fortement de la puissance de pompage. Ils démontrent que l'utilisation d'un outil expérimental tel

FIG. 5.1: Photographie de l'AFM cryogénique. Ce microscope permettra d'effectuer le même type d'expériences que celles présentées dans ce manuscrit, mais sous champ plus élevé (7 T), et à température variable (jusqu'à 4 K). Ici, la mesure des déformations du levier utilise un dispositif interférométrique.



que la FMRFM, qui donne directement accès au temps de relaxation du système, peut être très utile pour l'étude de phénomènes où les effets non linéaires sont importants, comme dans la génération d'onde de spin par un courant continu.

5.2 Perspectives

Ce travail de thèse a permis de démontrer que la FMRFM était adaptée à l'étude spectroscopique de dispositifs pour l'électronique de spin. Comme ceux de plots individuels submicroniques, les spectres obtenus sur les nano-piliers étudiés sont très riches et une interprétation précise de ces derniers reste à faire¹. Les expériences présentées dans ce manuscrit sont les premières à notre connaissance à permettre l'observation directe du spectre d'excitations d'une nanostructure individuelle du type vanne de spin en présence de densités de courant de l'ordre de quelques 10^7 A/cm².

Cependant, la taille des nano-piliers mesurés reste dix fois supérieure à celle des échantillons standards sur lesquels des effets de génération d'ondes de spin par un courant sont observés en transport. En raison des améliorations apportées, la sensibilité du dispositif expérimental dans son état actuel est néanmoins suffisante pour l'étude d'échantillons plus petits. Le but est donc à présent de travailler sur des nano-piliers Py(30nm)/Cu(10nm)/Py(8nm) de 300 nm de diamètre sur lesquels les effets de transfert de spin auront été préalablement caractérisés en transport. Les règles de sélection de l'émission d'ondes de spin par un courant et le régime non linéaire dans ces nanostructures pourront alors être explorés grâce à la FMRFM. Des expériences sur le couplage entre excitations AC et DC sont aussi envisagées. Il serait en particulier intéressant de comparer les situations où le courant micro-onde traverse ou non directement l'échantillon. On cherchera également à découpler les excitations des couches libres et polarisantes (en choisissant une géométrie du nano-pilier différente), afin de mieux distinguer les modes de ce système hybride. Il est aussi possible de travailler à terme sur des géométries d'échantillon de type contact ponctuel et de les comparer aux nano-piliers.

Pour conclure, signalons qu'une expérience du même type que celle présentée dans ce

¹Elle nécessite entre autres la prise du couplage dynamique entre couches.

manuscrit, mais à fort champ (7 T) et basse température (4 K), est en cours d'installation au laboratoire (*cf.* FIG. 5.1). Elle permettra de repousser plus loin encore les limites de détection de la RFM, et d'envisager la réalisation d'expériences où son extrême sensibilité pourra être exploitée, telles l'imagerie de modes sur de très petits échantillons ou l'étude d'effets nécessitant de basses températures, comme par exemple le couplage d'échange à une interface entre un antiferromagnétique et un ferromagnétique.

Annexe A

Unités et constantes utiles

A.1 Conversion entre système international et système cgs

Grandeur	cgs	conversion	SI
Masse	g	10^{-3}	kg
Longueur	cm	10^{-2}	m
Temps	s	1	s
Force	dyn	10^{-5}	N
Induction magnétique	G	10^{-4}	T
Champ magnétique	Oe	$10^{-3}/4\pi$	A/m
Moment Magnétique	emu, erg/G	10^{-3}	A.m ²
Aimantation	emu/cm ³	10^{-3}	A/m
Énergie	erg	10^{-7}	J

A.2 Constantes physiques utiles

Constante	Notation	Valeur en cgs
constante de Planck	h	6.626×10^{-27} erg.s
	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	1.054×10^{-27} erg.s
constante de Boltzmann	k_B	1.381380×10^{-16} erg.K ⁻¹
charge de l'électron	e	-1.602×10^{-19} C
masse de l'électron	m_e	9.109×10^{-28} g
rapport gyromagnétique de l'électron libre	$ \gamma = \frac{g e }{2m}$	1.758×10^7 rad.s ⁻¹ .G ⁻¹
magnéton de Bohr	$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$	9.274×10^{-21} erg.G ⁻¹
facteur de Landé de l'électron libre	$g = 2[1 + \alpha/(2\pi) \cdot 0.328\alpha^2/\pi^2]$	– 2.002319
constante de structure fine	$\alpha = e^2/(\hbar c)$	$7.29735 \times 10^{-3} \approx \frac{1}{137}$
vitesse de la lumière dans le vide	c	2.997925×10^{10} cm.s ⁻¹

A.3 Grandeurs caractéristiques utiles de matériaux

Grandeur	Valeur
YIG	
aimantation M_s	144 emu.cm ⁻³ (T=300 K)
constante d'échange A	3.6 10 ⁻⁷ erg.cm ⁻¹
rapport gyromagnétique γ	1.763 × 10 ⁷ rad.s ⁻¹ .G ⁻¹
Permalloy (Ni₈₁Fe₁₉)	
aimantation M_s	800 – 830 emu.cm ⁻³ (T=300 K)
$(\Delta 4\pi M_s / \Delta T)_{T=300\text{ K}}$	-4 G/K [15]
constante d'échange A	10 ⁻⁶ erg.cm ⁻¹
rapport gyromagnétique ¹ γ	(1.85 ± 0.05) × 10 ⁷ rad.s ⁻¹ .G ⁻¹
résistivité ρ	15 μΩ.cm
effet de peau :	
longueur de pénétration $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$	≈ 2 μm à 10 GHz
longueur de diffusion de spin λ_{sf}	3 – 5 nm [27]
Cuivre	
résistivité ρ	1.7 μΩ.cm
longueur de diffusion de spin λ_{sf}	0.5 – 1 μm [87]
Or	
résistivité ρ	2.2 μΩ.cm
effet de peau : longueur de pénétration δ	≈ 750 nm à 10 GHz
Titane	
résistivité ρ	40 μΩ.cm

¹Il dépend de la composition exacte du Permalloy, des conditions d'élaboration, et des interfaces.

Annexe B

Formules analytiques utiles

Cette annexe réunit différentes relations utilisées pour les calculs analytiques présentés dans ce manuscrit : champ de fuite des sondes, champ interne dans les disques, conditions de résonance en fonction de l'angle appliqué, relations de dispersion MSFVW en présence d'échange. La plupart de ces calculs nécessite une aide numérique, le logiciel Maple [71] ayant été alors utilisé.

B.1 Facteurs démagnétisants pour un cylindre

Osborn a calculé les formules analytiques des facteurs démagnétisants pour un ellipsoïde de révolution, pour lequel le champ interne est homogène. Si ce dernier est un sphéroïde aplati ($l_x = l_y = l_\perp > l_\parallel = l_z$), et en notant $n = l_\parallel/l_\perp < 1$ le rapport de ses axes et $\Delta N = N_\parallel - N_\perp$, alors [79] :

$$\frac{\Delta N}{4\pi} = \frac{3}{2(1-n^2)} \left\{ 1 - \frac{n}{\sqrt{1-n^2}} \arcsin \sqrt{1-n^2} \right\} - \frac{1}{2}. \quad (\text{B.1})$$

Pour un cylindre, par contre, le champ interne n'est plus homogène et les facteurs démagnétisants dépendent de la position. Joseph et Schlömann ont développé une méthode générale pour calculer à tout ordre les facteurs démagnétisants d'échantillons de géométries non ellipsoïdales. Au premier ordre, où l'aimantation est supposée saturée en tout point du cylindre de rayon R et d'épaisseur S , on obtient pour les deux composantes non nulles

du tenseur démagnétisant N_{zr} et N_{zz} (le système de coordonnées est cylindrique) [52] :

$$N_{zr}(r, z, R, S) = 1 - \frac{z \alpha(r, z, R) K(\alpha(r, z, R))}{4\pi \sqrt{Rr}} + \frac{1}{4} \Lambda_0(\alpha(r, z, R), \beta(r, z, R)) \times \text{signe}(r - R) - \frac{(S - z) \alpha(r, S - z, R) K(\alpha(r, S - z, R))}{4\pi \sqrt{Rr}} + \frac{1}{4} \Lambda_0(\alpha(r, S - z, R), \beta(r, S - z, R)) \times \text{signe}(r - R) \quad (\text{B.2})$$

$$N_{zr}(r, z, R, S) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{R}{r}} \times \left\{ \frac{\left[1 - \frac{1}{2} (\alpha(r, z, R))^2\right] K(\alpha(r, z, R)) - E(\alpha(r, z, R))}{\alpha(r, z, R)} - \frac{\left[1 - \frac{1}{2} (\alpha(r, S - z, R))^2\right] K(\alpha(r, S - z, R)) - E(\alpha(r, S - z, R))}{\alpha(r, S - z, R)} \right\} \quad (\text{B.3})$$

où on a introduit les fonctions α , β et Λ_0 pour alléger les notations :

$$\alpha(r, z, R) = 2 \sqrt{\frac{Rr}{z^2 + (R + r)^2}} \quad (\text{B.4})$$

$$\beta(r, z, R) = \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2 - 2Rr + r^2}} \quad (\text{B.5})$$

$$\Lambda_0(\phi, \psi) = \frac{2}{\pi} \frac{(1 - \phi^2) \psi \sqrt{1 - \psi^2} \sqrt{1 - \psi^2 + \psi^2 \phi^2}}{[(1 - \phi^2)(1 - \psi^2) + \phi^2]} \Pi\left(\frac{\phi^2}{(1 - \phi^2)(1 - \psi^2) + \phi^2}, \phi\right) \quad (\text{B.6})$$

avec K , E et Π les intégrales elliptiques complètes des premières, deuxièmes et troisièmes espèces.

Ces formules sont utilisées pour le calcul analytique des champs internes de disques et du champ de fuite de la sonde cylindrique utilisée pour étudier certains échantillons (*cf.* §4.2 et 4.3). Le champ de fuite d'une sonde sphérique est simplement celui d'un dipôle ponctuel de moment magnétique $\mathcal{M}_{\text{sph}} = \frac{4}{3}\pi R^3 M_{\text{sph}}$. Ces composantes longitudinales et radiales en un point de l'espace repéré par ses coordonnées cylindriques sont :

$$B_z(r, z) = \mathcal{M}_{\text{sph}} \left\{ \frac{3z^2}{(z^2 + r^2)^{5/2}} - \frac{1}{(z^2 + r^2)^{3/2}} \right\} \quad (\text{B.7})$$

$$B_r(r, z) = \mathcal{M}_{\text{sph}} \left\{ \frac{3rz}{(z^2 + r^2)^{5/2}} \right\}. \quad (\text{B.8})$$

B.2 Dépendance angulaire de la résonance

En utilisant la relation (2.14), il est possible de déterminer l'évolution de la relation de dispersion $f_{\text{res}}(H_{\text{res}})$ du mode uniforme en fonction de l'angle entre la normale du film et le champ appliqué. On doit auparavant calculer la condition d'équilibre statique sur \mathbf{M} (Eq. (2.13)), et l'on obtient, pour une couche mince infinie, le faisceau de courbes [122] représenté à la FIG. B.1.

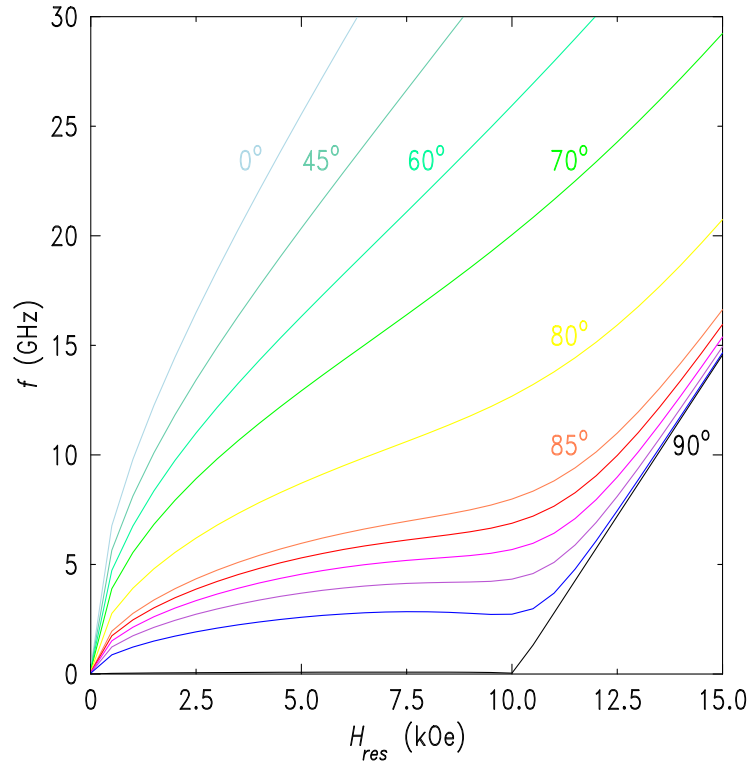


FIG. B.1: *Dépendance angulaire du champ de résonance.* Calcul pour une couche mince infinie de Permalloy, les angles indiqués étant ceux entre le champ appliqué et le plan de la couche pour lesquels la relation $f_{res}(H_{res})$ est calculée.

Si le champ est exactement perpendiculaire au plan de la couche, on retrouve la relation de dispersion linéaire $2\pi f = \gamma(H_{ext} - 4\pi M_s)$. Par contre, on voit que l'existence d'un angle, même petit, entre le champ extérieur et la normale du disque, introduit une distorsion de cette relation, qui décale le champ de résonance vers les bas champs et diminue la pente de la courbe (*c-à-d.* le γ apparent). L'inverse de cette pente donne la dépendance de la largeur de raie en fonction de l'angle entre \mathbf{M} et H_{ext} . C'est donc pour l'orientation perpendiculaire parfaite que le champ de résonance est maximal et la largeur de raie minimale.

B.3 Relation de dispersion des MSFVW en présence d'échange

Le régime de dipôle-échange, qui tient simultanément compte des interactions dipolaires et d'échange est compliqué à traiter mathématiquement [55]. On peut cependant se contenter d'une simple modification du résultat (2.21) pour décrire les modes de petites longueurs d'onde de grands échantillons ($R \gg \lambda_{éch}$) en modifiant la susceptibilité afin de tenir compte de l'échange. Si nous supposons que ces modes de courte longueur d'onde sont des ondes planes¹ ($\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 \exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$, $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 \exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$), le champ effectif

¹Cette démarche n'est pas applicable à des échantillons dont l'une des dimensions caractéristiques est de l'ordre de $\lambda_{éch}$ car ses modes propres dans ce cas ne sont certainement pas des ondes planes. C'est pour ce type de problèmes qu'il est nécessaire d'utiliser le modèle de Kalinikos et Slavin.

d'échange peut se mettre sous la forme [40]

$$\mathbf{h}_{\text{ex}} = -\frac{\hbar\eta}{\gamma M_s} k^2 \mathbf{m} \quad (\text{B.9})$$

où $\eta = 2A\gamma/M_s$. Ceci revient à effectuer le remplacement

$$\omega_H \rightarrow \omega_H + \eta k^2 \quad (\text{B.10})$$

et la perméabilité dépend maintenant du vecteur d'onde k

$$\mu = \frac{(\omega_H + \eta k^2)(\omega_H + \eta k^2 + \omega_M) - \omega^2}{(\omega_H + \eta k^2)^2 - \omega^2}. \quad (\text{B.11})$$

La prise en compte de l'échange implique donc que la relation de dispersion (2.21) est désormais transcendante (le vecteur d'onde apparaît aux deux membres de l'EQ. (2.21)). En la développant en puissance du paramètre d'échange η on obtient la relation de dispersion $k(\omega)$ des modes de petite longueur d'onde, qui s'écrit au premier ordre [20] :

$$k_t = k_t(\mu_0) - \frac{\omega_M + 2\omega_H(1 - \mu_0)}{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2} \frac{k_t^2(\mu_0)}{S} \left\{ \frac{S}{2} k_t(\mu_0) + \frac{1}{1 - \mu_0} \right\} \eta + \mathcal{O}(\eta^2) \quad (\text{B.12})$$

avec μ_0 l'expression de la perméabilité ne tenant pas compte de l'échange (EQ. (2.22)).

Annexe C

Protocole de fabrication des nano-piliers

C.1 Objectif

Le but est de fabriquer un pilier de $1 \mu\text{m}$ (ou $0.5 \mu\text{m}$) de diamètre à partir d'une tricouche Permalloy/Cuivre/Permalloy¹ déposée directement sur une stripline en or, et de pouvoir y injecter de fortes densités de courant en CPP (courant perpendiculaire au plan). On souhaite faire de la résonance ferromagnétique en présence d'une électrode sous l'échantillon pour injecter le courant DC, ce qui atténue le champ micro-onde par effet de peau. On utilise donc la stripline elle-même comme électrode d'injection pour ne pas perdre en puissance micro-onde.

C.2 Fabrication de la stripline

On utilise un substrat de saphir (alumine cristalline) pour sa planéité et ses propriétés micro-ondes. Seule une des 2 faces du substrat est polie, l'autre étant utilisée comme plan de masse. $2 \mu\text{m}$ d'or sont déposés par pulvérisation cathodique radio-fréquence sur le plan de masse du substrat et sur sa tranche, et 150 nm à $1 \mu\text{m}$ sur la face polie. Ensuite, des procédés de lithographie UV et de gravure chimique sont utilisés pour définir le motif de la stripline.

¹Ni₈₁Fe₁₉.

Conditions du dépôt

Pression du plasma de titane (accroche)	4.10^{-3} mbar
Débit	16 scc.min ⁻¹
Puissance RF	200 W
Taux de pulvérisation	30 nm.min ⁻¹
Temps de dépôt	1 min 30 s
Pression du plasma d'or	5.10^{-3} mbar
Débit	16 scc.min ⁻¹
Puissance RF	400 W
Taux de pulvérisation	200 nm.min ⁻¹
Temps de dépôt	45 s à 10 min

Lithographie optique de la stripline

Spin du promoteur d'adhésion Shipley	10 s @ 5000 rpm
Spin de Clariant AZ5214	30 s @ 4500 rpm
Cuison plaque chauffante	60 s @ 90°C
Exposition	30 s
Développement	60 s dans (AZ351 : 1, eau : 5)
Rinçage	eau déionisée
Cuison au four (durcissement)	20 min @ 150°C

Gravure chimique

Gravure de l'or	20 min dans (KI, I ₂)
Gravure du titane	5 min dans H ₂ O ₂
Rinçage	eau déionisée

N.B. : Pendant la gravure chimique, le plan de masse (face non lithographiée) et les bords du substrats de saphir sont également protégés par de la résine optique. Le substrat est ensuite découpé à la scie diamantée aux dimensions requises pour son installation dans le microscope.

C.3 Dépôt de la tricouche

La tricouche est déposée² par pulvérisation de Py(100nm)/Cu(10nm)/Py(10nm) + Au(10nm) sur la stripline ainsi préparée. Un champ planaire de 300 Oe est appliqué pendant le dépôt afin d'obtenir de meilleures propriétés magnétiques. La couche d'or supérieure assure une protection contre l'oxydation du Permalloy.

C.4 Lithographie du pilier

On utilise une technique de lithographie électronique pour définir le motif du pilier. On lifte ensuite une couche d'aluminium qui servira de masque pendant la gravure ionique et qui sera éliminé lors de l'étape d'isolation électrique.

²Par Jamal Ben Youssef, LMB.

Lithographie électronique

Spin de MMA(8.5)MAA EL10	50 s @ 1100 rpm
Cuisson sur plaque chauffante	90 s @ 170°C
Spin de PMMA 950 A3	50 s @ 7000 rpm
Cuisson sur plaque chauffante	90 s @ 170°C
Insolation électronique	tension 30 kV, grandissement 1000, courant 10 pA
Développement	50 s dans MIBK
Rinçage	10 s dans isopropanol

Évaporation par faisceau d'électrons du masque d'aluminium

Évaporation de l'aluminium	500 s @ 1 nm.s ⁻¹
Lift-off	20 min dans acétone @ 65°C
Rinçage	isopropanol puis eau déionisée

Gravure ionique de la tricouche

Pression d'argon	7.10 ⁻⁴ mbar
Tension de décharge	40 V
Tension d'accélération	200 V
Tension du faisceau	500 V
Courant d'émission	9 mA
Temps de gravure	9-10 min

C.5 Isolation du pilier

Cette étape consiste à recouvrir le pilier d'un isolant (Si₃N₄) et d'éliminer l'aluminium excédentaire du masque (il en reste un peu moins de 500 nm après l'étape de gravure ionique) afin de dégager un contact sur le dessus du pilier.

Dépôt de l'isolant

Pression d'argon	8.10 ⁻³ mbar
Pression d'azote	2.10 ⁻³ mbar
Puissance	450 W
Taux de pulvérisation	35 nm.min ⁻¹
Temps de dépôt	6 min

Dégagement du contact supérieur

Gravure de l'aluminium	environ 30 min dans KOH
Rinçage et bain d'ultrasons	eau déionisée

C.6 Contact supérieur

Il est défini par lithographie optique, et on lifte 50 nm de titane, 100 nm de cuivre et 50 nm d'or. La couche de titane permet d'avoir des lignes de courant bien perpendiculaires dans le pilier, ce qui est également assuré par l'épaisse électrode d'or inférieure.

Lithographie optique du contact supérieur

Spin du promoteur d'adhésion Shipley	10 s @ 5000 rpm
Spin de Clariant AZ5214	30 s @ 4500 rpm
Cuisson plaque chauffante	60 s @ 90°C
Exposition	30 s
Développement	60 s dans (AZ351 : 1, eau : 5)
Rinçage	eau déionisée
Cuisson au four (durcissement)	20 min @ 150°C

Évaporation par faisceau d'électrons du contact

Légère gravure à l'argon	pendant 5 s
Évaporation du titane	100 s @ 0.5 nm.s ⁻¹
Évaporation du cuivre	100 s @ 1 nm.s ⁻¹
Évaporation de l'or	100 s @ 0.5 nm.s ⁻¹
Lift-off	20 min dans acétone @ 65°C
Rinçage	isopropanol puis eau déionisée

Annexe D

Caractérisation des couches minces de Permalloy

Le Permalloy utilisé pour la fabrication des échantillons étudiés dans ce manuscrit est un alliage $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, déposé sous champ magnétique planaire (≈ 300 Oe), ce qui induit une très faible anisotropie uniaxiale de l'ordre de 4 à 5 Oersted et améliore les propriétés magnétiques des couches. Pour cette composition en Nickel et Fer, la magnétostriction est nulle et les champs coercitifs sont très faibles, comme le montrent les résultats présentés plus bas. La largeur de raie mesurée en RFM dépend de la qualité des couches, et est pour l'ensemble des celles présentées ci-dessous, comprise entre 45 et 65 Oe à 10 GHz. Ces faibles valeurs font du Permalloy un bon candidat pour la détection RFM de très petits échantillons, le signal mesuré étant inversement proportionnel à ΔH . Notons que les couches simples de Permalloy sont toujours recouvertes d'une fine épaisseur d'or (2 nm) pour les protéger contre l'oxydation.

D.1 Couche d'épaisseur 100 nm

Les résultats présentés à la FIG. D.1 ont été obtenus sur une couche témoin similaire à celles à partir desquelles les 2 disques microniques étudiés aux §4.3.1 et 4.3.2 sont lithographiés. Les mêmes conditions de dépôt sont utilisées pour l'élaboration de la couche épaisse (ou polarisante) des piliers (§4.5). Cette couche présente une très faible anisotropie, et des champs coercitifs selon les axes planaires faciles et difficiles de 1.06 et 2.1 Oe.

D.2 Couche d'épaisseur 10 nm

Les résultats présentés à la FIG. D.2 ont été obtenus sur une couche témoin similaire à celles des couches fines (ou libres) des piliers étudiés au §4.5. Cette couche présente également une très faible anisotropie, et des champs coercitifs selon les axes planaires faciles et difficiles de 0.8 et 1.8 Oe.

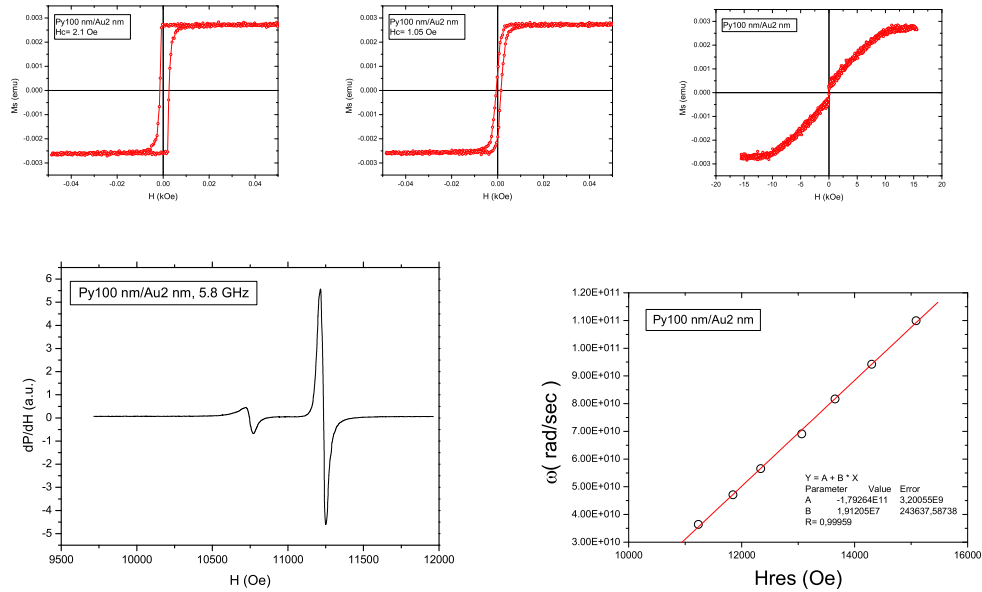


FIG. D.1: *Caractérisation d'une couche mince de Permalloy d'épaisseur 100 nm.* Graphes du haut : mesures VSM avec le champ appliqué orienté respectivement de gauche à droite le long de l'axe facile, de l'axe difficile, et perpendiculairement à la couche. Graphes du bas : spectre RFM en détection standard (aimantation perpendiculaire) et relation entre fréquence micro-onde et champ de résonance.

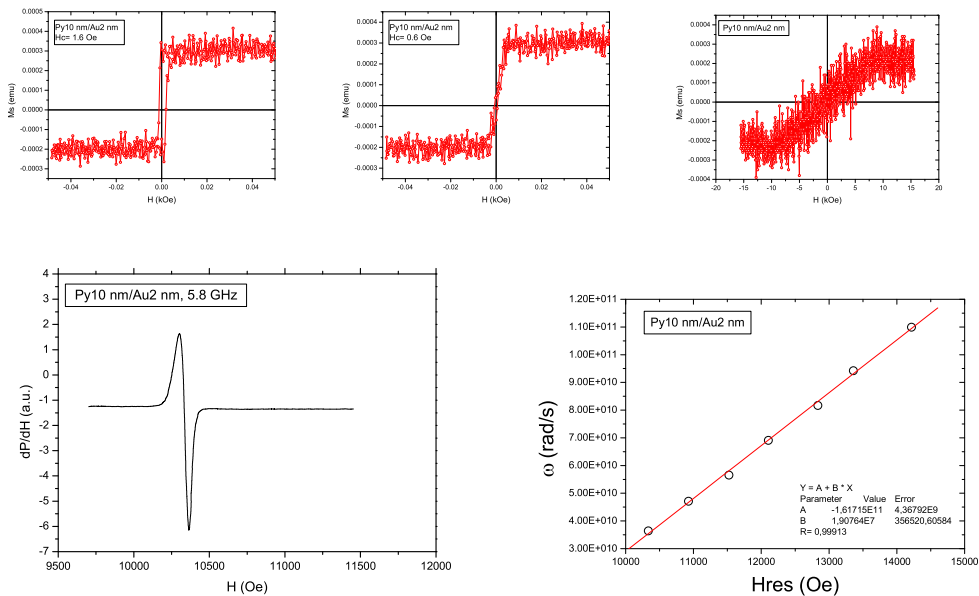


FIG. D.2: *Caractérisation d'une couche mince de Permalloy d'épaisseur 10 nm.* Graphes du haut : mesures VSM avec le champ appliqué orienté respectivement de gauche à droite le long de l'axe facile, de l'axe difficile, et perpendiculairement à la couche. Graphes du bas : spectre RFM en détection standard (aimantation perpendiculaire) et relation entre fréquence micro-onde et champ de résonance.

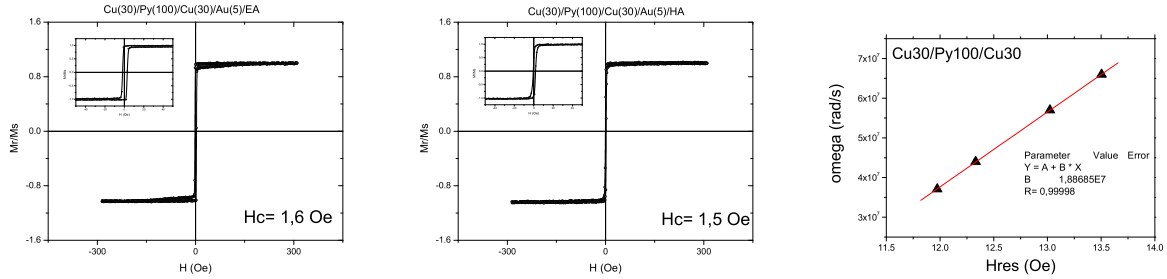


FIG. D.3: *Caractérisation d'une couche Cu30/Py100/Cu30. De gauche à droite, mesures VSM avec le champ appliqué dans le plan et orienté le long de l'axe facile et de l'axe difficile, et relation entre fréquence micro-onde et champ de résonance.*

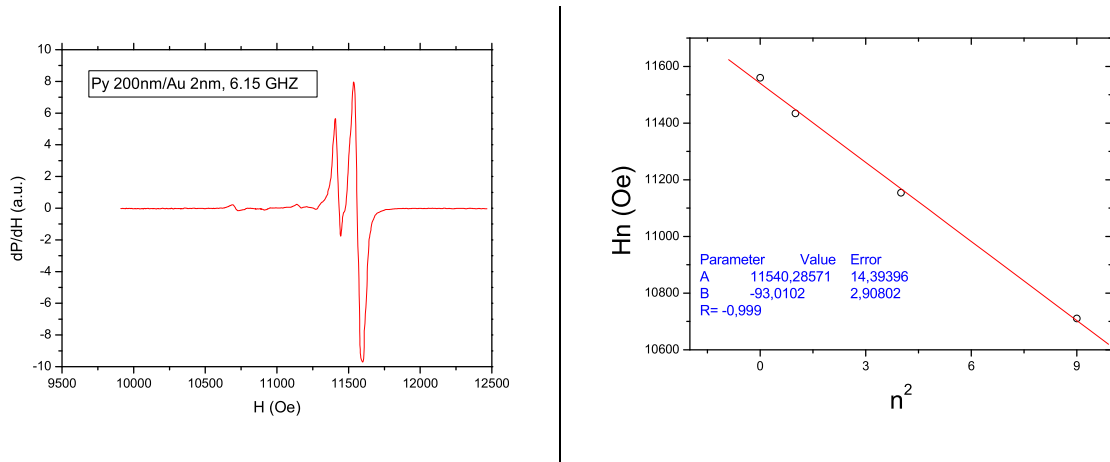


FIG. D.4: *Modes d'échange dans une couche de Permalloy d'épaisseur 200 nm. Spectre et dépendance des champs de résonance des modes d'échanges en fonction de l'indice des modes.*

D.3 Couche d'épaisseur 100 nm sandwichée par le Cuivre

La FIG. D.3 présente la caractérisation magnétique d'une couche témoin Cu(30nm)/Py(100nm)/Cu(30nm) déposée sur Silicium simultanément à celle ayant permis la lithographie des disques submicroniques dont l'étude est présentée au §4.4.

D.4 Modes d'échange dans l'épaisseur

On présente à la FIG. D.4 le spectre RFM d'une couche mince infinie de Permalloy d'épaisseur 200 nm, qui présente l'avantage de présenter 3 modes d'échange dans l'épaisseur, en plus du mode uniforme. Il est alors possible de vérifier la relation (4.9), *c-à-d.* que la séparation entre le mode d'indice n et le mode uniforme suit une loi en n^2 .

Bibliographie

- [1] A. ABRAGAM, *Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford University Press, Oxford, 1961.
- [2] F. J. ALBERT, J. A. KATINE, R. A. BUHRMAN, AND D. C. RALPH, *Spin-polarized current switching of a Co thin film nanomagnet*, Appl. Phys. Lett., 77 (2000), pp. 3809–3811.
- [3] S. Y. AN, P. KRIVOSIK, M. A. KRAEMER, H. M. OLSON, A. V. NAZAROV, AND C. E. PATTON, *High power ferromagnetic resonance and spin wave instability processes in Permalloy thin films*, J. Appl. Phys., 96 (2004), pp. 1572–1580.
- [4] P. W. ANDERSON AND H. SUHL, *Instability in the motion of ferromagnets at high microwave power levels*, Phys. Rev., 100 (1955), p. 1788.
- [5] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. N. V. DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, AND J. CHAZELAS, *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices*, Phys. Rev. Lett., 61 (1988), pp. 2472–2475.
- [6] M. BAILLEUL, *Propagation et confinement d’ondes de spin dans les microstructures magnétiques*, thèse de doctorat, École Polytechnique, Palaiseau, France, 2002.
- [7] M. BAILLEUL, D. OLLIGS, AND C. FERMON, *Propagating spin wave spectroscopy in a Permalloy film : a quantitative analysis*, Appl. Phys. Lett., 83 (2003), p. 972.
- [8] M. BAILLEUL, D. OLLIGS, C. FERMON, AND S. O. DEMOKRITOV, *Spin waves propagation and confinement in conducting films at the micrometer scale*, Europhys. Lett., 56 (2001), p. 741.
- [9] L. BERGER, *A simple theory of spin-wave relaxation in ferromagnetic metals*, J. Phys. Chem. Solids, 38 (1977), pp. 1321–1326.
- [10] —, *Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*, Phys. Rev. B, 54 (1996), pp. 9353–9358.
- [11] G. BINASCH, P. GRUNBERG, F. SAURENBACH, AND W. ZINN, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Phys. Rev. B, 39 (1989), pp. 4828–4830.
- [12] biolever : <http://www.asylumresearch.com/Applications/LowNoise/LowNoise.pdf>.
- [13] N. BLOEMBERGEN AND S. WANG, *Relaxation effects in para- and ferromagnetic resonance*, Phys. Rev., 93 (1954), p. 72.
- [14] M. BONFIM, G. GHIRINGHELLI, F. MONTAIGNE, S. PIZZINI, N. B. BROOKES, F. PETROFF, J. VOGEL, J. CAMARERO, AND A. FONTAINE, *Element-selective nanosecond magnetization dynamics in magnetic heterostructures*, Phys. Rev. Lett., 86 (2001), p. 3646.
- [15] R. M. BOZORTH, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrad Company, INC., Princeton, New Jersey, 1951.
- [16] P. BRUNO AND C. CHAPPERT, *Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer*, Phys. Rev. Lett., 67 (1991), pp. 1602–1605.

- [17] I. A. CAMPBELL AND A. FERT, *Ferromagnetic materials*, E. P. Wolfarth, North Holland, Amsterdam, 1982.
- [18] V. CHARBOIS, *Détection Mécanique de la Résonance Ferromagnétique*, thèse de doctorat, Université Paris 7, Paris, France, 2003.
- [19] V. CHARBOIS, V. V. NALETOV, J. B. YOUSSEF, AND O. KLEIN, *Influence of the magnetic tip in ferromagnetic resonance force microscopy*, Appl. Phys. Lett., 80 (2002), p. 4795.
- [20] —, *Mechanical detection of ferromagnetic resonance spectrum in a normally magnetized Yttrium-Iron-Garnet disk*, J. Appl. Phys., 91 (2002), p. 7337.
- [21] R. W. DAMON, *Relaxation effects in ferromagnetic resonance*, Rev. Mod. Phys., 25 (1953), p. 239.
- [22] R. W. DAMON, *Thermally-induced nonlinear effects in the ferromagnetic resonance*, Phys. Stat. Sol., 8 (1965), p. K89.
- [23] R. W. DAMON AND H. VAN DE VAART, *Propagation of magnetostatic spin waves at microwave frequencies in a normally-magnetized disk*, J. Appl. Phys., 36 (1965), p. 3453.
- [24] S. O. DEMOKRITOV AND B. HILLEBRANDS, *Inelastic light scattering in magnetic dots and wires*, J. Magn. Magn. Mater., 200 (1999), p. 706.
- [25] J. F. DILLON, *Magnetostatic modes in disks and rods*, J. Appl. Phys., 31 (1960), pp. 1605–1614.
- [26] A. Y. DOBIN AND R. H. VICTORA, *Intrinsic nonlinear ferromagnetic relaxation in thin metallic films*, Phys. Rev. Lett., 90 (2003), p. 167203.
- [27] 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.
- [28] A. Y. ELEZZABI AND M. R. FREEMAN, *Ultrafast magneto-optic sampling of picosecond current pulses*, Appl. Phys. Lett., 68 (1996), pp. 3546–3548.
- [29] D. EVANS, *Direct observation of static nuclear susceptibilities at room temperature*, Phil. Mag., 1 (1956), pp. 370–373.
- [30] M. FARLE, *Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers*, Rep. Prog. Phys., 61 (1998), p. 755.
- [31] A. FERT, V. CROS, J.-M. GEORGE, J. GROLLIER, H. JAFFRÈS, A. HAMZIC, A. VAURÈS, G. FAINI, J. B. YOUSSEF, AND H. L. GALL, *Magnetization reversal by injection and transfer of spin : experiments and theory*, J. Magn. Magn. Mater., 272-276 (2004), pp. 1706–1711.
- [32] R. C. FLETCHER, R. C. L. CRAW, AND E. G. SPENCER, *Electron spin relaxation in ferromagnetic insulators*, Phys. Rev., 117 (1960), p. 955.
- [33] M. R. FREEMAN AND B. C. CHOI, *Advances in magnetic microscopy*, Science, 294 (2001), p. 1484.
- [34] T. L. GILBERT, *A lagrangian formulation for the gyromagnetic equation of the magnetization field*, Phys. Rev., 100 (1955), p. 1243.
- [35] P. GOTTLIEB, *Nonlinear effects of crystalline anisotropy on ferrimagnetic resonance*, J. Appl. Phys., 31 (1960), p. 2059.
- [36] L. GRAVIER, A. FÁBIÁN, A. RUDOLF, A. CACHIN, J. E. WEGROWE, AND J. P. ANSERMET, *Spin-dependent thermopower in co/cu multilayer nanowires*, J. Magn. Magn. Mater., 271 (2004), pp. 153–158.
- [37] J. GROLLIER, *Renversement de l'aimantation par injection d'un courant polarisé en spin*, thèse de doctorat, Université Paris 6, Paris, France, 2003.

- [38] J. GROLLIER, P. BOULENC, V. CROS, A. HAMZIC, A. VAURES, A. FERT, AND G. FAINI, *Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion*, Appl. Phys. Lett., 83 (2003), pp. 509–511.
- [39] J. GROLLIER, V. CROS, A. HAMZIC, J. M. GEORGE, H. JAFFRES, A. FERT, G. FAINI, J. B. YOUSSEF, AND H. LEGALL, *Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars*, Appl. Phys. Lett., 78 (2001), pp. 3663–3665.
- [40] A. G. GUREVICH AND G. A. MELKOV, *Magnetization Oscillation and Waves*, CRC Press, 1996.
- [41] K. Y. GUSLIENKO AND A. N. SLAVIN, *Boundary conditions for magnetization in magnetic nanoelements*, Phys. Rev. B, 72 (2005), p. 014463.
- [42] B. HEINRICH, D. FRAITOVA, AND V. KAMBERSKY, *The influence of s-d exchange coupling on relaxations of magnons in metals*, Phys. Stat. Sol., 23 (1967), pp. 501–507.
- [43] B. HEINRICH, Y. TSERKOVNYAK, G. WOLTERS DORF, A. BRATAAS, R. URBAN, AND G. E. W. BAUER, *Dynamic exchange coupling in magnetic bilayers*, Phys. Rev. Lett., 90 (2003), p. 187601.
- [44] C. HERRING AND C. KITTEL, *On the theory of spin waves in ferromagnetic media*, Phys. Rev., 81 (1951), pp. 869–880.
- [45] W. K. HIEBERT, A. STANKIEWICZ, AND M. R. FREEMAN, *Direct observation of magnetic relaxation in a small Permalloy disk by time-resolved Kerr microscopy*, Phys. Rev. Lett., 79 (1997), p. 1134.
- [46] U. HOEPPE AND H. BENNER, *Microstructure-related relaxation and spin-wave linewidth in polycrystalline ferromagnets*, Phys. Rev. B, 71 (2005), p. 144403.
- [47] H. HURDEQUINT, *Résonance électronique de spin dans des alliages magnétiques dilués homogènes*, thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, France, 1981.
- [48] —, *FMR studies of single Fe layers sandwiched by Ag*, J. Magn. Magn. Mater., 93 (1991), pp. 336–340.
- [49] H. HURDEQUINT AND M. MALOUCHE, *FMR studies of Fe bilayers and multilayers (Ag/Fe)_n : evidence for a dynamic inter-magnetic layer coupling*, J. Magn. Magn. Mater., 93 (1991), pp. 276–280.
- [50] W. JANTZ AND J. SCHNEIDER, *Fine structure of the subsidiary absorption in YIG*, Phys. Status Solidi (a), 31 (1975), p. 595.
- [51] J. JORZICK, S. O. DEMOKRITOV, B. HILLEBRANDS, M. BAILLEUL, C. FERMON, K. Y. GUSLIENKO, A. N. SLAVIN, D. V. BERKOV, AND N. L. GORN, *Spin wave wells in non ellipsoidal micrometer size magnetic elements*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), p. 047204.
- [52] R. I. JOSEPH AND E. SCHLÖMANN, *Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies*, J. Appl. Phys., 36 (1965), p. 1579.
- [53] S. KAKA, M. R. PUFALL, W. H. RIPPARD, T. J. SILVA, S. E. RUSSEK, AND J. A. KATINE, *Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators*, Nature, 437 (2005), pp. 389–392.
- [54] G. N. KAKAZEI, P. E. WIGEN, K. Y. GUSLIENKO, V. NOVOSAD, A. N. SLAVIN, V. O. GOLUB, N. A. LESNIK, AND Y. OTANI, *Spin-wave spectra of perpendicularly magnetized circular submicron dot arrays*, Appl. Phys. Lett., 85 (2004), pp. 443–445.
- [55] B. A. KALINIKOS AND A. N. SLAVIN, *Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions*, J. Phys. C, 19 (1986), p. 7013.
- [56] T. KASUYA AND R. C. LECRAW, *Relaxation mechanisms in ferromagnetic resonance*, Phys. Rev. Lett., 6 (1961), p. 223.

- [57] J. A. KATINE, F. J. ALBERT, R. A. BUHRMAN, E. B. MYERS, AND D. C. RALPH, *Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars*, Phys. Rev. Lett., 84 (2000), pp. 3149–3152.
- [58] S. I. KISELEV, J. C. SANKEY, I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, A. G. F. GARCIA, R. A. BUHRMAN, AND D. C. RALPH, *Spin-transfer excitations of Permalloy nanopillars for large applied currents*, Phys. Rev. B, 72 (2005), p. 064430.
- [59] S. I. KISELEV, J. C. SANKEY, I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, M. RINKOSKI, C. PEREZ, R. A. BUHRMAN, AND D. C. RALPH, *Current-induced nanomagnet dynamics for magnetic fields perpendicular to the sample plane*, Phys. Rev. Lett., 93 (2004), p. 036601.
- [60] S. I. KISELEV, J. C. SANKEY, I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, R. J. SCHOELKOPF, R. A. BUHRMAN, AND D. C. RALPH, *Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current*, Nature, 425 (2003), pp. 380–383.
- [61] C. KITTEL, *On the theory of ferromagnetic resonance absorption*, Phys. Rev., 73 (1948), p. 155.
- [62] O. KLEIN, *Microscopie à résonance magnétique détectée mécaniquement*, thèse d'habilitation à diriger des recherches, Université Paris 6, Paris, France, 2004.
- [63] O. KLEIN, V. CHARBOIS, V. V. NALETOV, AND C. FERMON, *Measurement of the ferromagnetic relaxation in a micron-size sample*, Phys. Rev. B, 67 (2003), p. 220407(R).
- [64] O. KLEIN, V. V. NALETOV, AND H. ALLOUL, *Mechanical detection of nuclear spin relaxation in a micron-size crystal*, Eur. Phys. J. B, 17 (2000), p. 57.
- [65] I. N. KRIVOROTOV, N. C. EMLEY, J. C. SANKEY, S. I. KISELEV, D. C. RALPH, AND R. A. BUHRMAN, *Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques*, Science, 307 (2005), p. 228.
- [66] A. KUKSOV, C. M. SCHNEIDER, A. OELSNER, A. KRASYUK, D. NEEB, G. SCHONHENSE, C. D. NADAI, AND N. B. BROOKES, *Investigating magnetization dynamics in permalloy microstructures using time-resolved x-ray photoemission electron microscope*, vol. 95, AIP, 2004, pp. 6530–6532.
- [67] S. LABBÉ, *Simulation numérique du comportement hyperfréquence des matériaux ferromagnétiques*, thèse de doctorat, Université Paris 13, Institut Galilée, Villeta-neuse, France, 1998.
- [68] S. LABBÉ AND P. Y. BERTIN, *Microwave polarizability of ferrite particles with non-uniform magnetization*, J. Magn. Magn. Mater., 206 (1999), pp. 93–105.
- [69] L. LANDAU AND E. LIFSCHITZ, *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*, Phys. Z. Sov. Union, 8 (1935), p. 153.
- [70] G. DE LOUBENS, V. V. NALETOV, AND O. KLEIN, *Reduction of the spin-wave damping induced by nonlinear effects*, Phys. Rev. B, 71 (2005), p. 180411(R).
- [71] Maple 8, © 2002 Waterloo Maple Inc.
- [72] R. D. McMICHAEL AND M. D. STILES, *Magnetic normal modes of nanoelements*, vol. 97, AIP, 2005, p. 10J901.
- [73] C. MIRAMOND, C. FERMON, F. ROUSSEAU, D. DECANINI, AND F. CARCENAC, *Permalloy cylindrical submicron size dot arrays*, J. Magn. Magn. Mater., 165 (1997), pp. 500–503.
- [74] S. MIZUKAMI, Y. ANDO, AND T. MIYAZAKI, *Ferromagnetic resonance linewidth for NM/80NiFe/NM films (NM = Cu, Ta, Pd and Pt)*, J. Magn. Magn. Mater., 226-230 (2001), pp. 1640–1642.
- [75] P. MONOD, H. HURDEQUINT, A. JANOSSY, J. OBERT, AND J. CHAUMONT, *Giant electron spin-resonance transmission in Cu ion implanted with Mn*, Phys. Rev. Lett., 29 (1972), pp. 1327–1330.

- [76] B. MONTIGNY AND J. MILTAT, *Micromagnetic simulations of current-induced microwave excitations*, vol. 97, AIP, 2005, p. 10C708.
- [77] E. MYERS, D. RALPH, J. KATINE, R. LOUIE, AND R. BUHRMANN, *Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices*, *Science*, 285 (1999), p. 867.
- [78] V. V. NALETOV, V. CHARBOIS, O. KLEIN, AND C. FERMON, *Quantitative measurement of the ferromagnetic resonance signal by force detection*, *Appl. Phys. Lett.*, 83 (2003), p. 3132.
- [79] J. A. OSBORN, *Demagnetizing factors of the general ellipsoid*, *Phys. Rev.*, 67 (1945), p. 351.
- [80] B. ÖZYILMAZ, A. D. KENT, D. MONSMA, J. Z. SUN, M. J. ROOKS, AND R. H. KOCH, *Current-induced magnetization reversal in high magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars*, *Phys. Rev. Lett.*, 91 (2003), p. 067203.
- [81] B. ÖZYILMAZ, A. D. KENT, J. Z. SUN, M. J. ROOKS, AND R. H. KOCH, *Current-induced excitations in single Cobalt ferromagnetic layer nanopillars*, *Phys. Rev. Lett.*, 93 (2004), p. 176604.
- [82] J. P. PARK, P. EAMES, D. M. ENGBRETSON, J. BEREZOVSKY, AND P. CROWELL, *Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structure*, *Phys. Rev. B*, 67 (2003), p. 020403(R).
- [83] W. PARK, D. V. BAXTER, S. STEENWYK, I. MORARU, W. P. PRATT, AND J. BASS, *Measurement of resistance and spin-memory loss (spin relaxation) at interfaces using sputtered current perpendicular-to-plane exchange-biased spin valves*, *Phys. Rev. B*, 62 (2000), pp. 1178–1185.
- [84] C. E. PATTON AND W. JANTZ, *Anomalous subsidiary absorption in single-crystal yig and evaluation of spin-wave linewidth*, *J. Appl. Phys.*, 50 (1979), pp. 7082–7088.
- [85] M. L. POLIANSKI AND P. W. BROUWER, *Current-induced transverse spin-wave instability in a thin nanomagnet*, *Phys. Rev. Lett.*, 92 (2004), p. 026602.
- [86] C. P. POOLE, *Electron Spin Resonance*, Wiley, 1967.
- [87] W. P. PRATT, S.-F. LEE, J. M. SLAUGHTER, R. LOLOEE, P. A. SCHROEDER, AND J. BASS, *Perpendicular giant magnetoresistances of ag/co multilayers*, *Phys. Rev. Lett.*, 66 (1991), pp. 3060–3063.
- [88] A. PUZIC, B. V. WAEYENBERGE, K. W. CHOU, P. FISCHER, H. STOLL, G. SCHUTZ, T. TYLISZCZAK, K. ROTT, H. BRUCKL, G. REISS, I. NEUDECKER, T. HAUG, M. BUSS, AND C. H. BACK, *Spatially resolved ferromagnetic resonance : Imaging of ferromagnetic eigenmodes*, vol. 97, AIP, 2005, p. 10E704.
- [89] G. RADO AND J. R. WEERTMAN, *Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal*, *J. Phys. Chem. Solids*, 11 (1959), pp. 315–333.
- [90] S. M. REZENDE, F. M. DE AGUIAR, AND A. AZEVEDO, *Spin-wave theory for the dynamics induced by direct currents in magnetic multilayers*, *Phys. Rev. Lett.*, 94 (2005), p. 037202.
- [91] M. RIEF, H. CLAUSEN-SCHAUMANN, AND H. E. GAUB, *Sequence dependent mechanisms of single DNA molecules*, *Nature Structural Biology*, 6 (1999), pp. 346–349.
- [92] W. H. RIPPARD, M. R. PUFALL, S. KAKA, S. E. RUSSEK, AND T. J. SILVA, *Direct-current induced dynamics in Co₉₀Fe₁₀/Ni₈₀Fe₂₀ point contacts*, *Phys. Rev. Lett.*, 92 (2004), p. 027201.
- [93] D. RUGAR, R. BUDAKIAN, H. J. MAMIN, AND B. W. CHUI, *Single spin detection by magnetic resonance force microscopy*, *Nature*, 430 (2004), pp. 329–332.

- [94] D. RUGAR, B. C. STIPE, H. J. MAMIN, C. S. YANNONI, T. D. STOWE, K. Y. YASUMURA, AND T. W. KENNY, *Adventures in attonewton force detection*, Appl. Phys. A, 72 (2001), p. S3.
- [95] D. RUGAR, C. S. YANNONI, AND J. A. SIDLES, *Mechanical detection of magnetic resonance*, Nature, 360 (1992), p. 563.
- [96] S. E. RUSSEK, S. KAKA, W. H. RIPPARD, M. R. PUFALL, AND T. J. SILVA, *Finite-temperature modeling of nanoscale spin-transfer oscillators*, Phys. Rev. B, 71 (2005), p. 104425.
- [97] V. L. SAFONOV, *Microscopic mechanisms of magnetization reversal (invited)*, vol. 95, AIP, 2004, pp. 7145–7150.
- [98] V. L. SAFONOV AND H. N. BERTRAM, *Impurity relaxation mechanism for dynamic magnetization reversal in a single domain grain*, Phys. Rev. B, 61 (2000), pp. R14893–R14896.
- [99] E. SCHLÖMANN, *Ferromagnetic resonance at high power levels*, Technical Report No. R-48, (1959). (unpublished).
- [100] —, *Fine structure in the decline of the ferromagnetic resonance absorption with increasing power level*, Phys. Rev., 116 (1959), pp. 828–837.
- [101] M. SCHNEIDER, H. HOFFMANN, AND J. ZWECK, *Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks*, Appl. Phys. Lett., 77 (2000), pp. 2909–2911.
- [102] J. A. SIDLES, *Noninductive detection of single-proton magnetic resonance*, Appl. Phys. Lett., 58 (1991), p. 2854.
- [103] R. H. SILSBEE, A. JANOSSY, AND P. MONOD, *Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic–normal-metal interface*, Phys. Rev. B, 19 (1979), pp. 4382–4399.
- [104] T. J. SILVA, P. KABOS, AND M. R. PUFALL, *Detection of coherent and incoherent spin dynamics during the magnetic switching process using vector-resolved nonlinear magneto-optics*, Appl. Phys. Lett., 81 (2002), pp. 2205–2207.
- [105] A. N. SLAVIN AND P. KABOS, *Approximate theory of microwave generation in a current-driven magnetic nanocontact magnetized in an arbitrary direction*, IEEE Trans. Magn., 41 (2005), p. 1264.
- [106] J. SLONCZEWSKI, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater., 159 (1996), pp. L1–L7.
- [107] <http://www.sonnetusa.com/>.
- [108] M. SPARKS, *Ferromagnetic relaxation theory*, McGraw-Hill, New York, 1964.
- [109] M. SPARKS, R. LOUDON, AND C. KITTEL, *Ferromagnetic relaxation. I. Theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures*, Phys. Rev., 122 (1961), pp. 791–803.
- [110] M. D. STILES, J. XIAO, AND A. ZANGWILL, *Phenomenological theory of current-induced magnetization precession*, Phys. Rev. B, 69 (2004), p. 054408.
- [111] M. D. STILES AND A. ZANGWILL, *Anatomy of spin-transfer torque*, Phys. Rev. B, 66 (2002), p. 014407.
- [112] H. SUHL, *The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers*, J. Phys. Chem. Solids, 1 (1957), p. 209.
- [113] —, *Note on the saturation of the main resonance in ferromagnetics*, J. Appl. Phys., 30 (1959), p. 1961.
- [114] —, *“Foldover” effects caused by spin wave interaction in ferromagnetic resonance*, J. Appl. Phys., 31 (1960), p. 935.

- [115] G. TATARA AND H. KOHNO, *Theory of current-driven domain wall motion : Spin transfer versus momentum transfer*, Phys. Rev. Lett., 92 (2004), p. 086601.
- [116] Y. TSERKOVNYAK, A. BRATAAS, G. E. W. BAUER, AND B. I. HALPERIN, *Non-local magnetization dynamics in ferromagnetic hybrid nanostructures*, arXiv : cond-mat/0409242, (2004).
- [117] 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), pp. 4281–4284.
- [118] M. TSOI, A. G. M. JANSEN, J. BASS, W.-C. CHIANG, V. TSOI, AND P. WYDER, *Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers*, Nature, 406 (2000), pp. 46–48.
- [119] S. URAZHDIN, N. O. BIRGE, W. P. PRATT, AND J. BASS, *Current-driven magnetic excitations in Permalloy-based multilayer nanopillars*, Phys. Rev. Lett., 91 (2003), p. 146803.
- [120] N. A. USOV AND S. E. PESCHANY, *Magnetization curling in a fine cylindrical particle*, J. Magn. Magn. Mater., 118 (1993), pp. L290–L294.
- [121] T. VALET AND A. FERT, *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers*, Phys. Rev. B, 48 (1993), pp. 7099–7113.
- [122] S. D. VONSOVSKII, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press, 1966.
- [123] X. WAIN TAL, E. B. MYERS, P. W. BROUWER, AND D. C. RALPH, *Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers*, Phys. Rev. B, 62 (2000), pp. 12317–12327.
- [124] X. WAIN TAL AND O. PARCOLLET, *Current-induced spin torque in a nanomagnet*, Phys. Rev. Lett., 94 (2005), p. 247206.
- [125] X. WAIN TAL AND M. VIRET, *Current-induced distortion of a magnetic domain wall*, Europhys. Lett., 65 (2004), pp. 427–433.
- [126] L. R. WALKER, *Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance*, Phys. Rev., 105 (1957), p. 390.
- [127] W. WEBER, S. RIESEN, AND H. C. SIEGMANN, *Magnetization precession by hot spin injection*, Science, 291 (2001), p. 1015.
- [128] J.-E. WEGROWE, D. KELLY, Y. JACCARD, P. GUITTIENNE, AND J.-P. ANSERMET, *Current-induced magnetization reversal in magnetic nanowires*, Europhys. Lett., 45 (1999), pp. 626–636.
- [129] M. T. WEISS, *Microwave and low-frequency oscillation due to resonance instabilities in ferrites*, Phys. Rev. Lett., 1 (1958), p. 239.
- [130] R. M. WHITE AND M. SPARKS, *Ferromagnetic relaxation. III. Theory of instabilities*, Phys. Rev., 130 (1963), p. 632.
- [131] J. XIAO, A. ZANGWILL, AND M. D. STILES, *Macrospin models of spin transfer dynamics*, Phys. Rev. B, 72 (2005), p. 014446.
- [132] M. YE, D. E. JONES, AND P. E. WIGEN, *Controlling chaos in a thin circular Yttrium Iron Garnet film*, vol. 73, AIP, 1993, pp. 6822–6824.
- [133] T. YUKAWA AND K. ABE, *FMR spectrum of magnetostatic waves in a normally magnetized YIG disk*, J. Appl. Phys., 45 (1974), p. 3146.
- [134] V. E. ZAKHAROV, V. S. L’VOV, AND S. S. STAROBINETS, *Spin-wave turbulence beyond the parametric excitation threshold*, Sov. Phys. Usp, 17 (1975), p. 896.
- [135] S. ZHANG, P. M. LEVY, AND A. FERT, *Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), p. 236601.

- [136] Z. ZHANG, P. C. HAMMEL, AND P. E. WIGEN, *Observation of ferromagnetic resonance in a microscopic sample using magnetic resonance force microscopy*, Appl. Phys. Lett., 68 (1996), p. 2005.
- [137] M. A. ZIMMLER, B. OZYILMAZ, W. CHEN, A. D. KENT, J. Z. SUN, M. J. ROOKS, AND R. H. KOCH, *Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars*, Phys. Rev. B, 70 (2004), p. 184438.
- [138] O. ZÜGER AND D. RUGAR, *First images from a magnetic resonance force microscope*, Appl. Phys. Lett., 63 (1993), p. 2496.

RÉSUMÉ

Spectroscopie micro-onde d'une nanostructure métallique magnétique hybride

L'objectif de ce travail de thèse est de comprendre l'influence d'un courant continu traversant une vanne de spin sur la dynamique de son aimantation. Pour ce faire, un spectromètre original capable de mesurer la résonance ferromagnétique (RFM) d'une nanostructure individuelle a été développé. Son caractère innovant est d'utiliser une détection mécanique, inspirée des techniques de microscopie en champ proche. Le spectre d'excitation RFM d'un nano-disque isolé de Permalloy a d'abord été mesuré. Cette étude a permis de comprendre quantitativement les modifications spectrales induites par les effets de taille finie. Ensuite, des systèmes hybrides composés de multicouches magnétiques métalliques ont été étudiés. Dans les échantillons mesurés, des effets de transfert de spin ont été observés, bien qu'ils soient dominés par ceux du champ d'Oersted. Le dispositif expérimental a également permis de suivre la variation du terme de relaxation d'un système de spins ferromagnétique dans le régime haute puissance. Nos résultats montrent que l'amortissement diminue quand les effets non-linéaires entrent en jeu.

Mots-clefs : RFM-résonance ferromagnétique; MRFM-microscopie de force à résonance magnétique; transfert de spin; électronique de spin/nano-pilier; Permalloy; effets non-linéaires.

ABSTRACT

Microwave spectroscopy of a metallic magnetic hybrid nanostructure

The aim of this thesis is to understand the influence of a DC current flowing through a spin-valve device on its magnetization dynamics. An original spectrometer has been developed in order to measure the FMR signal of an individual nanostructure. Inspired by near field techniques, it is using a mechanical detection. The excitation spectrum of an individual Permalloy nano-disk has first been measured. This study has allowed us to quantitatively understand spectral modifications induced by finite-size effects. Then, hybrid systems made of metallic magnetic multilayers have been studied. In the measured samples, spin transfer effects have been observed though Oersted field effects are dominating. The experimental setup allowed us as well to study the relaxation term of a ferromagnetic spins system in the high power regime. Our results show that the damping decreases as linear effects appear.

Keywords : FMR-ferromagnetic resonance; MRFM-magnetic resonance force microscopy; spin transfer; spintronics/nano-pillar; Permalloy; non-linear effects.

Laboratoire d'accueil :

Service de Physique de l'État Condensé - CEA Saclay
DSM/DRECAM/SPEC - Orme des Merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex