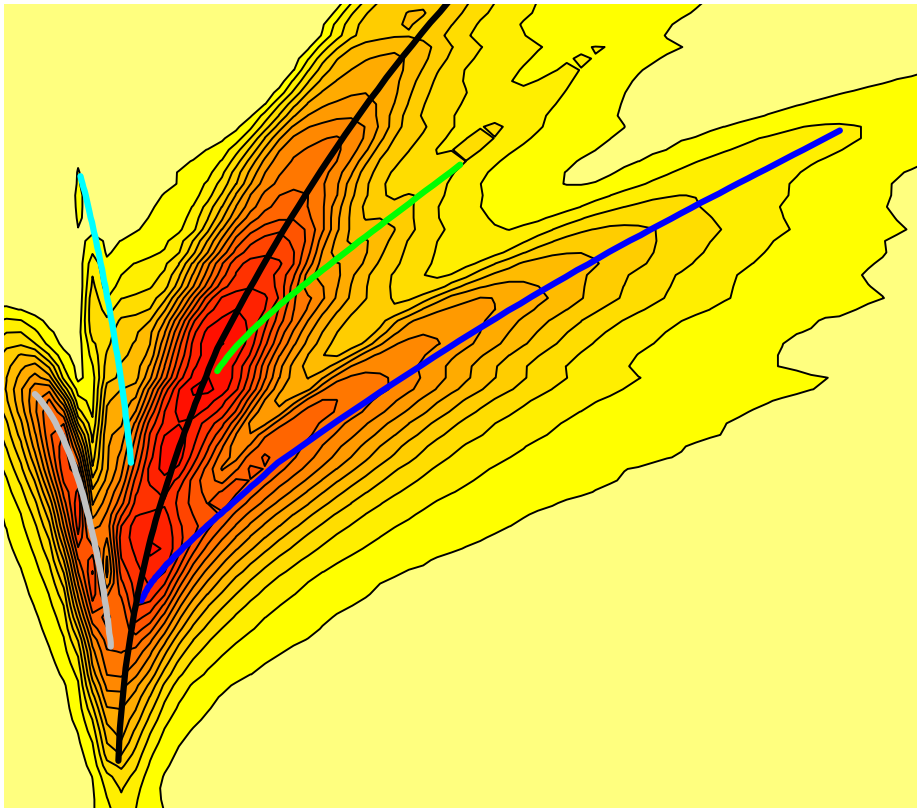
||

~

Thèse de doctorat de l'École Polytechnique

Propagation et confinement d'ondes de spin dans les microstructures magnétiques



Matthieu BAILLEUL

Service de physique de l'état condensé - CEA Saclay

École Polytechnique

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'École Polytechnique

par

Matthieu BAILLEUL

Sujet :

Propagation et confinement d'ondes de spin dans les microstructures magnétiques

Soutenue le 28 octobre 2002 au CEA Saclay
devant la commission d'examen :

Monsieur	Olivier Acher	Rapporteur
Monsieur	Henri Alloul	Président
Monsieur	Claude Fermon	Directeur de thèse
Monsieur	Burkard Hillebrands	
Monsieur	Henri Le Gall	
Monsieur	Philippe Moch	
Monsieur	André Thiaville	Rapporteur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Claude Fermon, pour la confiance qu'il m'a accordée durant ces trois années. Merci également à Olivier Klein, pour de nombreux conseils pratiques et des relectures très critiques. Merci à Michel Viret, qui a été un voisin de bureau sympathique et attentif. Je tiens aussi à remercier Gérald Le Goff et Gérard Francinet, qui m'ont aidé dans la réalisation de la cellule de mesure et du banc hyperfréquence pulsé. Enfin merci aux autres membres du groupe dit «RMN-neutrons» qui font de ce laboratoire un lieu très accueillant et chaleureux.

Je voudrais remercier tout particulièrement les personnes qui m'ont épaulé dans la mise en oeuvre expérimentale : Elin Sondergard, qui a développé les deux premiers protocoles de microfabrication des réseaux denses de plots, Dominik Olligs, qui a effectué les mesures de magnétométie Kerr et Frédéric Ott du laboratoire Léon Brillouin, qui a réalisé les mesures de réflectivité de neutrons polarisés.

Merci aussi aux membres des autres groupes du Service de Physique de l'Etat Condensé qui m'ont donné accès à des moyens expérimentaux performants. Merci au groupe «Quantronique» (en particulier à Pief Orfila et Daniel Estève) et à Claudine Chaleil pour leur assistance dans les travaux de microfabrication. Merci également au groupe «systèmes à basse dimensionnalité» (en particulier Sophie Djordjevic et Tito Williams) qui m'a fréquemment prêté son analyseur de réseaux.

Cette thèse a débuté par une étroite collaboration avec l'équipe de Burkard Hillebrands à l'université de Kaiserslautern. Je tiens à remercier particulièrement Sergey Demokritov qui m'a aidé à concevoir l'expérience et qui a déposé les films de permalloy. Merci aussi à Jörg Jorzick (qui m'a initié aux subtilités de la diffusion Brillouin), à Alexander Serga (qui m'a initié à la spectroscopie d'ondes de spin propagatives) et à Burkard Hillebrands. Merci également à Stéphane Labbé (laboratoire d'analyse numérique d'Orsay) pour de nombreuses discussions.

Merci à tous les membres du jury qui ont accepté de libérer du temps pour cette occasion.

Enfin un grand merci à Élise pour son soutien infaillible durant ces trois années.

Table des matières

Introduction 1

I Description théorique 3

1 Micromagnétisme statique 5
1.1 Les équations du micromagnétisme 5
1.1.1 Formulation énergétique du micromagnétisme 5
1.1.2 Minimisation 6
1.1.3 Le champ dipolaire 7
1.2 Domaines et parois 9
1.2.1 Domaines et parois dans une plaque épaisse en présence d'anisotropie magnétocristalline 9
1.2.2 Parois dans un film mince 9
1.3 Eléments minces de matériaux doux 10
1.3.1 Validité d'une description bidimensionnelle 10
1.3.2 Eléments minces de matériaux doux à l'état rémanent 11
1.3.3 Eléments minces de matériaux doux sous champ 13
1.4 Ruban soumis à un champ transverse 13
1.4.1 Ruban de section elliptique 14
1.4.2 Ruban à section rectangulaire : modèle de Bryant et Suhl 15
1.4.3 Etude numérique 17
1.4.4 Comparaison à des résultats expérimentaux 19

2 Dynamique de l'aimantation 21
2.1 Equation du mouvement 21
2.1.1 Résonance magnétique pour un spin isolé 21
2.1.2 Equation de Landau-Lifshitz 22
2.1.3 Résonance uniforme d'un ellipsoïde 24
2.2 Ondes magnétostatiques et ondes de spin 25
2.2.1 Classification des ondes progressives dans le régime gyromagnétique 25
2.2.2 Ondes magnétostatiques 28
2.2.3 Théorie de Kalinikos des ondes de spin dans le régime dipôle-échange 35
2.3 Relaxation de l'aimantation 36
2.3.1 Dissipation pour un système de spins en interaction 37
2.3.2 Description phénoménologique de la relaxation 38
2.3.3 Mécanismes de relaxation dans les couches minces métalliques 40
2.3.4 Relaxation et effets de seuil 44

II Instrumentation **47**

1 Méthodes expérimentales en magnétodynamique **49**
1.1 Résonance ferromagnétique en cavité 49
1.2 Perméamétrie 50
1.3 Magnéto-optique résolue en temps 51
1.4 Diffusion Brillouin 52
1.5 Autres méthodes 54
1.6 Spectroscopie d'ondes de spin propagatives 54
1.6.1 Expérience de Brundle et Freedman 54
1.6.2 Petit historique de la méthode 55
1.6.3 Dimensionnement de l'expérience : application au cas d'un film mince de permalloy 55

2 Méthodes de microfabrication **57**
2.1 Dépôts de couches minces 57
2.1.1 Evaporation 57
2.1.2 Pulvérisation 58
2.1.3 Caractérisation des films de permalloy utilisés 58
2.2 Lithographie 59
2.2.1 Lithographie optique 60
2.2.2 Lithographie électronique 60
2.3 Techniques de transfert 61
2.3.1 Lift-off 61
2.3.2 Gravure ionique 61
2.3.3 Gravure ionique réactive 61
2.4 Protocoles utilisés 62
2.4.1 Fabrication d'échantillons intégrés motifs magnétiques-antennes . . . 62
2.4.2 Fabrication de réseaux denses de rubans et de plots 63

3 Dispositif hyperfréquence **67**
3.1 Lignes de transmission 67
3.1.1 Guides d'onde 67
3.1.2 Equations du télégraphiste 68
3.1.3 Modélisation des antennes utilisées 69
3.2 Mesures en régime sinusoïdal 71
3.2.1 Paramètres S 72
3.2.2 Analyseur de réseaux 72
3.2.3 Protocole de calibrage 72
3.2.4 Connectique 73
3.2.5 Dispositif de mesure 74
3.2.6 Caractérisation hyperfréquence 74
3.3 Banc de mesures pulsées 76

III Résultats expérimentaux **79**

1 Ondes progressives **81**
1.1 Réponse d'une antenne en réflexion 81
1.1.1 Résonance ferromagnétique non-uniforme 81
1.1.2 Dépendance en fréquence et lois d'échelle 83

1.1.3 Transduction d'ondes magnétostatiques 86
1.2 Observation directe de la propagation 90
1.2.1 Mesures en régime impulsionnel 90
1.2.2 Mesures en régime sinusoïdal 91
1.3 Conclusions 94
1.3.1 Excitations non-uniformes dans un film étendu 94
1.3.2 Relaxation des ondes magnétostatiques 94

2 Magnétodynamique de rubans et de plots 97
2.1 Ruban aimanté axialement 98
2.1.1 Mesures de diffusion Brillouin 98
2.1.2 Réponse hyperfréquence 99
2.1.3 Interprétation 100
2.2 Ruban aimanté dans la direction transverse 104
2.2.1 Mesures de diffusion Brillouin 104
2.2.2 Réponse hyperfréquence 104
2.2.3 Interprétation 106
2.3 Plots carrés et rectangulaires 111
2.3.1 Mesures de diffusion Brillouin 111
2.3.2 Réponse hyperfréquence 112
2.3.3 Interprétation 112
2.4 Conclusions 113
2.4.1 Spécificités de la dynamique dans les matériaux doux 113
2.4.2 Lien avec le problème du retournement 113

Conclusion générale 115

IV Annexes 117

A Problèmes électrostatiques en géométrie elliptique 119
A.1 Coordonnées elliptiques 119
A.2 Facteur dépolarisant d'un cylindre à section elliptique 121
A.3 Cylindre conducteur relié à la masse et soumis à un champ extérieur uniforme 122
A.4 Objet conducteur chargé 122
A.5 Conducteur sous l'influence d'une charge ponctuelle 123

B Détail des protocoles de microfabrication 125
B.1 Echantillons intégrés motifs magnétiques-antennes 125
B.2 Réseaux denses de rubans 127

C Amplitudes de résonances 129
C.1 Puissance hyperfréquence absorbée par un mode propre dynamique de l'aimantation 129

Introduction

Motivations

Depuis une quinzaine d'années, un effort considérable a été déployé pour l'étude du magnétisme des petits objets. Ce développement a été stimulé par l'amélioration conjointe des procédés de microfabrication, des techniques de caractérisation locale ainsi que des moyens de calcul. Il est maintenant possible de fabriquer, de mesurer et de modéliser des objets ferromagnétiques de taille submicrométrique [146]. Ce type de travaux a permis de faire progresser la compréhension que l'on a des configurations d'aimantation. Celles-ci sont en effet régies par un équilibre subtil entre différentes interactions magnétiques (problème dit du «micromagnétisme») et le grand nombre de degrés de libertés présents dans des systèmes macroscopiques rend souvent leur appréhension difficile. A l'inverse, des objets de dimensions suffisamment réduites peuvent être décrits à l'aide d'un petit nombre de structures élémentaires (vortex, domaines, parois) qui commencent à être très bien connues. Une des questions restant ouvertes est de celle de la dynamique de telles structures. On sait en effet —grâce aux nombreux travaux de résonance ferromagnétique réalisés dans les années 1950 sur des objets de grande taille— qu'à l'échelle de la nanoseconde, l'aimantation évolue d'une manière complexe (précession autour de l'équilibre). Le problème est ainsi de savoir comment réagissent les structures micromagnétiques élémentaires en présence d'une excitation rapide.

Cette évolution, d'abord vers les petites tailles puis vers les temps courts, rejoint des préoccupations tout à fait appliquées. Les procédés d'enregistrement magnétique modernes utilisent en effet l'aimantation d'une toute petite zone ferromagnétique comme support de l'information [116]. Or les dispositifs utilisés sont actuellement amenés à travailler à des cadences pouvant atteindre le GHz. Les approches «quasi-statiques» utilisées par les industriels devraient donc rapidement devenir caduques.

Approche expérimentale

L'objectif de cette thèse a été d'étudier la dynamique ferromagnétique à l'échelle du micromètre et à haute fréquence.

Pour ce faire, nous avons d'abord utilisé des systèmes magnétiques de géométrie et de composition bien contrôlées (motifs gravés dans des couches minces de permalloy[1]). Les propriétés statiques de ces systèmes sont relativement bien connues dans notre laboratoire puisqu'elles avaient été l'objet des premiers travaux de nanomagnétisme du groupe (thèse de Corinne Miramond [106]).

Pour explorer la gamme de fréquences visée (1-20 GHz), nous avons été amenés à développer un instrument spécifique. Pour cela nous nous sommes inspirés d'une tech-

1. Alliage $Ni_{80}Fe_{20}$.

nique ancienne, appelée «spectroscopie d'ondes de spin propagatives»[2] et nous l'avons «miniaturisée» pour l'adapter au type d'échantillon étudié. La méthode, qui peut être vue comme une version non-uniforme de la résonance ferromagnétique classique, utilise l'excitation localisée qui est produite par une antenne micro-onde étroite. Ce «spectromètre» a été utilisé pour mesurer deux types d'échantillons relatifs à des problématiques différentes :

- Pour un film magnétique continu sous un champ saturant, les excitations élémentaires sont de simples ondes progressives (ondes de spin). C'est alors l'excitation qui fixe l'échelle spatiale et le problème est de décrire convenablement son couplage avec les ondes de spin.
- Si les objets magnétiques ont des dimensions latérales réduites (rubans ou plots), ces excitations élémentaires sont «confinées» à la fois par les discontinuités physiques (bords du motif) et par d'éventuelles inhomogénéités magnétiques (structures de domaines).

Organisation du manuscrit

La première partie de ce manuscrit est essentiellement théorique :

Le chapitre 1 est consacré à la détermination statique des distributions d'aimantation, préalable indispensable à l'étude de perturbations autour de l'équilibre. L'accent sera mis sur le cas d'éléments minces de matériaux doux dans lesquels la compétition entre un champ appliqué et l'interaction dipôle-dipôle se traduit par des configurations magnétiques fortement inhomogènes.

Le chapitre 2 propose une description relativement générale de la dynamique précessionnelle. Nous traiterons plus particulièrement le cas des ondes de spin dans la limite des grandes longueurs d'onde et nous retrouverons à nouveau une influence décisive de l'interaction dipôle-dipôle (ondes magnétostatiques).

Toutes les considérations instrumentales sont regroupées dans la deuxième partie :

Le chapitre 1 passe en revue les principales méthodes expérimentales utilisées dans le régime des très hautes fréquences, il expose également les principes généraux de la méthode choisie. La fabrication des échantillons et le dispositif de mesure hyperfréquence correspondant sont respectivement décrits dans les chapitres 2 et 3.

Les résultats expérimentaux et leurs interprétations sont exposés dans la troisième partie :

Les mesures relatives à un film continu sont exposées dans le chapitre 1. Elles nous permettront de donner une description détaillée du processus d'émission des ondes magnétostatiques par une excitation localisée. Ces résultats seront complétés par une expérience de type émission-réception permettant de mettre en évidence de façon directe le caractère propagatif des ondes magnétostatiques excitées.

Enfin, les résultats obtenus sur des réseaux de rubans et de plots sont exposés dans le chapitre 2. Ces mesures mettent en évidence plusieurs modes de résonance de natures bien différentes. Nous utiliserons deux configurations de mesure permettant de distinguer l'effet de quantification associé à la largeur finie et l'effet de localisation associé aux distributions inhomogènes de l'aimantation, évoquées dans le premier chapitre. Ces différents processus de confinement étant très peu documentés dans la littérature, nous détaillerons également quelque peu leur interprétation théorique.

2. Cette technique a initialement été développée pour des des films de YIG (grenat d'Yttrium) et a été principalement utilisée dans les années 1970 [142].

Première partie

Description théorique

Chapitre 1

Micromagnétisme statique

Ce chapitre sera consacré à la détermination de configurations magnétiques d'équilibre. Nous aborderons les principes généraux du micromagnétisme (§1.1) que nous illustrerons d'abord par les notions classiques de domaines et de parois (§1.2). Nous décrirons ensuite les simplifications intervenant dans le cas d'éléments minces de matériaux doux (§1.3). Enfin, dans la section 1.4, on étudiera de manière détaillée le comportement d'un ruban soumis à un champ transverse[1].

1.1 Les équations du micromagnétisme

Dés le début du siècle, Weiss a remarqué que le phénomène du ferromagnétisme — et les valeurs élevées des températures de Curie des matériaux ferromagnétiques usuels — ne pouvaient s'expliquer que par l'existence d'un champ microscopique extrêmement élevé tendant à aligner les spins électroniques (hypothèse du champ moléculaire). Heisenberg a établi en 1928 que ce champ provenait d'une interaction entre électrons dite d'«échange», résultant de la combinaison du principe d'exclusion de Pauli et de l'interaction coulombienne [100, ch.3].

A partir de la structure éléctronique d'un matériau ferromagnétique, la physique microscopique peut ainsi déterminer la norme de son aimantation. En revanche, elle ne fixe ni sa direction ni son sens. L'objet du micromagnétisme est justement de déterminer cette direction, ou plus précisément de déterminer sa distribution spatiale. Cette théorie, formulée dés 1935 par Landau et Lifshitz [98] et communément utilisée depuis l'après-guerre, est basée sur la minimisation d'une fonctionnelle « énergie magnétique» définie à une échelle mésoscopique.

On donnera d'abord les contributions des différentes interactions magnétiques à l'énergie (§1.1.1). On introduira ensuite la notion de champ effectif (§1.1.2) avant de détailler quelque peu le rôle de l'interaction dipôle-dipôle (§1.1.3).

1.1.1 Formulation énergétique du micromagnétisme

L'interaction d'échange tendant fortement à aligner les spins voisins, la direction de l'aimantation est uniforme à l'échelle microscopique. Il existe donc une échelle intermédiaire[2] (mésoscopique) pour laquelle l'aimantation peut être décrite comme un champ continu.

1. Système utilisé dans l'étude dynamique (ch. 2).

2. Plus précisément, cette échelle est la «taille» d'une distorsion pour laquelle l'interaction d'échange (1.2) devient du même ordre que la plus grande des autres interactions magnétiques du système. Dans les matériaux usuels, il s'agit de l'interaction dipôle-dipôle (1.6) et on obtient une «longueur d'échange» $l_e = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$ de l'ordre de quelques nanomètres (5 nm dans le permalloy).

Les différentes interactions magnétiques du système peuvent alors être introduites dans une fonctionnelle énergétique (voir le livre de Hubert et Schäfer [81] pour une présentation moderne et détaillée).

- La norme de l'aimantation est fixée par la **thermodynamique**, en prenant en compte l'ensemble des effets contribuant au magnétisme[3] :

$$\overrightarrow{M}(\overrightarrow{r})^2 = M_s(T)^2 \tag{1.1}$$

- L'interaction d'**échange** donne un terme de raideur dans l'énergie :

$$E_X = \frac{A}{M_s^2} \int \sum_i |\frac{\partial \overrightarrow{M}}{\partial x_i}|^2 dV \tag{1.2}$$

- L'interaction avec le **champ extérieur** donne le terme Zeeman :

$$E_Z = -\mu_0 \overrightarrow{H}_0 \cdot \int \overrightarrow{M} dV \tag{1.3}$$

- L'existence d'un réseau cristallin sous-jacent et le couplage spin-orbite se traduisent la plupart du temps par un terme anisotrope (**anisotropie magnéto-cristalline**) :

$$E_K = \int e_K dV \tag{1.4}$$

où e_K est la densité d'énergie magnéto-cristalline, reflétant la symétrie du réseau. Le cas le plus simple est delui d'une anisotropie uni-axe d'ordre 1 :

$$e_{K_u} = K_u \sin^2 \theta \tag{1.5}$$

où θ est l'angle entre l'aimantation et l'axe cristallin.

- Enfin, l'interaction «classique» **dipôle-dipôle** donne un terme d'auto-interaction (énergie dipolaire ou magnétostatique) :

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int \overrightarrow{M} \cdot \overrightarrow{H}_d dV = \frac{\mu_0}{2} \int_{espace} H_d^2 dV \tag{1.6}$$

où $\overrightarrow{H}_d$ est le champ dipolaire[4] calculé à partir des lois de la magnétostatique (voir le paragraphe 1.1.3 qui lui est consacré).

Notons que d'autres contributions peuvent être ajoutées, en particulier celles de la magnétostriction et des nombreux effets d'interface (couplage d'échange entre couches, anisotropie de surface).

1.1.2 Minimisation

La détermination d'une configuration d'équilibre de l'aimantation revient à chercher un minimum «local» pour l'énergie magnétique totale :

$$E_T = E_X + E_Z + E_K + E_d \tag{1.7}$$

3. Dans le cas du magnétisme localisé, l'interaction d'échange dans sa formulation traditionnelle suffit. Dans le cas du magnétisme itinérant, il s'agit plutôt d'une combinaison subtile entre la structure de bandes et l'interaction coulombienne.

4. On parlera aussi de champ démagnétisant ou champ magnétostatique.

avec la contrainte (1.1) d'une norme fixe. Cette minimisation peut s'effectuer en utilisant un multiplicateur de Lagrange. On pose :

$$F_\lambda = E_T - \lambda \overrightarrow{M}^2 \tag{1.8}$$

où $\lambda(\overrightarrow{r})$ est un champ scalaire. Alors la configuration d'équilibre vérifie :

$$\frac{\delta F_\lambda}{\delta \overrightarrow{M}} = 0 \tag{1.9}$$

λ étant ensuite ajusté de manière à satisfaire la condition (1.1) sur la norme de l'aimantation. L'équation (1.9) peut se réécrire comme une **condition de colinéarité entre l'aimantation et un champ effectif** :

$$\lambda \overrightarrow{M_\lambda} = \overrightarrow{H}_{eff} \tag{1.10}$$

où

$$\mu_0 \overrightarrow{H}_{eff} = -\frac{\delta E_T}{\delta \overrightarrow{M}} \tag{1.11}$$

A partir des expressions énergétiques écrites au paragraphe précédent, on obtient [5] :

$$\overrightarrow{H}_{eff} = \overrightarrow{H}_X + \overrightarrow{H}_0 + \overrightarrow{H}_K + \overrightarrow{H}_d \tag{1.12}$$

où

$$\overrightarrow{H}_X = 2\frac{A}{M_s^2}\triangle \overrightarrow{M} \tag{1.13}$$

$$\overrightarrow{H}_K = \overrightarrow{\nabla}_{\overrightarrow{M}} e_K(\overrightarrow{M}) \tag{1.14}$$

$\overrightarrow{\nabla}_{\overrightarrow{M}}$ décrivant le gradient sur la sphère $\overrightarrow{M}^2 = M_s^2$.

1.1.3 Le champ dipolaire

Contrairement aux trois autres contributions au champ effectif (1.12), l'interaction dipolaire a la propriété désagréable d'être à longue portée. Le calcul de $\overrightarrow{H}_d$ nécessite donc la connaissance de la totalité de la distribution de l'aimantation et dépend de de la forme de l'échantillon. Il existe plusieurs méthodes pour évaluer le champ dipolaire, nous verrons celle du potentiel magnétostatique qui est la plus courante (§1.1.3.1). Nous aborderons ensuite le cas d'échantillons de forme ellipsoïdale (§1.1.3.2) où l'aimantation et le champ dipolaire peuvent être uniformes tous les deux, à la différence d'échantillons parallélépipèdiques (§1.1.3.3).

1.1.3.1 Equations de la magnétostatique

En régime stationnaire, et en l'absence de sources extérieures (c.-à-d. de champ appliqué), les équations de Maxwell relatives au champ magnétique s'écrivent :

$$\overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{H}_d = 0 \tag{1.15}$$

$$\overrightarrow{\nabla} \cdot (\overrightarrow{H}_d + \overrightarrow{M}) = 0 \tag{1.16}$$

5. Notons que l'on retrouve directement dans ce champ effectif les termes $\overrightarrow{H}_0$ et $\overrightarrow{H}_d$ qui sont de véritables champs magnétiques au sens de l'électromagnétisme.

On peut les réécrire sous une forme de type «électrostatique». L'équation (1.15) équivaut en effet à postuler l'existence d'un potentiel scalaire (le potentiel magnétostatique noté ϕ) tel que :

$$\overrightarrow{H}_d = -\overrightarrow{\nabla}\phi \tag{1.17}$$

L'équation (1.16) se réécrit alors :

- comme une équation de Poisson à l'intérieur du domaine magnétique

$$\triangle\phi = -\rho \tag{1.18}$$

où ρ est la densité volumique de charges magnétiques :

$$\rho = -\overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{M} \tag{1.19}$$

- comme une condition de raccordement à la frontière du domaine magnétique

$$\frac{\partial\phi^{int}}{\partial n} - \frac{\partial\phi^{ext}}{\partial n} = \sigma \tag{1.20}$$

où $\overrightarrow{n}$ est la normale sortante et σ est la densité surfacique de charges magnétiques :

$$\sigma = \overrightarrow{M}\cdot\overrightarrow{n} \quad . \tag{1.21}$$

La détermination de ϕ connaissant ρ et σ est une opération sans difficulté de principe mais qui, en pratique, nécessite des intégrations souvent impossibles à réaliser analytiquement.

1.1.3.2 Cas d'une géométrie elliptique

Pour un domaine magnétique de forme ellipsoïdale, on peut démontrer qu'une aimantation uniforme engendre un champ dipolaire uniforme à l'intérieur de l'objet (voir l'annexe A.2 pour le cas où une des directions est infinie et [111] pour le cas général). Cette relation de proportionnalité peut s'écrire de manière tensorielle :

$$\overrightarrow{H}_d = -\overline{\overline{N}}\overrightarrow{M} \tag{1.22}$$

où $\overline{\overline{N}}$ est le tenseur des coefficients démagnétisants (diagonal dans la base liée aux axes principaux de l'ellipsoïde).

1.1.3.3 Cas d'une géométrie parallélépipèdique

A l'inverse, dans une géométrie parallélélipèdique, une aimantation uniforme ne produit pas un champ dipolaire uniforme [87]. Considérons par exemple le cas d'un parallélépipède, infini dans la direction y et saturé le long de la direction x (voir la figure 1.1). On a alors une distribution uniforme de charges de surfaces et le champ dipolaire peut se calculer en utilisant l'expression du champ produit par un filament de charges (voir les notations sur la figure):

$$d\overrightarrow{H}_d = \frac{M_s dz\,\overrightarrow{u}_r}{2\pi r}$$

le champ sur l'axe Ox s'écrit alors :

$$\overrightarrow{H}_d(x) = -\left(\frac{M_s}{2\pi}\int_{-t/2}^{t/2}\frac{(w/2+x)dz}{(w/2+x)^2+z^2} + \frac{M_s}{2\pi}\int_{-t/2}^{t/2}\frac{(w/2-x)dz}{(w/2-x)^2+z^2}\right)\overrightarrow{u}_x$$

Soit :

$$\overrightarrow{H}_d(x) = -\frac{M_s}{\pi}\left(\arctan\frac{t}{w+2x} + \arctan\frac{t}{w-2x}\right)\overrightarrow{u}_x \tag{1.23}$$

FIG. 1.1 – *Champ dipolaire dans un parallélépipède infini dans la direction y. L'objet est supposé saturé dans la direction x. On a représenté le champ dipolaire sur l'axe (Ox) dans le cas d'un rapport d'aspect $\frac{w}{t} = 10$.*

FIG. 1.2 – *Gauche : configuration de domaines dans une plaque épaisse à anisotropie perpendiculaire [98]. Droite : profil de l'aimantation dans une paroi de Bloch à 180°, d'après [81, p.216].*

1.2 Domaines et parois

Le premier succès du micromagnétisme a certainement été une interprétation élégante de l'existence des domaines et parois (Landau et Lifshitz 1935). La configuration la plus étudiée a initialement été celle de plaques «épaisses» (§1.2.1). Le cas des films minces (§1.2.2) n'a été abordé que plus tard.

1.2.1 Domaines et parois dans une plaque épaisse en présence d'anisotropie magnétocristalline

Dans leur article fondateur [98], Landau et Lifshitz se sont intéressés à la configuration d'équilibre d'une plaque épaisse, en présence d'une anisotropie uniaxe perpendiculaire (voir la figure 1.2). Dans l'intérieur de la plaque, la direction de l'aimantation est fixée par l'anisotropie. En surface, à l'inverse, l'aimantation aura tendance à rester dans le plan de la plaque afin d'éviter l'accumulation de charges de surface. Ces exigences contradictoires sont satisfaites en postulant l'existence de régions d'aimantation uniforme (les domaines), séparés par de fines régions de transition (les parois) orientées de manière à éviter la formation de charges de surfaces. Pour ce faire, on devra avoir continuité de la composante normale de l'aimantation à la traversée de la paroi. La paroi doit donc être parallèle à la bissectrice de l'angle formé en suivant le changement d'aimantation (voir la figure 1.2).

Dans le centre de la plaque, les parois séparent des domaines «en bandes» d'aimantations opposées (parois à 180°, voir la droite de la figure 1.2). Leur profil est déterminé par un compromis entre l'échange (qui favorise une rotation lente de l'aimantation) et l'anisotropie (qui favorise une paroi étroite). Dans ce modèle, dit de la **paroi de Bloch**, on obtient [81] :

$$\sin\phi = \tanh\frac{x}{\delta_w} \tag{1.24}$$

$$\delta_w = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \tag{1.25}$$

où ϕ est l'angle entre l'aimantation et l'axe facile et δ_w est une évaluation de la largeur de la paroi.

1.2.2 Parois dans un film mince

Dans ces plaques épaisses, la structure de la paroi était donc dictée par deux effets de volume. A l'inverse, dans un film mince, la structure interne des parois est fortement influencée par l'effet démagnétisant des surfaces. Examinons par exemple le cas d'une couche très mince à anisotropie uni-axe planaire (voir la figure 1.3). Une rotation de l'aimantation dans le plan de la paroi entraînerait l'accumulation de charges sur les surfaces du film.

FIG. 1.3 – *Paroi de Néel à 180° pour un film mince à faible anisotropie planaire. On a représenté la rotation de l'aimantation et les charges magnétiques résultantes en noir, le champ dipolaire créé par le coeur en rouge, celui créé par les queues en bleu et le champ d'échange (essentiellement confiné dans le coeur) en vert (d'après [81, p. 216] et [123])*

FIG. 1.4 – *Parois dans des films minces à anisotropie uni-axe planaire. a) Diagramme des phases pour le cas du permalloy. b) (resp. c) vue en coupe de la configuration de l'aimantation dans une paroi asymétrique de Bloch (resp. de Néel). d) Représentation schématique (vue de dessus) d'une paroi de cross-tie. D'après [81].*

L'aimantation a donc plutôt tendance à rester dans le plan de la couche, et à répartir les charges sur une plus grande distance (modèle de la **paroi de Néel** [81, p. 238]).

Le profil de l'aimantation dans cette paroi est dicté par un équilibre assez complexe entre les interactions dipolaires, d'échange et l'anisotropie. Riedel et Seeger ont montré que l'on pouvait séparer cette paroi en un «coeur» central de petite dimension et deux «queues» [123]. La structure de la zone centrale est déterminée par la compétition entre l'échange, le champ démagnétisant du coeur lui-même (qui se réduit ici à une partie courte portée $-M_x$) et le champ dipolaire longue portée induit par les queues (voir la figure 1.3). Ce problème, comme celui de la paroi de Bloch, prend la forme d'une équation différentielle du deuxième ordre. Dans les queues, l'aimantation tourne lentement de manière à compenser le champ dipolaire longue portée induit par le coeur. On peut alors négliger le champ d'échange, ce qui réduit ce problème à une équation intégrale.

Enfin pour des films d'épaisseur intermédiaire, des distributions bidimensionnelles de l'aimantation s'avèrent plus favorables que les parois de Bloch ou de Néel [81, p.245-271]. Un «diagramme des phases» de ces types de parois est représenté sur la figure 1.4, à côté de leurs représentations schématiques.

1.3 Eléments minces de matériaux doux

Le cas de motifs «découpés» dans une telle couche mince a été massivement étudié depuis les années 1980. Dans le cas général, le problème nécessite des simulations numériques de très grandes tailles. Mais, sous certaines conditions, on peut simplifier les équations d'équilibre grâce à une formulation bidimensionnelle (§ 1.3.1). On s'intéressera ensuite au cas de l'état rémanent où ce problème simplifié peut être résolu analytiquement (théorie de Van den Berg, § 1.3.2) et on caractérisera brièvement le comportement sous champ (§1.3.3).

1.3.1 Validité d'une description bidimensionnelle

Comme on l'a vu pour la paroi de Néel, la géométrie en couche mince favorise une aimantation planaire de l'aimantation. De façon plus générale, le problème micromagnétique pour des éléments minces est souvent réduit à une formulation bi-dimensionnelle.

Considérons, comme DeSimone et ses collaborateurs [48], un élément mince (c.-à-d. un cylindre ayant une hauteur d beaucoup plus petite que le diamètre typique L de la section, voir la figure 1.5). On peut alors, dans la limite $\varepsilon = d/L \ll 1$, écrire les différentes contributions à l'énergie sous une forme adimensionnée. Les dépendances en épaisseur de ces différentes contributions font apparaître une certaine hiérarchie (voir la table 1.1), les

FIG. 1.5 – *Géométrie de l'élément mince utilisé pour la formulation bidimensionnelle du micromagnétisme. On a représenté les trois types de charges citées dans la table 1.1.*

TAB. 1.1 – *Dépendance dimensionnelle des principales contributions à l'énergie micromagnétique d'un élément mince (figure 1.5) dans la limite $d \ll L$. Les paramètres adimensionnés sont le rapport d'aspect $\delta = d/L$, le rapport de la longueur d'échange à l'épaisseur*[7] *: $\mathbf{E} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$, le champ extérieur et l'anisotropie adimensionnés : $\mathbf{H} = \frac{H_0}{M_s}$ et $\mathbf{Q} = \frac{2e_K}{\mu_0 M_s^2}$.*

origine de la contribution énergétique	composante de l'aimantation concernée	dépendance en épaisseur
dipolaire (charges à la surface du film)	m_z	δ
échange (non-uniformité suivant z)	$\frac{\partial \vec{m}}{\partial z}$	$\mathbf{E}^2\delta$
dipolaire (charges sur les bords latéraux)[8]	$\vec{m}_{\parallel} \cdot \vec{n}$	$\delta^2 \ln(1/\delta)$
dipolaire (charges de volume)	$\vec{\nabla}_{\parallel} \cdot \vec{m}_{\parallel}$	δ^2
Zeeman	$\vec{m}_{\parallel} \cdot \vec{u}_H$	$\mathbf{H}\delta$
anisotropie	$\vec{m}_{\parallel} \cdot \vec{u}_K$	$\mathbf{Q}\delta$

termes d'ordres plus élevés en δ étant les plus pénalisés énergétiquement quand on considère des éléments très minces.

En particulier, toute excursion hors du plan de l'aimantation et toute non-uniformité suivant l'épaisseur sont du premier ordre en δ, elles sont donc —en première approximation— interdites. On peut ainsi formuler une théorie réduite à deux dimensions[6], qui incorporera, suivant les valeurs respectives des paramètres δ, $\mathbf{H}$ et $\mathbf{Q}$, les termes énergétiques dominants parmi les quatre derniers de la table 1.1.

1.3.2 Eléments minces de matériaux doux à l'état rémanent

Dans ce cas, les contributions Zeeman et d'anisotropie sont nulles ($\mathbf{H} = 0, \mathbf{Q} = 0$). Pour un élément suffisamment large, toutes les contributions d'échange peuvent être négligées, et le problème se réduit à la minimisation de l'énergie dipolaire d'un champ bidimensionnel de vecteurs de norme fixée. Or, comme cette énergie est une intégrale positive ($E_D = \int \mu_0 H_d^2 dV$), on aura un minimum absolu pour un champ dipolaire identiquement nul, c.-à-d. pour :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{m} = 0 \tag{1.26}$$

$$\vec{m} \cdot \vec{n} = 0 \tag{1.27}$$

respectivement à l'intérieur et à la frontière du domaine magnétique (distribution de l'aimantation dite «solénoïdale»).

6. Plus précisément, on considèrera un champ d'aimantation à deux composantes, défini sur un domaine à deux dimensions : $\vec{m} = m_x(x,y)\vec{u}_x + m_y(x,y)\vec{u}_y$, tout en calculant le champ dipolaire dans les trois dimensions.

7. On choisit de comparer la longueur d'échange à l'épaisseur plutôt qu'au diamètre pour obtenir un paramètre $\mathbf{E}$ d'ordre unité pour les échantillons usuels.

8. Ce terme pénalise les charges sur les surfaces latérales mais aussi toute charge de surface sur une paroi.

Ce problème a été traité par Van Den Berg [152, 153, 154, 155] en utilisant la théorie des caractéristiques qui, ici, se formule comme suit. Soit θ l'angle que fait l'aimantation avec une direction x du plan :

$$\overrightarrow{M} = M_s(\cos\theta\,\overrightarrow{u}_x + \sin\theta\,\overrightarrow{u}_y) \tag{1.28}$$

Alors l'absence de charges magnétiques de volume (1.27) peut s'écrire sous la forme d'une équation aux dérivées partielles quasi-linéaire et du premier ordre :

$$G(\theta, p, q) = 0 \tag{1.29}$$

où :

$$G(\theta, p, q) = -p\sin\theta + q\cos\theta \tag{1.30}$$

$$p = \frac{\partial\theta}{\partial x} \tag{1.31}$$

$$q = \frac{\partial\theta}{\partial y} \tag{1.32}$$

D'après la méthode de Cauchy [138, p. 61-66], l'hypersurface définie par l'équation (1.29) peut être représentée par une famille de courbes paramétriques $\{x, y, p, q, \theta\}(t)$ (les caractéristiques) vérifiant :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial G}{\partial p} = -\sin\theta \tag{1.33}$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial G}{\partial q} = \cos\theta \tag{1.34}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = p\frac{\partial G}{\partial p} + q\frac{\partial G}{\partial\theta} = 0 \tag{1.35}$$

Géométriquement, ceci s'interprète de la façon suivante :

- la trajectoire d'une caractéristique (c.-à-d. sa projection sur le plan xy) est orthogonale en tout point à l'aimantation (équations (1.33) et (1.34)) ;
- sur une caractéristique donnée, la direction de l'aimantation est constante (équation (1.35)).

On peut donc construire le champ $\overrightarrow{M}$ en partant d'un point quelconque du bord de l'élément : la condition (1.27) y fixe l'aimantation parallèle au bord. La caractéristique issue de ce point est donc une ligne droite perpendiculaire au bord (figure 1.6a). Les caractéristiques issues des différents bords étant susceptibles de se croiser, l'aimantation devra changer de manière discontinue[9], la paroi de domaine étant orientée suivant la règle de la bissectrice (figure 1.6a). En formalisant ces arguments, van den Berg a établi une méthode systématique permettant de construire toutes les configurations solénoidales de l'aimantation d'un élément donné (figure 1.6b–c).

9. Notons que cette théorie justifie la notion de paroi de domaine dans un élément mince et ce même en l'absence d'anisotropie. Les parois réelles ne sont, bien sûr, pas de véritables discontinuités et leur structure interne devra être calculée par les méthodes micromagnétiques vues dans la section 1.2. De tels calculs permettent également d'obtenir l'énergie des parois qui sera une petite correction à ajouter à la liste de la table 1.1 pouvant être déterminante pour discriminer plusieurs configurations dégénérées (comme celles des figures 1.6b-c).

FIG. 1.6 – *Illustration de la méthode de van den Berg. a) Tracé des caractéristiques (en blanc), du champ d'aimantation (en noir) et de la paroi de domaine à proximité d'un bord à angle droit. b) Structure élémentaire de domaines pour un élément de forme non-triviale. La règle générale est que les parois sont le lieu des centres des cercles entièrement inscrits dans l'élément et tangents au bord en au moins deux points. Remarquons quelques cas particuliers: à proximité d'un coin «arrondi», le cercle n'est tangent au bord qu'en un point (cas 1), la rotation de l'aimantation est alors continue. A l'inverse, la paroi s'enfonce jusqu'au somment d'un coin anguleux (cas 2). Enfin, quand le cercle touche le bord en trois points, on a un noeud de parois (cas 3). c) Structure composite pour le même élément, obtenue en introduisant une coupure virtuelle (ligne 4). b) et c) d'après [81, p. 169].*

1.3.3 Eléments minces de matériaux doux sous champ

Considèrerons, en plus des contributions dipolaires de volume et de bord, celle du champ extérieur. L'équation de minimisation du micromagnétisme (1.10) s'écrit alors :

$$\overrightarrow{H}_d(\overrightarrow{r}) + \overrightarrow{H}_0 = \lambda(\overrightarrow{r})\overrightarrow{M}(\overrightarrow{r}) \tag{1.36}$$

Elle permet de distinguer deux «phases» dans l'élément :

- dans la phase d'**exclusion du champ** ($\lambda(\overrightarrow{r}) = 0$), l'aimantation est distribuée de manière à créer un champ dipolaire compensant exactement le champ appliqué (c'est l'analogue de la distribution des charges électrostatiques dans un métal) ;
- dans la phase de **pénétration du champ** ($\lambda(\overrightarrow{r}) > 0$), on a un champ effectif non nul qui impose la direction de l'aimantation [10].

1.4 Ruban soumis à un champ transverse

Nous allons maintenant nous intéresser à un cas où ces deux phases sont particulièrement simples à caractériser, celui d'un ruban, c.-à-d. un cylindre infiniment long dans la direction y et dont la section est très aplatie suivant la direction x (voir l'exemple de la figure 1.1). On étudiera le cas où un champ extérieur est appliqué suivant x (direction dite «transverse».

Le système étant invariant par rapport à y, on cherchera une solution uniforme dans cette direction et on utilisera —sauf mention contraire— l'approximation bidimensionnelle de la section 1.3.1. On obtient ainsi une distribution planaire d'aimantation qui ne dépend que de la coordonnée x :

$$\overrightarrow{m} = m_x(x)\,\overrightarrow{u}_x + m_y(x)\,\overrightarrow{u}_y \tag{1.37}$$

Par symétrie, le champ dipolaire produit par la distribution de charges associée ($\rho(x) = -\frac{\partial m_x}{\partial x}$) n'a pas de composante selon y. Ainsi, en projetant l'équation de minimisation (1.36), il vient :

$$\lambda(x)M_x(x) = H_0 + H_d([\rho(x)]) \tag{1.38}$$

$$\lambda(x)M_y(x) = 0 \tag{1.39}$$

10. Pour une distribution donnée de champ dipolaire (c.-à-d. une distribution donnée de charges), l'aimantation est définie de manière unique dans la zone de pénétration du champ. A l'inverse, dans la zone d'exclusion du champ, on peut trouver plusieurs distributions d'aimantation satisfaisant la condition (1.36), comme c'était le cas pour des distributions purement solénoïdales. De Simone a ainsi démontré que l'hystérésis dans les éléments minces de matériaux doux était principalement liée à la phase d'exclusion du champ [48].

FIG. 1.7 – *Transition de phase dans un ruban à section elliptique sous un champ transverse. a) Géométrie. b) Profils énergétiques pour différentes valeurs du champ appliqué. On a représenté en violet le lieu des minima. c) Evolution du paramètre d'ordre d'après [81, p. 209].*

L'égalité (1.39) indique immédiatement que dans la zone de pénétration du champ ($\lambda(x) \neq 0$), l'aimantation est saturée le long du champ appliqué ($M_y = 0 \Rightarrow M_x = M_s$).

L'objectif de cette section sera de déterminer précisément l'évolution de la configuration magnétique en fonction de la valeur du champ appliqué selon x. Dans un premier temps, on décrira rapidement le cas d'une section elliptique (§1.4.1), puis on utilisera une approche analytique purement dipolaire (modèle de Bryant et Suhl) pour traiter le comportement «bas champ» d'un cylindre à section rectangulaire (§1.4.2). Le régime «haut champ» sera ensuite décrit à l'aide de simulations numériques (§1.4.3). Enfin, on confrontera les conclusions de cette étude à quelques résultats expérimentaux (§1.4.4).

1.4.1 Ruban de section elliptique

Dans le cas d'une section elliptique, on a vu qu'une aimantation unforme créé un champ dipolaire uniforme (voir l'annexe A.2). On cherchera donc une solution homogène[11] et on la caractérisera simplement par la donnée d'une des composantes planaires de l'aimantation (M_y ou M_x dans les notations de la figure 1.7a) . En reprenant les équations d'équilibre (1.39) et (1.39) et en utilisant l'expression (1.22) du champ dipolaire, il vient :

$$M_x = \frac{H_0}{N_x} \tag{1.40}$$

ou

$$M_x = M_s \tag{1.41}$$

correspondant respectivement aux phases d'exclusion et de pénétration.

Dans la phase d'exclusion, le sens de M_y n'est pas fixé par l'énergétique, on a donc une **brisure spontanée de symétrie**. D'après la théorie de Landau, la transition correspondante est une **transition de phase du second ordre** avec un champ critique :

$$H_t = N_x M_s \tag{1.42}$$

Ce phénomène est sans doute mieux illustré dans une approche énergétique (voir [81, p.209]), la figure 1.7b représente ainsi les profils de l'énergie magnétique totale en fonction du «paramètre d'ordre» M_y pour différentes valeurs du champ appliqué. A haut champ, il existe un seul minimum d'énergie (phase saturée, haute symétrie). Au point critique la courbure de l'énergie s'annule et on a ensuite deux minima d'énergie qui s'éloignent progressivement l'un de l'autre (bifurcation). Comme le prévoit la théorie de Landau [97, ch. XIV], le paramètre d'ordre suit une loi en $\sqrt{H_t - H_0}$ (figure 1.7c). Hubert et Schäfer [81] ont proposé d'utiliser ce modèle comme un guide dans l'analyse de transitions de phase micromagnétiques plus complexes (comme dans le cas de configurations inhomogènes). C'est l'approche que l'on adoptera dans la section 1.4.3.

11. Approche dite du «macrospin» ou modèle de Stoner-Wohlfarth.

FIG. 1.8 – *Illustration du calcul de Bryant et Suhl. Représentation en coupe et en vue de dessus du ruban (a) et du «demi-plan» (b) magnétiques. Les graphes représentés sont, de haut en bas, la distribution de charges de volume, la composante de l'aimantation parallèle au champ appliqué et le champ effectif. Au dessus du ruban est représentée l'analogie avec le problème électrostatique : les charges de volumes dans la zone d'exclusion du champ sont identifiées avec les charges de surface sur un cylindre conducteur à section elliptique.*

1.4.2 Ruban à section rectangulaire : modèle de Bryant et Suhl

Dans le cas d'une section polygonale, les charges associées à une aimantation supposée uniforme ne sont plus réparties de manière aussi progressive que dans le cas d'une section elliptique. Pour une section rectangulaire par exemple, on a vu qu'elles se concentraient sur les bords étroits du ruban. Cette «accumulation» de charges magnétiques crée localement un champ dipolaire considérable et il s'avère beaucoup plus favorable de répartir une partie de ces charges sur le volume. Pour décrire ce phénomène, nous reprendrons la théorie de Bryant et Suhl [32]. Cette approche analytique, purement dipolaire, nécessite un passage par des problèmes électrostatiques équivalents qui ne sont pas explicités dans l'article original mais seront détaillés dans cette section et dans l'annexe A.

1.4.2.1 Régime bas champ : exclusion complète

Considérons un ruban de section rectangulaire très aplatie (voir la figure 1.8a). Pour un champ extérieur suffisamment petit, on cherchera une solution d'expulsion du champ. En faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas de charge de bord[12], le calcul de la configuration magnétique se réduit à celui d'une distribution unidimensionnelle de charges $\rho(x)$ apte à compenser le champ extérieur.

Ceci peut être fait en examinant le problème électrostatique équivalent en géométrie elliptique, les charges de surface sur le périmètre du conducteur étant identifiées avec les charges de volume dans la bande magnétique[13] (figure 1.8a) :

$$2\sigma_s(l)dl = d\rho(x)dx \tag{1.43}$$

En faisant tendre le rapport d'aspect de l'objet conducteur vers 0, on a, d'après l'équation (A.24) de l'annexe A.3:

$$\rho_1(x) = \frac{2H_0 x}{d\sqrt{a^2 - x^2}} \tag{1.44}$$

En l'absence de charge de bord, on a $M_x(\pm a) = 0$ et on obtient l'aimantation transverse en intégrant la charge de volume (1.44) :

$$\begin{aligned} M_x(x) &= \int_{-a}^{x} \frac{\partial M_x}{\partial x} dx \\ &= -\int_{-a}^{x} \rho_1(x) dx \\ &= 2H_0 \frac{\sqrt{a^2 - x^2}}{d} \end{aligned} \tag{1.45}$$

12. Régime $d/2a \ln(2a/d) \gg \overline{H}$ dans la hiérarchie de la table 1.1.

13. Noter la subtilité : on n'identifie pas la distribution d'aimantation mais la quantité totale de charges par unité de longueur.

La solution obtenue, représentée sur la figure 1.8a, s'avère donc très inhomogène contrairement au cas d'un ruban de section elliptique. Calculons au passage l'aimantation moyenne :

$$\langle M_x \rangle = \frac{\pi H_0 a}{2d} \tag{1.46}$$

1.4.2.2 Régime de champ intermédiaire : exclusion partielle du champ pour un plan semi-infini

Notons que ce calcul n'est valable que si l'aimantation calculée reste partout inférieure à l'aimantation à saturation. L'aimantation transverse (1.45) étant maximale au centre du ruban, cettte condition s'écrit $M_x(0) \leq M_s$, soit $H_0 < H_t^<$, avec :

$$H_t^< = \frac{M_s d}{2a} \tag{1.47}$$

Pour des champs plus forts, le champ commence à pénétrer dans l'intérieur du ruban et la phase d'exclusion du champ se réduit à deux bandes près des bords. Le calcul devient alors plus compliqué, mais il peut être mené analytiquement dans le cas d'un ruban très large, on peut alors négliger l'interaction entre les deux zones de bord et se ramener à une géométrie en «plan semi-infini» (voir la figure 1.8b). Dans ce cas, la distribution de charges dans la zone de bord devra non seulement compenser le champ appliqué (comme plus haut) mais aussi rendre compte de la rotation de l'aimantation depuis la direction x (limite de la phase de pénétration du champ) jusqu'à la direction y (bord physique du ruban). Ces conditions sont satisfaites en utilisant le théorème de superposition :

$$\rho(x) = \rho_1(x) + \rho_2(x) \tag{1.48}$$

Où :

- ρ_1 est la distribution de charges (1.44) compensant le champ appliqué et ayant une charge totale nulle ;
- ρ_2 est la distribution de charges (sans champ dipolaire) ayant une «charge totale» $\int_{-a}^{a} \rho_2(x)dx = d[-M_x]_{-a}^{a} = -dM_s$.

Cette deuxième distribution est calculée en utilisant à nouveau un analogue électrostatique en géométrie elliptique. D'après l'équation (A.30) de l'annexe A.4, on a :

$$\rho_2 = -\frac{M_s}{\pi\sqrt{a^2 - x^2}} \tag{1.49}$$

Le paramètre a doit maintenant être ajusté de manière à éviter la divergence de la charge totale en $x \to a^-$ (en effet $\rho(a^-) = \infty$ impliquerait $M_x(a^-) > M_s$ tandis que $\rho(a^-) = -\infty$ impliquerait $H_{eff}(a^+) < 0$, qui est une situation instable), soit :

$$a = d\frac{M_s}{2\pi H_0} \tag{1.50}$$

Les variables magnétiques s'écrivent finalement :

$$\rho = \begin{cases} \frac{2H_0}{d}\sqrt{\frac{a-x}{a+x}} & |x| < a \\ 0 & x > a \end{cases} \tag{1.51}$$

$$M_x = \begin{cases} -\int_{-a}^{x} \rho(x)dx = M_s \frac{2}{\pi}(\arcsin\sqrt{\frac{x+a}{2a}} + \sqrt{\frac{a+x}{2a}}\sqrt{\frac{a-x}{2a}}) & |x| < a \\ M_s & x > a \end{cases} \tag{1.52}$$

$$H_{eff} = \begin{cases} 0 & |x| < a \\ H_0 + \int_{-a}^{a} \frac{\rho(x')}{2\pi(x-x')}dx' = H_0\sqrt{1 - \frac{2a}{a+x}} & x > a \end{cases} \tag{1.53}$$

FIG. 1.9 – *Profils des composantes transverses de l'aimantation et du champ effectif dans un ruban de Permalloy. Les paramètres du matériau sont* $\mu_0 M_s = 1.02\ T$ *et* $A = 10^{-11}\ J.m^{-1}$.

La solution obtenue est reportée sur la figure 1.8b. Ecrivons également l'aimantation transverse moyenne de la zone de bord :

$$\langle M_x \rangle = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{a} M_x(x) dx = \frac{3}{4} M_s \tag{1.54}$$

1.4.3 Etude numérique

Le paragraphe précédent nous a donc donné une description purement analytique de l'aimantation transverse dans un ruban soumis à un champ transverse. Ce calcul repose sur plusieurs approximations (approche purement magnétostatique, pas de charges de bord). Nous allons maintenant le comparer —pour la gamme de dimensions qui sera explorée dans les études de dynamique— à des simulations micromagnétiques réalisées en utilisant le logiciel OOMMF [4].

Sur la figure 1.9 sont reportés les profils d'aimantation et de champ effectif obtenus par trois méthodes :

- ▽ : description de Bryant et Suhl («BS»). On a supposé les zones de bord suffisamment petites pour pouvoir négliger leurs interactions. On utilise donc le calcul du plan semi-infini pour la distribution d'aimantation dans chacune d'entre elles (en prenant garde à ajouter dans la partie centrale les champs dipolaires produits par les deux zones de bord).
- □ : approximation d'une aimantation saturée le long du champ appliqué («SAT»). On utilise la formule (1.23) pour calculer le champ dipolaire.
- ○ : simulation micromagnétique. La section du ruban est décomposée en cellules carrées de 5 nm de côté. Le champ effectif est calculé en utilisant une formulation discrétisée du champ d'échange et du champ dipolaire (ici on a utilisé l'option «*Fastpipe*» adaptée aux problèmes invariants dans une direction). La configuration d'équilibre est obtenue par relaxation d'une configuration arbitraire[14] : entre deux pas de temps, l'aimantation évolue selon la version discrétisée de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (2.65) (voir le chapitre 2). La simulation est interrompue quand le couple s'exerçant sur l'aimantation devient suffisamment faible[15]. Finalement, on moyenne les champs sur chaque rangée verticale de cellules pour obtenir des fonctions de la seule variable x.

Remarquons d'abord que les profils simulés se trouvent toujours entre les profils obtenus par les méthodes BS et SAT. A bas champ, la simulation est en bon accord avec les prédictions de la méthode BS : on a bien deux zones d'exclusion du champ dont la largeur est proche ce celle que la théorie BS indique. Loin de ces zones d'exclusion, l'aimantation est bien saturée. En revanche, la théorie BS est mise en défaut dans deux zones :

- Entre les phases de pénétration et d'exclusion, il existe une zone où on a à la fois une aimantation qui n'est pas tout à fait saturée et un champ effectif qui n'est pas tout à fait nul. Ceci est attribué à l'échange[16].

14. Dans ce cas, on est parti de $\overrightarrow{M} \parallel \overrightarrow{H}_0$ pour calculer l'équilibre sous champ fort puis on a diminué le champ en utilisant cette configuration comme état de départ.

15. Critère $|\overrightarrow{m} \wedge \overrightarrow{h}| < 2.10^{-6}$ dans le logiciel OOMMF.

16. En effet, même si la hiérarchie de la table 1.1 donnait à l'échange un rôle négligeable, il faut remarquer que la solution purement magnétostatique a une divergence pour $\frac{\partial M_y}{\partial x}$. L'échange, pénalisant fortement

- Aux deux bords du ruban, l'aimantation fait un petit angle avec la frontière de celui-ci. L'approximation consistant à négliger la charge de bord n'est donc pas vraiment justifiée[17].

A haut champ, la théorie BS devient très peu appropriée : d'abord la phase d'exclusion disparaît, ensuite la charge de surface devient beaucoup plus importante que la charge répartie en volume et enfin la petite taille de la zone de bord se traduit par des champs d'échange importants. Pour toutes ces raisons, l'hypothèse d'une aimantation saturée est assez justifiée et donne de bons résultats dans l'intérieur du ruban.

Pour résumer, ces simulations confirment l'existence d'une phase «mixte» dans un régime de champ intermédiaire. Dans cette gamme, le ruban se sépare en une phase saturée (phase de haute symétrie) et deux zones de bord (phase de basse symétrie). Examinons maintenant les limites de stabilité. La borne inférieure, d'abord, est parfaitement décrite par la théorie de Bryant et Suhl : on a nucléation de la phase saturée au centre du ruban pour le champ $H_t^<$ (équation (1.47)). Le paramètre d'ordre est l'aimantation longitudinale au centre du ruban $M_y(0)$ qui, d'après la relation (1.45), s'annule en $\sqrt{H_t^< - H_0}$.

La question qui reste à résoudre est celle d'une annihilation éventuelle de la phase de basse symétrie. Pour cela, nous avons repris une simulation à haut champ (700 mT) et nous avons remarqué les points suivants :

- La composante longitudinale (M_y) est identiquement nulle : on est donc dans un état de haute symétrie.
- La composante transverse (M_x) décroît légèrement près des bords (comme on l'avait observé sur la figure 1.9), ce qui ne peut être attribuée qu'à une petite excursion des spins suivant la normale ($M_z \neq 0$). En examinant le profil bidimensionnel près d'un bord (figure 1.10a), on reconnaît en effet une configuration de type fleur[18].

Considérons maintenant le cas —plus réaliste— d'un ruban de section trapézoïdale[19] (figure 1.10b) et diminuons progressivement le champ tout en observant à la fois les distributions d'aimantation transverse —(M_x, M_z), flèches— et longitudinale —M_y, code couleur— . La configuration «fleur» s'avère altérée (ce qui est associé au fait que la section n'est plus symétrique selon Ox) mais le phénomène de verrouillage de l'aimantation transverse reste actif. On observe sur la composante longitudinale un phénomène de nucléation près du coin supérieur. En prenant comme paramètre d'ordre la valeur de M_y en ce point, on obtient la courbe de la figure 1.10b. Le champ critique obtenu ($H_t^>$) est de l'ordre de 129 mT[20] et on a une loi en $\sqrt{H_t^> - H_0}$. Nous avons donc identifié une deuxième transition de phase, également du second ordre, pour laquelle la phase de basse symétrie disparaît.

---

cette divergence, aura donc tendance à modifier localement la solution de la magnétostatique. Son effet principal sera d'ajouter une petite composante non nulle $H_{ech,y} = \frac{2A}{M_s^2}\frac{\partial^2 M_y}{\partial x^2}$ dans le champ effectif $H_{eff,y}$ de l'équation (1.39).

17. Dans ce cas, les préfacteurs dimensionnels de la table 1.1 relatifs aux charges de bord et au champ appliqué valent respectivement $d^2 \ln(1/d) = 6.10^{-4}$ et $Hd = 8.10^{-4}$. Les charges de bord ne sont donc pas particulièrement pénalisées. Elles peuvent à priori être introduites dans la description BS, la charge de volume totale devant alors être diminuée d'autant et leur valeur étant déterminée, à la fin du calcul, par une minimisation de l'énergie totale. Cependant, la distribution des charges de volume devra alors compenser non seulement le champ appliqué mais aussi le champ dipolaire créé par la charge de surface, ce qui nécessite des outils mathématiques supplémentaires...

18. Cette distribution est associée à un phénomène de «verrouillage» des spins qui sont près des coins. Les interactions dipolaires ont en effet tendance à leur donner une direction oblique [121].

19. Les phénomènes de redépôt associés à la méthode de microfabrication utilisée (bombardement ionique, voir 2.3.2) sont en effet susceptibles de donner des bords ayant des pentes douces.

20. Pour une section rectangulaire, on obtient $H_t^> \simeq 260$ mT. Cette observation est compatible avec l'idée que l'on se fait du principe «moteur» pour cette transition. C'est en effet la charge de bord qui favorise la nucléation, or celle-ci varie en $\sin\alpha$ où α est l'angle du bord.

FIG. 1.10 – *Configuration micromagnétique sur le bord d'un ruban de section polygonale soumis à un champ transverse élevé. a) Etat fleur pour une section rectangulaire sous un champ de 700 mT. b) Cas d'une section de même taille mais de forme trapézoïdale. En bas figurent les configurations magnétiques de part et d'autre de la nucléation (125 et 130 mT). Le code couleur représente la composante M_y. Le graphe du milieu représente l'évolution en champ appliqué du paramètre d'ordre M_y^C. On a utilisé $\mu_0 M_s = 1.13$ T.*

FIG. 1.11 – *Aimantation transverse mesurée par magnétométrie Kerr sur des réseaux de rubans de permalloy d'épaisseur 30 nm et de largeur 3.5, 6, 10 et 40 μm (dans tous les cas, l'espacement entre rubans est égal à leur largeur). L'aimantation calculée dans le modèle de Bryant et Suhl (voir légende) est représentée sur tous les graphes. Pour les rubans de 3.5 μm, on a reporté en plus l'aimantation transverse calculée par OOMMF. Sur le graphe des rubans de 40 μm figure, pour comparaison, le cycle d'un carré de 700 μm de côté.*

En résumé, **tout se passe donc comme si la brisure de symétrie était étalée sur une large gamme de champ appliqué** (dans le cas du ruban de la figure 1.10b de $H_t^< = 11$ mT à $H_t^> = 129$ mT), contrairement au cas du cylindre à section elliptique où elle intervient pour une valeur bien précise ($H_t = H_t^<$ pour une section elliptique de même rapport d'aspect). La configuration magnétique obtenue dans ce régime de champ intermédiaire montre une **ségrégation de phase**[21] que l'on peut—en première approximation—décrire par la théorie de Bryant et Suhl.

1.4.4 Comparaison à des résultats expérimentaux

La figure 1.11 représente les cycles d'aimantation transverse obtenus par magnétométrie Kerr[22] sur des réseaux de rubans de différentes largeurs. On a également représenté l'aimantation moyenne obtenue par la théorie BS dans le cas d'une expulsion complète du champ (1.46) et dans l'hypothèse d'une distribution de charges identique à celle du demi-plan pour chaque bord (1.54)[23].

L'accord entre l'expérience et la théorie est particulièrement satisfaisant étant donné qu'il concerne une décade de largeurs. Sur le cycle des rubans de 3.5 μm, on a reporté l'aimantation obtenue par le calcul OOMMF décrit plus haut[24]. On constate qu'il reproduit bien le passage graduel du régime «exclusion complète» au régime «2 demi - plans». Enfin, sur le graphe des rubans de 40 μm, on a également tracé un cycle mesuré sur un carré de 700 μm de côté ayant subi exactement le même processus de fabrication. La coercivité mesurée sur ces rubans ($\mu_0 H_c = 0.2$ mT) étant identique à celle du grand carré (suffisamment large pour se comporter comme une couche continue), on peut affirmer que l'hystérésis observée provient du matériau et ne remet pas en cause le modèle. De plus, la queue du cycle que l'on voit dans l'encart montre que l'on a bien une saturation progressive

21. En thermodynamique, l'analogue serait par exemple un état liquide-solide, le solide étant situé près des bords.

22. Voir la thèse Frédéric Ott [112] pour une description du dispositif utilisé.

23. On a égalment pris en compte une interaction moyenne entre zones de bord en ajoutant un champ $\langle H_d \rangle = -\beta \frac{dM_s}{w-a}$ au champ extérieur auquel est soumis chaque zone de bord. $w - a$ est une évaluation de la distance entre les barycentres des charges magnétiques de chaque zone de bord. Le paramètre β prend en compte le fait que les charges sont dispersées autour de ces barycentres et il est ajusté de manière à retrouver l'annihilation de la phase saturée (c.-à-d. $2a \to w/2$) pour $H_0 \to H_t^<$. On trouve $\beta = \frac{3}{4}(1 - \frac{2}{\pi}) \simeq 0.27$.

24. Simulation similaire à celle de la figure 1.10b. Le champ a été appliqué à 1° de la direction transverse afin de mieux reproduire les conditions expérimentales (alignement nécessairement imparfait).

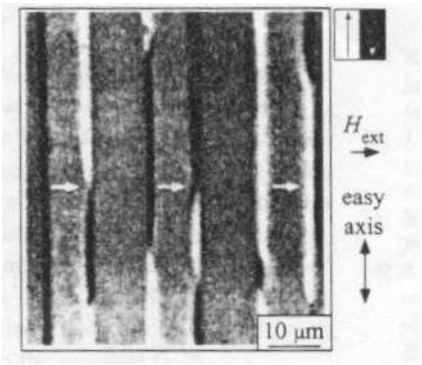


FIG. 1.12 – *Image de configuration magnétique dans des rubans de permalloy d'épaisseur 35 nm (après une préparation appropriée permettant d'obtenir des zones de bord pointant dans les deux sens). D'après [102].*

des rubans (comme prédit par le calcul BS) contrairement au cas du grand carré.

Enfin, de tels zones de bord ont été observées expérimentalement par microscopie Bitter [80] et plus récemment par microscopie Kerr (figure 1.12) [25]. Une analyse détaillée de l'orientation de l'aimantation longitudinale dans ces zones en fonction de la direction du champ appliqué [102] a indiqué un comportement hystérétique à haut champ fortement dépendant de la géométrie exacte du bord (bord vertical ou incliné). Ceci confirme la notion de ségrégation de phases : la phase de basse symétrie —qui survit près des bords jusqu'à des champs très élevés— est sujette à hystérésis puisqu'elle présente deux minima de même énergie.

25. On notera que ces structures, aussi appelées «edge curling walls», jouent un rôle particulièrement important dans les structures de type antiferromagnétiques artificielles (empilement de deux couches ferromagnétiques avec un couplage antiferromagnétique). Dans ce cas, les charges magnétiques peuvent en effet se compenser d'une couche à l'autre et on obtient des zones de bord beaucoup plus étendues [81, p.491].

Chapitre 2

Dynamique de l'aimantation dans les ferromagnétiques

On décrira dans ce chapitre le formalisme théorique le plus couramment utilisé pour décrire les phénomènes de résonance ferromagnétique (§ 2.1). On s'intéressera ensuite aux modes normaux (ondes de spins et ondes magnétostatiques), et tout particulièrement à ceux d'un film aimanté tangentiellement (§ 2.2). On traitera enfin le problème de la relaxation, avec un accent particulier sur le cas des films métalliques (§ 2.3).

2.1 Equation du mouvement

On décrira d'abord le phénomène de résonance magnétique dans le cas d'un spin isolé (§ 2.1.1). Le cas d'un matériau ferromagnétique —dans lequel les spins sont très fortement couplés— sera ensuite traité par une approche semi-classique (§ 2.1.2). Enfin, on illustrera l'importance des effets de forme par l'exemple de la résonance uniforme d'un ellipsoïde (§ 2.1.3).

2.1.1 Résonance magnétique pour un spin isolé

La dynamique d'un moment magnétique élémentaire se déduit d'une relation de proportionnalité très générale liant le moment magnétique $\overrightarrow{\mu}$ d'un système à son moment cinétique $\overrightarrow{J}$ [1]:

$$\overrightarrow{\mu} = \gamma \overrightarrow{J} \tag{2.1}$$

Où γ est le facteur gyromagnétique, généralement écrit en fonction de la masse m et de la charge q de la particule ainsi que d'un nombre g sans dimension et d'ordre unité (facteur de séparation spectroscopique).

$$\gamma = g\frac{q}{2m} \tag{2.2}$$

La valeur précise du facteur g dépend à la fois de la particule et de son environnement. Ainsi, pour un électron libre (dont le moment cinétique est un spin $\frac{1}{2}$), l'équation de Dirac de la mécanique quantique relativiste prévoit $g = 2$ [54, ch.6] [2].

1. Cette relation est facilement vérifiée en mécanique classique dans le cas d'une boucle de courant. En mécanique quantique, elle est déduite du théorème de Wigner-Eckart [41].

2. Dans la matière, le moment orbital des électrons peut également contribuer au moment cinétique. Dans les métaux de transition, le moment orbital est essentiellement gelé par le champ cristallin. Il existe toutefois un faible moment orbital, induit par les spins électroniques par l'intermédiaire du couplage spin-orbite [159, p.4]. Dans ces métaux, le facteur spectroscopique est ainsi légèrement supérieur à 2 [76, p.437].

FIG. 2.1 – *a) Absorption résonante par un spin 1/2 soumis à un champ magnétique. b) Evolution temporelle de la valeur moyenne du moment magnétique (le sens de rotation indiqué correspond au cas d'un électron: $\gamma < 0$). c) Notations et repère utilisés pour la linéarisation de l'équation de Landau-Lifshitz (2.6).*

Le moment cinétique d'une particule étant quantifié ($\Delta J = n\hbar$), son moment magnétique l'est aussi. L'application d'un champ magnétique extérieur $\overrightarrow{H}_0$ conduit à séparer les énergies des différents états propres par effet Zeeman soit :

$$\Delta E = \mu_0 H_0 \Delta\mu = \gamma\hbar\mu_0 H_0 \tag{2.3}$$

Les transitions entre ces niveaux d'énergie se manifestent par l'absorption résonante d'une radiation à la fréquence ν (voir la figure 2.1a), avec :

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\gamma\mu_0 H_0}{2\pi} \tag{2.4}$$

Ce phénomène, connu sous le nom de résonance magnétique [18, ch.XIII] s'observe à la fois dans les systèmes de spins nucléaires (résonance magnétique nucléaire [41]) et dans les systèmes paramagnétiques d'électrons (résonance paramagnétique électronique [118]). Dans ce dernier cas, la faible masse de l'électron se traduit par une valeur élevée du rapport gyromagnétique ($\frac{2}{2\pi}\frac{e}{2m_e} = 28$ GHz.T^{-1}) et l'application de champs usuels conduit donc à une absorption résonante dans le domaine hyperfréquence. Plus précisément, on peut montrer grâce au théorème d'Ehrenfest [18, p.170] que la valeur moyenne du moment magnétique précesse autour de la direction du champ extérieur à la fréquence ν (effet gyromagnétique, voir la figure 2.1b).

2.1.2 Equation de Landau-Lifshitz

Dans les systèmes ferromagnétiques d'électrons, les spins sont trop fortement couplés pour que la dynamique d'un spin isolé soit observable. On préfèrera donc moyenner l'aimantation $\overrightarrow{M}$ sur une échelle méscocoscopique (approche micromagnétique identique à celle de la section 1.1). On pourra alors calculer l'évolution de cette aimantation moyenne en lui appliquant les lois de la mécanique classique[3].

L'évolution du moment cinétique moyen $\overrightarrow{\mathcal{J}}$ se déduit du principe fondamental de la dynamique. En effet, soit $\overrightarrow{M}$ la position généralisée, la force généralisée est le champ effectif $\mu_0\overrightarrow{H}_{eff}$ dérivant de la densité d'énergie libre magnétique (1.7), d'où :

$$\frac{d\overrightarrow{\mathcal{J}}}{dt} = \overrightarrow{M} \wedge \mu_0\overrightarrow{H}_{eff} \tag{2.5}$$

En utilisant (2.1) on obtient une équation du mouvement de type gyromagnétique :

$$\frac{d\overrightarrow{M}}{dt} = \gamma\overrightarrow{M} \wedge \mu_0\overrightarrow{H}_{eff} \tag{2.6}$$

Le champ effectif comprend —on le rappelle— le champ extérieur, le champ d'échange, le champ dipolaire et le champ d'anisotropie magnétocristalline :

$$\overrightarrow{H}_{eff} = \overrightarrow{H_0} + \overrightarrow{H_x} + \overrightarrow{H_k} + \overrightarrow{H_d} \tag{2.7}$$

3. Comme on le verra en § 2.3.1, cette approche revient à faire une approche de champ moyen sur le hamiltonien total du système. Si elle reproduit bien l'effet gyromagnétique commun à toutes les expériences de résonance magnétique, elle est incapable de prendre en compte les effets dissipatifs.

L'équation (2.6) a été établie en 1935 par Landau et Lifshitz [98] pour le cas des ferromagnétiques. On notera qu'en l'absence de couplage entre spins ($H_{eff} = H_0$) elle reproduit le mouvement de précession circulaire représenté sur la figure 2.1b.

Linéarisation Dans le régime linéaire, on supposera que les écarts à la configuration magnétique d'équilibre sont petits. Isolons ces écarts sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \overrightarrow{M}(\overrightarrow{r},t) & = & \overrightarrow{M}_{equ}(\overrightarrow{r}) + \overrightarrow{m}(\overrightarrow{r},t) \\ \overrightarrow{H}_{eff}(\overrightarrow{r},t) & = & \overrightarrow{H}_{equ}(\overrightarrow{r}) + \overrightarrow{h}(\overrightarrow{r},t) \end{array} \right. \tag{2.8}$$

La condition d'équilibre s'écrit $\overrightarrow{M}_{equ} \parallel \overrightarrow{H}_{equ}$ tandis que la conservation de la norme de l'aimantation donne au premier ordre $\overrightarrow{m} \perp \overrightarrow{M}_{equ}$. La linéarisation de l'équation (2.6) donne alors :

$$\frac{d\overrightarrow{m}}{dt} = \gamma(\overrightarrow{m} \wedge \mu_0 \overrightarrow{H}_{equ} + \overrightarrow{M}_{equ} \wedge \mu_0 \overrightarrow{h}) \tag{2.9}$$

Cherchons une solution harmonique sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overrightarrow{m}(\overrightarrow{r},t) = \overrightarrow{m}(\overrightarrow{r})e^{-i\omega t} \\ \overrightarrow{h}(\overrightarrow{r},t) = \overrightarrow{h}(\overrightarrow{r})e^{-i\omega t} \end{array} \right. \tag{2.10}$$

et réécrivons (2.9) sous forme tensorielle, dans le repère de la figure 2.1c lié au champ d'équilibre local :

$$\begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \overline{\overline{G}} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

où $\overline{\overline{G}}$ décrit la réponse gyromagnétique locale :

$$\overline{\overline{G}} = \frac{1}{f_M} \begin{pmatrix} f_0 & if \\ -if & f_0 \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{c} f_0 = -\frac{\gamma\mu_0}{2\pi} H_{equ} \\ f_M = -\frac{\gamma\mu_0}{2\pi} M_s \\ f = \frac{\omega}{2\pi} \end{array} \right. \tag{2.13}$$

L'inverse de $\overline{\overline{G}}$ est le tenseur de susceptibilité de Polder [142][4] :

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \overline{\overline{\chi}}_p \begin{pmatrix} h_x \\ hy \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

avec

$$\overline{\overline{\chi}}_P = \begin{pmatrix} \chi & -i\kappa \\ i\kappa & \chi \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

et

$$\chi = \frac{f_0 f_M}{f_0^2 - f^2} \tag{2.16}$$

$$\kappa = \frac{f f_M}{f_0^2 - f^2} \tag{2.17}$$

4. La susceptibilité de Polder relie l'aimantation dynamique à un champ **effectif total**. Elle ne doit donc pas être confondue avec une susceptibilité thermodynamique décrivant la réponse à une perturbation **extérieure**, comme on le verra dans le cas de l'ellipsoïde.

Prise en compte de la contribution locale au champ dynamique effectif Contrairement au champ dipolaire, les champs d'échange et d'anisotropie sont reliés à l'aimantation par des relations locales. On peut donc les inclure explicitement dans l'expression du tenseur gyromagnétique :

$$\begin{pmatrix} h_{d,x} \\ h_{d,y} \end{pmatrix} = \overline{\overline{G'}} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

Où

$$\overline{\overline{G'}} = \frac{1}{M_s} \begin{pmatrix} H_{equ} + \frac{K_{xx}}{\mu_0 M_s} + \frac{2A}{\mu_0 M_s}\triangle & \frac{K_{xy}}{\mu_0 M_s} - if\frac{2\pi}{\gamma} \\ \frac{K_{yx}}{\mu_0 M_s} + if\frac{2\pi}{\gamma} & H_{equ} + \frac{K_{yy}}{\mu_0 M_s} + \frac{2A}{\mu_0 M_s}\triangle \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

$\overline{\overline{K}}$ est un tenseur d'ordre deux obtenu en développant énergie magnétocristalline à l'ordre le plus bas autour de l'équilibre ($e_K \simeq e_0 + \sum_{\{i,j\}=\{x,y\}} K_{ij} m_i m_j$). Notons que l'introduction du champ d'échange fait de $\overline{\overline{G'}}$ un opérateur différentiel de degré deux.

2.1.3 Résonance uniforme d'un ellipsoïde

Comme c'était le cas en statique, c'est finalement le champ dipolaire qui sera le plus difficile à traiter dans l'équation (2.7). En effet, son caractère longue portée interdit tout traitement purement local. Le seul cas vraiment simple est celui d'un objet de forme ellipsoïdale soumis à un champ saturant uniforme. Cette simplicité vient du fait que dans cette géométrie, une aimantation dynamique uniforme créé à son tour un champ dipolaire uniforme, comme l'indique l'équation (1.22).

Considérons ainsi un ellipsoïde d'un matériau sans anisotropie magnétocristalline, saturé selon l'axe z (figure 2.2a). Appliquons-lui un petit champ excitateur $\overrightarrow{h}_1$ dans le plan xy. Les champs effectifs statiques et dynamiques s'écrivent alors :

$$\overrightarrow{H}_{equ} = (H_0 - N_z M_s)\overrightarrow{e}_z \tag{2.20}$$

$$\overrightarrow{h} = \overrightarrow{h}_1 - \overline{\overline{n}}\overrightarrow{m} \tag{2.21}$$

Où $\overline{\overline{n}}$ est la projection du tenseur démagnétisant $\overline{\overline{N}}$ sur le plan xy. On peut alors écrire l'équation (2.11) :

$$\overrightarrow{h}_1 - \overline{\overline{n}}\overrightarrow{m} = \overline{\overline{G}}\overrightarrow{m} \tag{2.22}$$

Soit

$$\overrightarrow{m} = \overline{\overline{\chi}}_l \overrightarrow{h}_1 \tag{2.23}$$

Où $\overline{\overline{\chi}}_l$ est la susceptibilité qui décrit la réponse linéaire à un champ uniforme.

$$\overline{\overline{\chi}}_l^{-1} = \overline{\overline{G}} + \overline{\overline{n}} = \frac{1}{f_M} \begin{pmatrix} f_x & if \\ -if & f_y \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

Où

$$f_x = f_0 + N_x f_M = -\frac{\gamma\mu_0}{2\pi}(H_0 + (N_x - N_z)M_s) \tag{2.25}$$

$$f_y = f_0 + N_y f_M = -\frac{\gamma\mu_0}{2\pi}(H_0 + (N_y - N_z)M_s) \tag{2.26}$$

FIG. 2.2 – *a) Géométrie pour le calcul de la réponse d'un ellipsoïde. b) Fréquences de la résonance pour une sphère, une plaque aimantée dans le plan ou hors du plan et pour un cylindre à base circulaire aimanté axialement, on a pris l'exemple d'un matériau avec* $\mu_0 M_s = 1\ T$ *et* $g = 2$.

On a une résonance lorsque la réponse diverge, c.-à-d. lorsque $\overline{\overline{\chi}}_l^{-1}$ n'est pas inversible, soit :

$$\det(\overline{\overline{\chi}}_l^{-1}) = \frac{f_x f_y - f^2}{f_M^2} = 0 \tag{2.27}$$

$$f_{res} = \sqrt{f_x f_y} \tag{2.28}$$

Ecrivons au passage un des termes diagonaux de $\overline{\overline{\chi}}_l$:

$$\chi_l^{xx} = \frac{f_y f_M}{f_x f_y - f^2} \tag{2.29}$$

On peut également déduire de (2.22) la structure de l'aimantation dynamique en résonance :

$$\overline{\overline{\chi}}_l^{-1}\,\overrightarrow{m} = 0 \Longrightarrow f_x m_x + i f_{res} m_y = 0 \Longrightarrow \frac{m_y}{m_x} = i\frac{f_x}{f_{res}} = i\sqrt{\frac{f_x}{f_y}} \tag{2.30}$$

Ainsi, à la différence de celle d'un moment unique, l'aimantation d'un ellipsoïde précesse suivant une trajectoire elliptique (et non pas circulaire). De plus, sa fréquence de précession dépend non seulement de H_0 mais aussi de M_s et de $\overline{\overline{N}}$.

Cette exemple illustre l'importance des effets de forme en résonance ferromagnétique : comme on a généralement $H_0 \ll M_s$, des objets de forme différente peuvent avoir des fréquences de résonance très différentes (voir la figure 2.2b). L'application directe de la formule de Zeeman (2.4) peut conduire à des erreurs importantes. Ainsi, dans l'article historique de Griffiths [67], des mesures de résonance ferromagnétique de plaques minces suggéraient des valeurs de g supérieures à 10. Il fallut attendre la résolution de la réponse uniforme d'un ellipsoïde par Kittel (1947 [94]) pour que ces expériences puissent être interprétées.

2.2 Ondes magnétostatiques et ondes de spin

Dans cette partie, nous considèrerons le cas d'un milieu infiniment étendu dans au moins une direction de l'espace ξ. L'invariance par translation dans l'espace et dans le temps impose alors des modes propres du type onde progressive $e^{i(k\xi-\omega t)}$. C'est ce que l'on appellera —de façon générale— une onde de spin.

Nous évaluerons d'abord l'influence des différentes contributions au champ effectif afin de classer les ondes de spin sur le plan (k,ω) (§2.2.1), nous traiterons ensuite le régime magnétostatique (§2.2.2) puis le régime dipôle-échange (§2.2.3).

2.2.1 Classification des ondes progressives dans le régime gyromagnétique

On cherchera dans ce paragraphe à établir les domaines de validité (en termes d'échelles de longueur et de temps) des différentes approches utilisées pour décrire les excitations magnétiques élémentaires. On s'intéressera particulièrement à définir les limites d'un régime dit «magnétostatique» où les interactions dipolaires sont l'effet dominant.

2.2.1.1 Equations de Maxwell et régime magnétostatique

L'expression (2.7) du champ effectif n'est pas tout à fait générale. En effet, on y a fait figurer le champ dipolaire, qui est la limite quasi-statique du champ magnétique de l'électromagnétisme. Or, pour des fréquences suffisamment élevées, cette approximation ne tient plus. Les variables magnétiques sont alors couplées aux variables électriques, ce qui —en l'absence d'effets gyromagnétiques— donne naissance aux phénomènes bien connus de propagation lumineuse (pour un milieu diélectrique) ou d'effet de peau (pour un milieu métallique). Pour une certaine échelle de longueur et de temps, ces phénomènes seront susceptibles d'affecter profondément la réponse gyromagnétique. Nous allons donc nous attacher à donner une desciption schématique de ces phénomènes d'«électro-»gyromagnétisme.

Le champ électromagnétique est régi par les équations de Maxwell :

$$\left\{\begin{array}{rcl} \overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{b} & = & 0 \\ \overrightarrow{\nabla}\wedge\overrightarrow{h} & = & \frac{\partial\overrightarrow{d}}{\partial t}+\overrightarrow{j} \\ \overrightarrow{\nabla}\cdot\overrightarrow{d} & = & \rho \\ \overrightarrow{\nabla}\wedge\overrightarrow{e} & = & -\frac{\partial\overrightarrow{b}}{\partial t} \end{array}\right. \tag{2.31}$$

Le déplacement électrique $\overrightarrow{d}$ et le courant $\overrightarrow{j}$ sont reliés au champ électrique $\overrightarrow{e}$ par des relations constitutives électriques :

$$\overrightarrow{d}=\epsilon\overrightarrow{e} \tag{2.32}$$

$$\overrightarrow{j}=\sigma\overrightarrow{e} \tag{2.33}$$

où ϵ est la permitivité (que l'on supposera par la suite égale à celle du vide) et σ est la conductivité. Dans le régime gyromagnétique, la relation constitutive magnétique est donnée par la susceptibilité de Polder (2.15) [5] :

$$\overrightarrow{b}=\mu_0(\overrightarrow{h}+\overrightarrow{m})=\mu_0(1+\overline{\overline{\chi}}_p)\overrightarrow{h} \tag{2.34}$$

Considérons une onde progressive ($\frac{\partial}{\partial t}=-i\omega$, $\overrightarrow{\nabla}=i\overrightarrow{k}$), le système (2.31) se réécrit :

$$\left\{\begin{array}{rcl} \overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{b} & = & 0 \\ i\overrightarrow{k}\wedge\overrightarrow{h} & = & (-i\omega\epsilon+\sigma)\overrightarrow{e} \\ i\overrightarrow{k}\cdot\epsilon\overrightarrow{e} & = & \rho \\ i\overrightarrow{k}\wedge\overrightarrow{e} & = & i\omega\overrightarrow{b} \end{array}\right. \tag{2.35}$$

On forme l'équation des ondes en combinant les deux équations vectorielles :

$$\overrightarrow{k}\wedge(\overrightarrow{k}\wedge\overrightarrow{h})=-\omega(\epsilon_0+\frac{i\sigma}{\omega})\overrightarrow{k}\wedge\overrightarrow{e}=-\omega^2(\epsilon_0+\frac{i\sigma}{\omega})\mu_0(1+\overline{\overline{\chi}}_p)\overrightarrow{h} \tag{2.36}$$

Soit

$$\overrightarrow{k}\wedge(\overrightarrow{k}\wedge\overrightarrow{h})=-k_0^2(1+\overline{\overline{\chi}}_p)\overrightarrow{h} \tag{2.37}$$

Avec :

$$k_0^2=\omega^2\mu_0(\epsilon_0+\frac{i\sigma}{\omega}) \tag{2.38}$$

5. L'échange et l'anisotropie contribuent au champ effectif mais ne constituent pas des champs magnétiques au sens de l'électromagnétisme. On contourne cette difficulté en utilisant la généralisation (2.18) du tenseur de réponse gyromagnétique, ce qui permet d'inclure les champs effectifs locaux dans la relation constitutive. On devra alors remplacer la susceptibilité de Polder par l'inverse formel du tenseur $\overline{\overline{G'}}$.

qui s'identifie à la constante de propagation de l'onde électromagnétique en absence d'effets gyromagnétiques ($\overline{\overline{\chi}}_p = 0$). Dans la limite $\epsilon_0 \gg \frac{\sigma}{\omega}$, le milieu se comporte plutôt comme un diélectrique et k_0 est égal au vecteur d'onde de la lumière :

$$k_0 = \frac{\omega}{c} \tag{2.39}$$

Dans la limite $\epsilon_0 \ll \frac{\sigma}{\omega}$, le milieu se comporte plutôt comme un métal, soit :

$$k_0 = \delta^{-1} \tag{2.40}$$

où δ est la profondeur de peau complexe régissant l'atténuation de l'onde.

Les effets de résonance magnétiques (qui se manifestent mathématiquement par la divergence d'un déterminant issu de $\overline{\overline{\chi}}_p$ [6]) sont habituellement étudiés dans le domaine hyperfréquence ($f \approx 10$ GHz), ce qui donne $k_0^v = \frac{\omega}{c} \approx 2$ cm^{-1} et $\delta^{-1} \approx 0.5$ μm^{-1} (pour la conductivité du permalloy). Or, d'après les propriétés du produit vectoriel, la norme du rotationnel de $\overrightarrow{h}$ vérifie :

$$\| \overrightarrow{k} \wedge \overrightarrow{h} \| = \frac{\| \overrightarrow{k} \wedge (\overrightarrow{k} \wedge \overrightarrow{h}) \|}{\| \overrightarrow{k} \|} = \frac{k_0^2}{k} \| (1 + \overline{\overline{\chi}}_p) \overrightarrow{h} \| \tag{2.41}$$

Ainsi, pour des valeurs suffisamment élevées de k, le rotationnel de $\overrightarrow{h}$, qui est d'ordre $\frac{k_0}{k}$ peut être négligé. Dans cette approximation, les variables électriques et magnétiques sont complètement découplées. $\overrightarrow{h}$ se calcule donc à partir des équations (1.15) et (1.16) de la magnétostatiques. On parle alors d'**ondes magnétostatiques**.

Notons que cette approximation est mise en défaut pour de très faibles vecteurs d'onde (ce qui nécessite des objets de grande taille). On doit alors résoudre l'équation (2.37) et —dans le cas d'un milieu faiblement conducteur— on trouve trois branches (voir [142, fig. 3.8, 3.9]) : une branche de type onde lumineuse (avec une vitesse éventuellement renormalisée), une branche de type résonance (qui tend vers la solution magnétostatique quand k augmente) et enfin une branche haute fréquence de type antirésonance. On suivra la nomenclature de Kaganov [89, sec. 2] et on appellera ce type de solutions «polaritons magnétiques» [7]. La frontière entre ce régime et le régime magnétostatique ($k = \omega/c$) est tracée sur la figure 2.3. On y a également fait figurer la frontière dans le cas d'un milieu conducteur ($k = \delta^{-1}$).

2.2.1.2 Comparaison des contributions dipolaires et d'échange

Nous avons donc comparé les contributions magnétiques et électriques au champ non-local. Nous allons maintenant comparer le champ dipolaire aux différents termes locaux intervenant dans la réponse gyromagnétique (2.19) :

- le champ dipolaire dynamique est d'ordre 1 ($\frac{h_d}{m} \sim 1$) ;
- le champ d'équilibre contribue à $\overline{\overline{G'}}$ par un terme $\frac{H_{equ}}{M_s}$;
- le champ dynamique d'échange contribue par un terme $\frac{-2A}{\mu_0 M_s^2} \triangle$.

Le vecteur d'onde $k_{x>d}$ pour lequel la contribution d'échange excède la borne supérieure du champ dipolaire est donc :

$$k_{x>d} = \sqrt{\frac{\mu_0 M_s^2}{2A}} \tag{2.42}$$

6. Voir par exemple l'équation (2.27).

7. Polariton est ici à comprendre dans le sens d'un photon «habillé» par son interaction avec les spins.

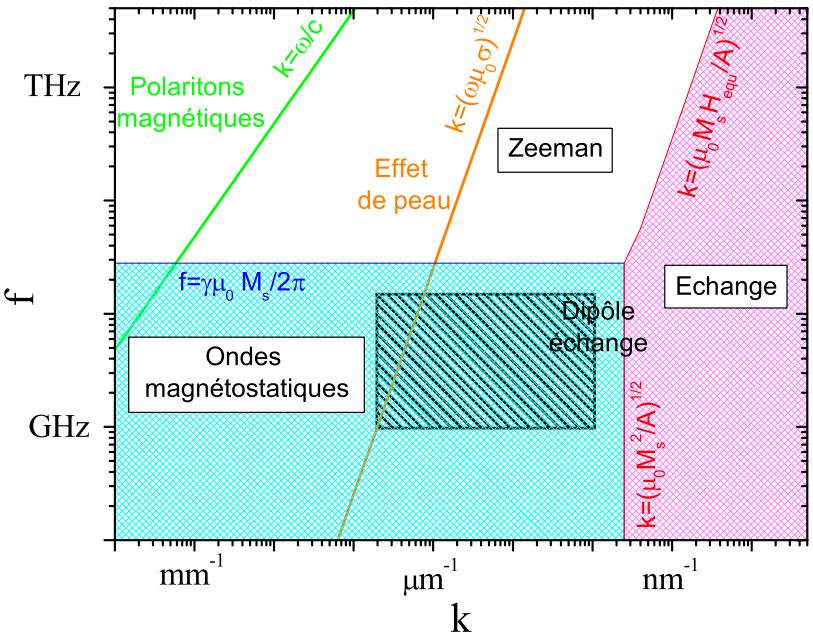


FIG. 2.3 – *Schématisation des différents régimes pour une onde se propageant dans un milieu gyromagnétique (voir la justification des différentes frontières dans le texte). Les paramètres matériaux utilisés correspondent au cas du permalloy. Le rectangle hachuré indique la zone explorée expérimentalement dans cette thèse.*

On peut définir de la même façon un vecteur d'onde $k_{x>z}$ pour lequel la contribution d'échange excède celle du champ d'équilibre :

$$k_{x>z} = \sqrt{\frac{\mu_0 M_s H_{equ}}{2A}} \tag{2.43}$$

Le champ d'équilibre excède la contribution dipolaire pour :

$$H_{z>d} = M_s \tag{2.44}$$

La figure 2.3 représente ainsi les différents régimes possibles sur le plan (ω, k). On a distingué le **régime Zeeman** (rôle du seul champ d'équilibre), le **régime d'échange** et le régime des **ondes magnétostatiques**. Ce graphe —très schématique— donne seulement un domaine de validité des différentes approches en termes d'échelles de temps et de longueur. Les courbes de dispersion —qui dépendront à la fois de la valeur du champ appliqué et la forme de l'échantillon— vont maintenant être décrites dans le régime des ondes magnétostatiques et dans le régime mixte dipôle-échange.

2.2.2 Ondes magnétostatiques

Ces ondes progressives à faible vecteur d'onde ont été observées expérimentalement [49] et décrites théoriquement [45, 140] dans les années 1960. Dans cette partie, nous allons d'abord exposer une description schématique permettant d'apprécier simplement leurs principales caractéristiques (§2.2.2.1), avant de traiter exactement le problème dans le cas d'un film aimanté tangentiellement (§2.2.2.2).

FIG. 2.4 – *Schématisation d'ondes magnétostatiques. (a),(b) Cas d'un milieu infini pour* $M_{equ} \parallel k$ *et* $M_{equ} \perp k$*. (c) Cas d'un milieu semi-infini pour* M_{equ}*,* k *et* n *(normale à la surface) tous trois orthogonaux (configuration d'ondes de surface).*

2.2.2.1 Traitement qualitatif

Cette méthode consiste à relier l'aimantation dynamique au champ dipolaire dynamique par un tenseur démagnétisant effectif [140], puis à utiliser les résultats obtenus au paragraphe 2.1.3 pour la résonance uniforme d'un ellipsoïde. On supposera l'anisotropie magnétocristalline négligeable.

Considérons d'abord un **milieu infini** aimanté parallèlement ou perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde (figure 2.4a-b). On modélisera la variation sinusoïdale de $\overrightarrow{m}$ en la supposant constante entre deux plans d'onde distants de $\frac{\lambda}{4}$. L'aimantation dynamique étant orthogonale à l'aimantation d'équilibre, on n'a pas de discontinuité de $\overrightarrow{m}$ (donc pas de charges magnétiques) dans la configuration $\overrightarrow{M}_{equ} \parallel \overrightarrow{k}$. En revanche, dans le cas $\overrightarrow{M}_{equ} \perp \overrightarrow{k}$, des pôles magnétiques sont «accumulés» sur les plans d'onde, créant un champ dipolaire $h_y = -m_y$ (analogue d'une plaque aimantée hors du plan), d'où un coefficient démagnétisant effectif $n_y^{eff} = 1$. Ainsi, dans un milieu massif, la fréquence d'une onde magnétostatique ne dépend pas de la norme $||\overrightarrow{k}||$ du vecteur d'onde mais seulement de l'angle entre la direction de propagation et l'aimantation d'équilibre $(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{M}_{equ})$. Entre les fréquences $f_{\parallel} = f_0$ et $f_{\perp} = \sqrt{f_0(f_0 + f_M)}$, s'étend la **bande des ondes magnétostatiques de volume**.

Considérons maintenant un **milieu semi-infini** délimité par le plan $y < 0$ et aimanté selon z. L'onde sera supposée se propager selon x (figure 2.4c). En plus des pôles magnétiques sur les plans d'onde, il faut maintenant considérer ceux qui sont accumulés sur la surface. Dans cette configuration, une onde évanescente, pénétrant sur une profondeur de l'ordre de λ, est solution ($k_y = jk_x$ dans l'équation de Walker (2.47)). Comme dans le cas de cylindres à bases circulaires, le champ dipolaire devrait donc se répartir équitablement dans les deux directions, ce qui donne les facteurs démagnétisants effectifs $n_x^{eff} = n_y^{eff} = \frac{1}{2}$. Notons que la fréquence de cette **onde de surface**, $f_s = f_0 + \frac{1}{2}f_M$ est toujours au dessus de la bande des ondes de volume.

Considérons enfin une **plaque mince** (d'épaisseur $d \ll \lambda$) comme sur la figure 2.5. Notons $\overrightarrow{n}$ la normale à la plaque.

- Dans le cas où $\overrightarrow{M}_{equ} \perp \overrightarrow{n}$, $\overrightarrow{M}_{equ} \parallel \overrightarrow{k}$, seuls les pôles des faces de la plaque contribuent. On a donc $n_x^{eff} = 0$ et $n_y^{eff} - 1 \sim \frac{d}{\lambda}$ (voir le facteur démagnétisant d'un cylindre de section elliptique (A.21)) . Notons que la fréquence obtenue (figure 2.5a) diminue quand le vecteur d'onde augmente, la vitesse de groupe $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ est donc négative. Ce mode est ainsi appelé onde magnétostatique de volume à sens contraire (MSBVW pour **MagnetoStatic Backward Volume Wave**).
- Dans le cas où $\overrightarrow{M}_{equ}$, $\overrightarrow{n}$ et $\overrightarrow{k}$ sont tous trois orthogonaux, les pôles sur les surfaces d'onde contribuent également ($n_x^{eff} \sim \frac{d}{\lambda}$ voir la figure 2.5b). Ce mode étant évanescent (comme dans le cas d'un milieu semi-infini), il est appelé onde magnétostatique de surface, (MSSW pour **MagnetoStatic Surface Wave**).
- Enfin, dans le cas $\overrightarrow{M}_{equ} \parallel \overrightarrow{n}$, seuls les pôles des plans d'onde contribuent. La vitesse de groupe obtenue étant positive (figure 2.5c), on parle d'onde magnétostatique directe de volume (MSFVW pour **MagnetoStatic Forward Volume Wave**).

Ce traitement est bien entendu approximatif et les dépendances en vecteur d'onde $f(k)$ que nous avons obtenues dans le cas de la plaque mince ne sont vraies que qualitativement.

FIG. 2.5 – *Schématisation des ondes magnétostatiques dans une plaque mince ($d \ll \lambda$) pour $M_{equ} \parallel k$ et $M_{equ} \perp n$ (a), pour M_{equ}, k et n tous trois orthogonaux (b) et pour $M_{equ} \parallel n$ (c).*

2.2.2.2 Ondes magnétostatiques dans un film aimanté dans le plan : théorie de Damon-Eshbach

Ce calcul, réalisé en 1965 par Damon et Eshbach [44]), est basé sur l'utilisation du potentiel magnétostatique ϕ (1.17). Celui-ci est d'abord écrit sous une forme harmonique, à l'extérieur et à l'intérieur du film (comme on le fait pour la fonction d'onde d'une particule dans un puits quantique). L'utilisation de l'équation de Polder permet ensuite d'obtenir une équation de propagation et de réduire le nombre d'inconnues. Enfin une équation implicite pour la fréquence de l'onde est déduite de conditions de raccordement aux deux surfaces du film.

Ecriture du potentiel magnétostatique On considère la géométrie de la figure 2.6 : xz est le plan du film et z désigne la direction du champ statique. Le système étant invariant par translation dans les directions x et z, les solutions doivent être de la forme :

$$\phi_{i,e\pm} = Y_{i,e\pm}(y) e^{j(k_x x + k_z z)} \tag{2.45}$$

Où les indices i, $e+$ et $e-$ se réfèrent respectivement à l'intérieur du film et aux demi-espaces situés au-dessus et en-dessous de lui.

Ecriture de l'équation de propagation En reprenant la définition (1.17) du potentiel magnétostatique et en utilisant l'équation de Polder (2.14), il vient :

$$\overrightarrow{\nabla} \cdot \overrightarrow{b} = 0 \;\Rightarrow\; \overrightarrow{\nabla}(1 + \overline{\overline{\chi}}_p)\overrightarrow{\nabla}\phi = 0 \tag{2.46}$$

Cette équation, appelée équation de Walker, est la relation de base des ondes magnétostatiques. Elle a la structure d'une équation de Laplace «anisotrope», comme on peut le voir en l'écrivant dans le cas général d'une onde plane :

$$(1 + \chi)(k_\perp^2) + k_\parallel^2 = 0 \tag{2.47}$$

Où $k_\parallel$ et $k_\perp$ sont respectivement les composantes du vecteur d'onde parallèle et perpendiculaire à l'aimantation d'équilibre.

Pour le potentiel (2.45), l'équation de Walker s'écrit :

$$\begin{cases} -(1+\chi)k_x^2 Y_i + (1+\chi)\frac{d^2 Y_i}{dy^2} - k_z^2 Y_i = 0 \\ -k_x^2 Y_{e\pm} + \frac{d^2 Y_{e\pm}}{dy^2} - k_z^2 Y_{e\pm} = 0 \end{cases} \tag{2.48}$$

respectivement à l'intérieur et à l'extérieur du film. Les solutions sont de la forme :

$$\begin{cases} Y_i(y) &= A_i^+ e^{jq_i y} + A_i^- e^{-jq_i y} \\ Y_{e\pm}(y) &= A_e^\pm e^{\mp q_e y} \end{cases} \tag{2.49}$$

avec :

$$\begin{cases} q_i &= \sqrt{-k_x^2 - \frac{1}{1+\chi}k_z^2} \\ q_e &= \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \end{cases} \tag{2.50}$$

FIG. 2.6 – *Géométrie utilisée pour le calcul des ondes magnétostatiques dans un film aimanté tangentiellement. On a également représenté la dépendance $Y(y)$ du potentiel magnétostatique en fonction de la profondeur dans les cas dits «évanescent» et «stationnaire».*

Y_e représente donc une fonction décroissant exponentiellement à partir des surfaces (on a naturellement omis les termes croissant exponentiellement à l'infini). Y_i correspondra soit à une solution stationnaire (onde progressive se réfléchissant sur les surfaces du film) dans le cas où q_i est réel, soit à une solution évanescente dans le cas où q_i est imaginaire (voir la figure 2.6).

Ecriture des conditions de raccordement et de l'équation de dispersion implicite Les conditions de continuité dérivées des équations de Maxwell pour une interface sans courants de surface s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \overrightarrow{h}^{>}_{\parallel} & = & \overrightarrow{h}^{<}_{\parallel} \\ b^{>}_{\perp} & = & b^{<}_{\perp} \end{array} \right. \tag{2.51}$$

Où $\parallel$ et $\perp$ désignent respectivement les composantes parallèles et perpendiculaires à l'interface. $>$ et $<$ désignent les valeurs limites des deux côtés de l'interface. Réécrivons les conditions de continuité en utilisant la solution (2.49) et les expressions (1.17) et (2.15) de $\overrightarrow{h}$ et de $\overrightarrow{m}$, on obtient alors le système :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} A_e^+ e^{-q_e d/2} & = & A_i^+ e^{jq_i d/2} + A_i^- e^{-jq_i d/2} \\ A_e^- e^{-q_e d/2} & = & A_i^+ e^{-jq_i d/2} + A_i^- e^{jq_i d/2} \\ -q_e A_e^+ e^{-q_e d/2} & = & jq_i(1+\chi)(A_i^+ e^{jq_i d/2} - A_i^- e^{-jq_i d/2}) - k_x\kappa(A_i^+ e^{jq_i d/2} + A_i^- e^{-jq_i d/2}) \\ q_e A_e^- e^{-q_e d/2} & = & jq_i(1+\chi)(A_i^+ e^{-jq_i d/2} - A_i^- e^{jq_i d/2}) - k_x\kappa(A_i^+ e^{-jq_i d/2} + A_i^- e^{jq_i d/2}) \end{array} \right. \tag{2.52}$$

On aura une solution non-triviale si le déterminant de ce systéme est nul, soit :

$$\frac{2q_e q_i(1+\chi)}{\tan q_i d} = q_i^2(1+\chi)^2 - q_e^2 + \kappa^2 k_x^2 \tag{2.53}$$

Utilisons maintenant l'expression (2.50) de q_i et q_e, il vient :

$$\frac{(\kappa^2 - 1 - (1+\chi)^2)k_x^2 - (2+\chi)k_z^2}{(1+\chi)\sqrt{k_x^2+k_z^2}} = \frac{2\sqrt{-k_x^2 - \frac{k_z^2}{(1+\chi)}}}{\tan(\sqrt{-k_x^2 - \frac{k_z^2}{1+\chi}}d)} \tag{2.54}$$

Cette équation peut être vue comme une forme implicite de la dispersion des ondes magnétostatiques : en effet, si les paramètres H_0 et M_s sont fixés, les termes χ et κ sont des fonctions monovaluées de la fréquence. Pour un vecteur d'onde adimensionné $(k_x d, k_z d)$ donné, on pourra donc calculer numériquement les solutions $f_{H_0,M_s}(k_x d, k_z d)$.

Solutions dans des cas particuliers Pour illustrer cette méthode, regardons d'abord le **cas $\mathbf{k_x = 0}$** (MSBVW). Le terme κ disparaît alors de (2.54). Choisissons la variable $\tau = -\frac{1}{1+\chi}$ et traçons les deux membres de l'équation (2.54) (figure 2.7). On trouve ainsi une série de solutions $\tau_n(k_z d)$, dont on peut déduire les solutions $f_n^{H_0,M_s}(k_z d)$. Notons que les solutions obtenues correspondent à $\tau > 0$ soit $1 + \chi < 0$ ce qui, reporté dans l'expression (2.50), indique que q_i est réel. L'onde a donc un caractère stationnaire dans

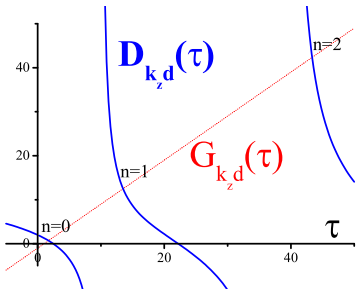


FIG. 2.7 – *Représentation graphique des deux membres de l'équation implicite (2.54) ; on a noté $G_{k_z d}(\tau)$ le membre de gauche et $D_{k_z d}(\tau)$ celui de droite). Les paramètres utilisés sont $k_x = 0$ et $k_z d = 1$ (configuration MSBVW).*

la direction y et la multiplicité des solutions vient de l'existence d'une série de partiels [8]. Pour le mode d'indice 1, citons une formule explicite approchée [142] :

$$f^2 = f_0(f_0 + f_M \frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d}) \tag{2.55}$$

La figure 2.8 montrent un exemple du profil du potentiel (ϕ) et des champs de vecteurs du champ dipolaire dynamique ($\overrightarrow{h}$) et de l'aimantation dynamique ($\overrightarrow{m}$). On remarque l'ellipticité de la précession de l'aimantation et la compensation presque complète de sa composante normale par le champ dipolaire.

Dans le **cas $\mathbf{k_z = 0}$** (MSSW), la relation (2.54) peut en fait se réécrire de manière explicite (car χ disparaît de l'argument de tan), et on trouve :

$$f^2 = f_0(f_0 + f_M) + f_M^2 \frac{1 - e^{-2k_x d}}{4} \tag{2.56}$$

Notons que q_i est imaginaire pur ($q_i = jk_x$ d'après 2.50). L'onde a donc un caractère évanescent dans la direction y, ce qui justifie son appellation d'onde de surface. La figure 2.9 montre un exemple du potentiel et des champs de vecteurs $\overrightarrow{h}$ et $\overrightarrow{m}$. On remarque une asymétrie importante entre les deux surfaces du film. Ceci est dû au fait que les équations de Landau-Lifshitz ne sont pas invariantes par la transformation $k_x \leftarrow -k_x$. Ainsi l'onde se propageant dans un sens sera localisée près de la surface supérieure et l'onde se propageant dans l'autre sens sera localisée près de la surface inférieure (**propagation non-réciproque**).

Solution dans le cas général Pour des valeurs quelconques de (k_x, k_z) (c.-à-d. pour un angle arbitraire entre le champ appliqué et la direction de propagation), on pourra chercher numériquement les fréquences qui sont solutions de l'équation implicite (2.54). La figure 2.10 représente ainsi la dispersion obtenue pour une couche soumise à un champ modéré ($H_0/M_s = 0.05$, ce qui donne un champ d'environ 50 mT pour une couche de Permalloy). Dans les cas où le calcul donnait une multiplicité de solutions, seul le partiel d'indice de plus faible a été retenu [9]. On notera un point qui se révèlera important du point de vue expérimental : l'effet de dispersion est beaucoup plus faible le long du champ appliqué (MSBVW) que dans la direction orthogonale (MSSW).

8. On verra par la suite que —dans le cas d'un film mince— la prise en compte de l'échange augmente significativement les fréquences des partiels d'ordre supérieurs (§2.2.3).

9. Pour une couche de 30 nm de Permalloy, la contribution d'échange décale le deuxième partiel d'une vingtaine de GHz, voir la figure 2.11.

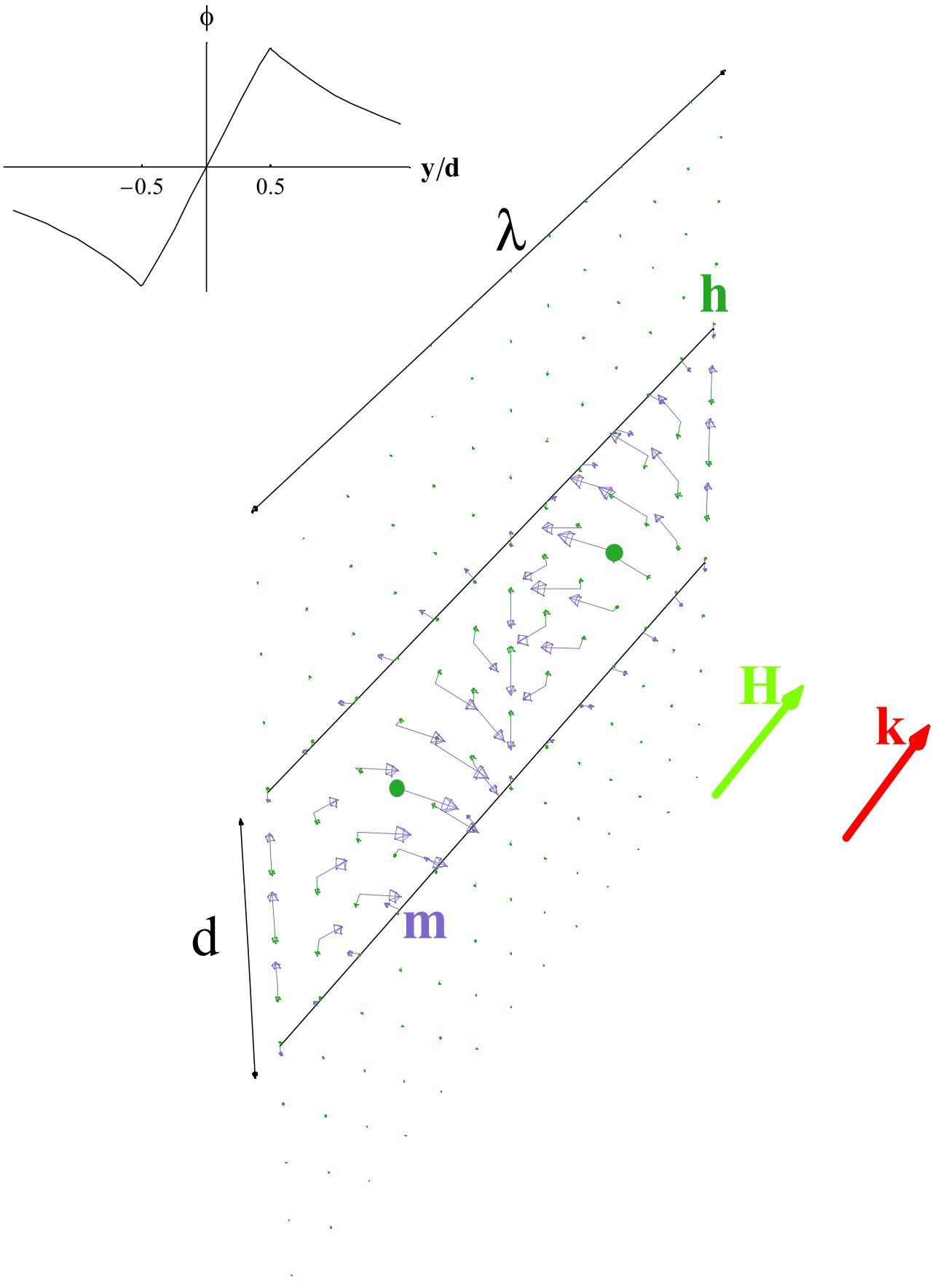


FIG. 2.8 – *Structure de l'onde MSBVW. En haut figure le profil du potentiel et en bas une représentation en perspective des vecteurs champ dipolaire dynamique (h) et aimantation*

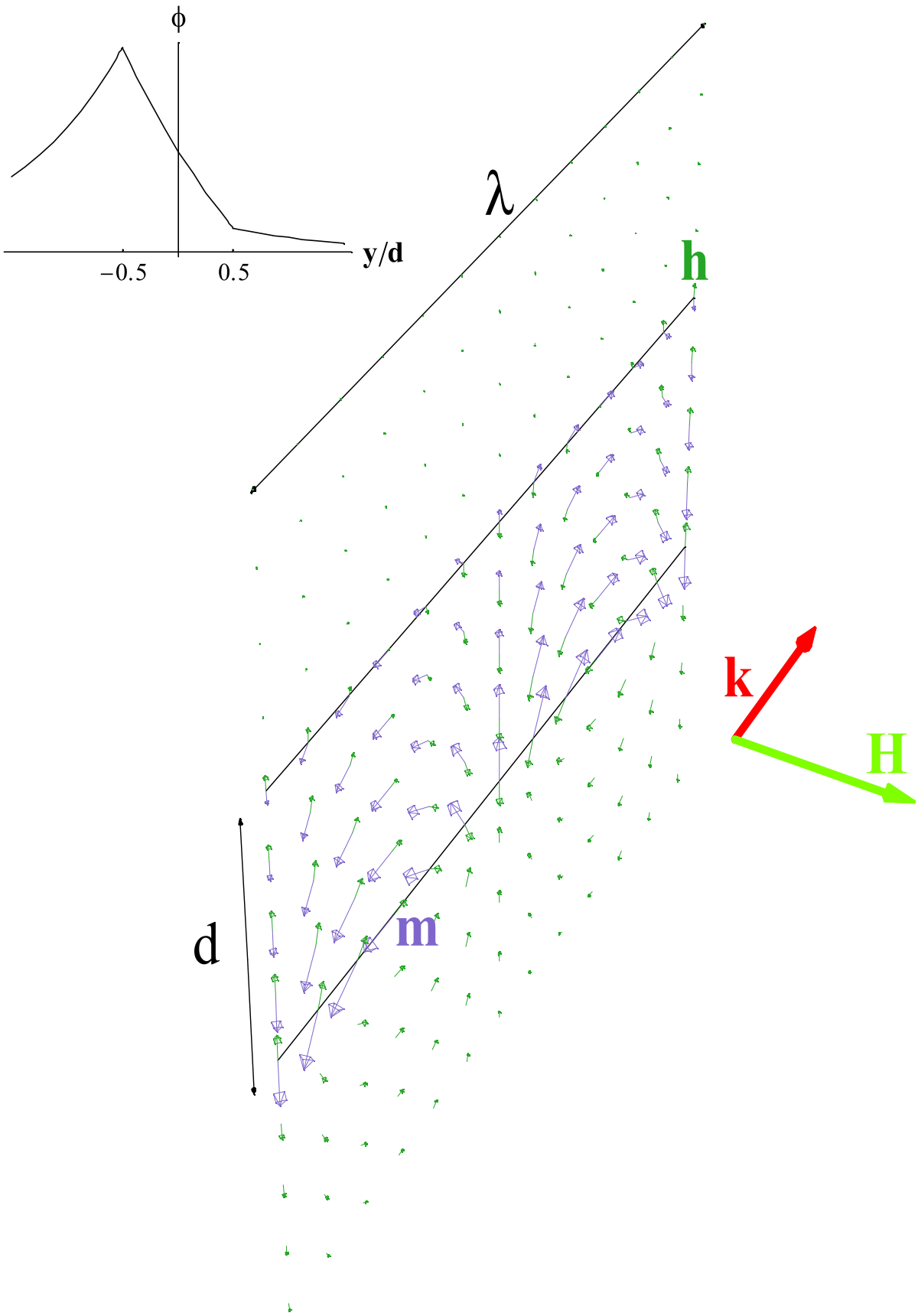


FIG. 2.9 – *Structure de l'onde MSSW. En haut figure le profil du potentiel et en bas une représentation en perspective des vecteurs champ dipolaire dynamique (h) et aimantation dynamique (m). Les paramètres sont* $k_x = 0$, $k_z d = 1$ *et* $H_0/M_s = 0.3$.

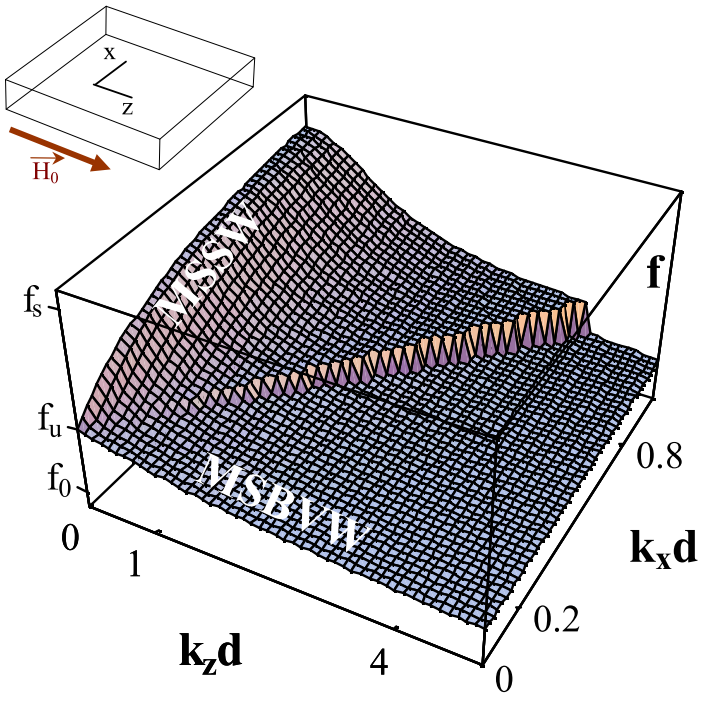


FIG. 2.10 – *Relation de dispersion $f(k_x, k_z)$ des ondes magnétostatiques dans un film aimanté tangentiellement ($H_0/M_s = 0.05$).*

2.2.3 Théorie de Kalinikos des ondes de spin dans le régime dipôle-échange

On a vu dans la partie 2.2.1 que la contribution du champ d'échange pouvait devenir importante à vecteur d'onde suffisamment grand. Dans un film, cette valeur élevée pourra être atteinte soit par le vecteur d'onde de propagation $k_{||}$ lui-même, soit par le vecteur d'onde dans la direction de l'épaisseur $q_\perp$. Cette dernière situation concerne particulièrement les partiels non-nuls dans un film mince.

La prise en compte de l'échange complique la situation par rapport au calcul magnétostatique du paragraphe précédent. En effet, l'introduction de l'opérateur d'échange dans l'équation de réponse gyromagnétique (2.18) la fait passer d'une équation intégrale liant $\overrightarrow{h}$ et $\overrightarrow{m}$ à une équation intégro-différentielle de degré 2. La résolution du système nécessite donc des conditions aux limites supplémentaires. Celles-ci ont été obtenues par Rado et Weertman grâce à une prise en compte appropriée des singularités de surface du champ d'échange [119] :

$$\frac{2A}{M_s^2}(\overrightarrow{M} \wedge \frac{\partial \overrightarrow{M}}{\partial n})_{surf} = \overrightarrow{T}_{surf} \tag{2.57}$$

Où n désigne la direction normale à la frontière du domaine ferromagnétique et $\overrightarrow{T}_{surf}$ représente le couple des interactions magnétiques de surface[10]. L'expression (2.57) décrit l'«ancrage» du mouvement des spins de surface : selon la valeur des interactions de surface elle impose $(\frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial n})_{surf} = 0$ $(T_{surf} \to 0)$ ou $\overrightarrow{m} = 0$ $(T_{surf} \longrightarrow \infty)$.

10. Par exemple, dans le cas d'une anisotropie uni-axe de direction $\overrightarrow{u}$, $\overrightarrow{T}_{surf}$ dérive de l'énergie $-\frac{K_u}{M_s}(\overrightarrow{M} \cdot \overrightarrow{u})^2$.

FIG. 2.11 – *Dispersion des ondes de spin dans un film aimanté tangentiellement en régime dipôle-échange, d'après (2.58). Les paramètres sont : $d = 25nm$, $\mu_0 M_s = 1$ T, $\mu_0 H_0 = 0.2$ T, $A = 10^{-11}$ J.m^{-1} et $g = 2$. Les dispersions obtenues dans l'approximation magnétostatique sont tracées en pointillés pour comparaison*

Pour résoudre le problème, Kalinikos et Slavin [91] ont proposé de développer l'aimantation dynamique sur la base $\{\overrightarrow{m}^{1,2}_{n,k}(\zeta)\}$ obtenue en résolvant un problème simplifié constitué de la combinaison des conditions d'ancrage (2.57) avec la partie diagonale de l'équation gyromagnétique (2.18) écrite sans son premier membre dipolaire. Puis le développement est injecté dans l'équation gyromagnétique (2.18) en prenant cette fois en compte les contributions dipolaires. L'approximation consiste ensuite à négliger les termes croisés dans le déterminant ainsi obtenu (il s'agit en fait de négliger le couplage dipolaire entre deux modes propres différents du problème simplifié). Dans le cas d'un ancrage isotrope, le déterminant relatif au $n^{ième}$ vecteur de la base $\overrightarrow{m}^{x,y}_{n,k}(\zeta)$ peut se réécrire sous la forme [91]:

$$f_n(k_{\|})^2 = (f_0 + \frac{2A}{\mu_0 M_s^2} f_M k_n^2)(f_0 + \frac{2A}{\mu_0 M_s^2} f_M k_n^2 + f_M F_{nn}) \tag{2.58}$$

avec $k_n^2 = k_{\|}^2 + q_n^2$, q_n étant le vecteur d'onde dans l'épaisseur du film du vecteur de la base $(\overrightarrow{m}^{i}_{n,k}(\zeta) \propto e^{\pm j q_n \zeta})$, et :

$$F_{nn} = P_{nn} + \sin^2\Theta(1 - P_{nn}(1 + \cos^2\Phi) + f_M \frac{P_{nn}(1 - P_{nn}\sin^2\Phi}{f_0 + \frac{2A}{\mu_0 M_s^2} f_M k_n^2}) \tag{2.59}$$

où P_{nn} est un élément de matrice de l'opérateur reliant le champ dipolaire à l'aimantation dynamique. Θ et Φ sont les angles d'Euler repérant l'aimantation d'équilibre par rapport à la normale du film et au vecteur d'onde de propagation. En l'absence d'ancrage de surface, on a :

$$q_n = n\frac{\pi}{d} \tag{2.60}$$

$$P_{nn}(k_{\|}) = \frac{k_{\|}^2}{k_n^2} - \frac{k_{\|}^4}{k_n^4}\frac{1 - (-1)^n e^{-k_{\|}d}}{-k_{\|}d}\frac{2}{1 + \delta_{0n}} \tag{2.61}$$

Les dispersions obtenues avec les paramètres d'une couche mince de permalloy aimantée tangentiellement ($\Theta = 90^o$) sont représentées sur la figure 2.11, pour $n = 0, 1$ et pour $\Phi = 0, 90^o$. On remarque d'abord un décalage important entre les fréquences des modes $n = 0$ et $n = 1$ (contribution de $q_1 = \pi/d$ au champ d'échange). On observe également pour tous les modes une inflexion parabolique pour $k \to \infty$, ce qui montre un passage vers un régime d'échange pur. De plus, dans le régime $k \to 0$, les dispersions données par (2.58) se confondent avec celles que l'on obtient dans le calcul magnétostatique (§2.2.2). Le calcul de Kalinikos semble donc bien décrire le passage entre les ondes magnétostatiques et le régime d'échange. Notons enfin une caractéristique qui se révèlera essentielle par la suite : dans la configuration $H \parallel k$ ($\Phi = 0$), **la relation de dispersion n'est pas monotone**.

2.3 Relaxation de l'aimantation

Jusqu'à ce stade, l'équation du mouvement (2.6) que nous avons considérée ne permettait pas à l'aimantation de relaxer vers l'état d'équilibre. En réalité, il existe un phénomène

d'amortissement associé au couplage entre le système de spins et les autres degrés de libertés du système (phonons, électrons, impuretés, défauts). Nous proposerons d'abord une discussion générale de ces différents couplages (§ 2.3.1). Nous décrirons ensuite les modèles phénoménologiques d'amortissement les plus couramment utilisés (§ 2.3.2) avant de détailler les mécanismes qui -à notre avis- dominent dans les films métalliques (§ 2.3.3). Enfin, nous décrirons des effets non-linéaires (instabilités de Suhl) étroitement liés au problème de la relaxation (§ 2.3.4).

2.3.1 Dissipation pour un système de spins en interaction

Considérons un système de spins en interaction. Le détail de sa réponse dynamique est déterminé par son hamiltonien, que l'on supposera avoir la forme d'un hamiltonien de spins [11] :

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i,j,\alpha,\beta} \hat{S}_i^\alpha A^{\alpha\beta}(\overrightarrow{r}_i - \overrightarrow{r}_j)\hat{S}_j^\beta + \sum_{i,j,\alpha,\beta} \hat{S}_i^\alpha D^{\alpha\beta}(\overrightarrow{r}_i - \overrightarrow{r}_j)\hat{S}_j^\beta \tag{2.62}$$

$$+\sum_i \overrightarrow{H}_{ext}(\overrightarrow{r}_i)\cdot\hat{\overrightarrow{S}}_i + \sum_i \overrightarrow{h}_1(\overrightarrow{r}_i,t)\cdot\hat{\overrightarrow{S}}_i \tag{2.63}$$

$$+\hat{\mathcal{H}}_{S-e^-} + \hat{\mathcal{H}}_{S-0} + \hat{\mathcal{H}}_{imp} + \hat{\mathcal{H}}_{def}$$

Où S_i^α est la composante suivant la direction α du i$^{\text{ème}}$ spin. Les deux premiers termes de (2.62) représentent les interactions entre spins (d'échange et dipolaires). Les troisièmes et quatrièmes termes sont l'interaction Zeeman (respectivement avec le champ statique et le champ excitateur). Les termes suivants représentent les interactions avec d'autres degrés de liberté du système : couplage spin-orbite ($\hat{\mathcal{H}}_{S-0}$) et interaction avec d'éventuels électrons de conduction ($\hat{\mathcal{H}}_{S-e^-}$), impuretés ($\hat{\mathcal{H}}_{imp}$) ou défauts ($\hat{\mathcal{H}}_{def}$).

La réponse mésoscopique peut à priori être déduite de cet hamiltonien par une approche de champ moyen : on écrira l'aimantation moyenne à une échelle donnée puis on calculera les champs effectifs qu'elle engendre, ce qui permettra ensuite de calculer l'aimantation moyenne thermodynamique ainsi qu'un terme de précession de la forme (2.6). Dans ce calcul «idéal», la relaxation d'un mode donné serait ensuite déduite —par l'application de la règle d'or de Fermi— des fluctuations thermiques ainsi que des couplages non pris en compte dans le hamiltonien de départ [12].

La figure 2.12 représente ainsi les différents sous-systèmes et les transferts d'énergie possibles. A l'intérieur du système de spins, on a d'abord distingué un mode de précession «principal», c.-à-d. celui que l'on sonde expérimentalement. Il s'agit par exemple du mode uniforme dans le cas d'une expérience de résonance ferromagnétique conventionnelle. On a également isolé les modes qui sont dégénérés en énergie avec le mode principal (voir par exemple la figure 2.11). En présence de défauts capables d'absorber la différence de vecteurs d'onde, ces modes permettent en effet un transfert d'énergie particulièrement efficace. On distingue également les ondes de spin «thermiques» qui peuvent jouer un rôle en raison de leur forte densité d'états.

Ce type d'approche a été adoptée dans les premières études de relaxation ferromagnétique [139] menées dans les années 1950 principalement sur des échantillons d'isolants ferromagnétiques de grande qualité (sphères de grenat d'Yttrium «YIG»). Dans ce cas,

11. On supposera ici -comme cela est généralement fait pour un métal de transition- que toutes les interactions peuvent être écrites sous la forme d'un hamiltonien de spins, et que l'on peut séparer les spins «ferromagnétiques» des spins «de conduction».

12. Plus précisément, si on ne prend pas en compte les défauts et impuretés dans l'approche champ moyen (en particulier si l'échelle à laquelle on moyenne est beaucoup plus grande qu'eux), on les considèrera comme des termes perturbatifs.

FIG. 2.12 – *Schématisation des principaux mécanismes de relaxation dans un système ferromagnétique. On a représenté les différents sous-systèmes ainsi que la forme des couplages intervenant.*

l'amortissement du mode uniforme a pu être attribué à la combinaison de trois types de relaxations :

- le processus à deux magnons (depuis le mode uniforme vers un mode dégénéré) ;
- les processus de Kasuya Le Craw faisant intervenir des processus à trois bosons (diffusion du magnon uniforme par un phonon ou par un magnon thermique) ;
- les processus de relaxation via les impuretés, caractérisés par un pic dans leur dépendance en température.

2.3.2 Description phénoménologique de la relaxation

Dans une approche beaucoup plus simpliste, on se contentera d'ajouter à l'équation du mouvement (2.6) un terme conduisant à une dissipation d'énergie.

Formulation de Gilbert (LLG) On peut par exemple procéder par analogie avec la force de fottement visqueux ($\overrightarrow{F} = -\eta \dot{\overrightarrow{r}}$) de la mécanique classique. A partir de la position généralisée $\overrightarrow{M}$, on définit ainsi une force généralisée d'amortissement :

$$\overrightarrow{F}_{amort.} = -\eta' \frac{\partial \overrightarrow{M}}{\partial t} \tag{2.64}$$

L'équation (2.6) se réécrit alors en ajoutant le moment de cette force à celui des forces magnétiques :

$$\frac{d\overrightarrow{M}}{dt} = \gamma \overrightarrow{M} \wedge \mu_0 \overrightarrow{H}_{eff} + \alpha \frac{\overrightarrow{M}}{M_s} \wedge \frac{d\overrightarrow{M}}{dt} \tag{2.65}$$

où $\alpha = -\gamma M_s \eta'$ est un paramètre sans dimension. Cette équation, connue sous le nom d'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert [64], possède la particularité de conserver la norme de l'aimantation.

Formulation de Bloch-Bloembergen (BB) L'autre formulation parfois utilisée est celle de Bloembergen [23]. Elle est adaptée directement de l'équation de Bloch utilisée en résonance magnétique nucléaire qui distingue des temps de relaxation longitudinale (T_1) et transverse (T_2) :

$$\frac{d\overrightarrow{M}}{dt} = \gamma \overrightarrow{M} \wedge \mu_0 \overrightarrow{H}_{eff} - \frac{\overrightarrow{M}_{tr}}{T_2} - \frac{M_z - M_s}{T_1} \overrightarrow{u}_z \tag{2.66}$$

où M_z (resp. $\overrightarrow{M}_{tr}$) représente la composante de l'aimantation parallèle (resp. perpendiculaire) à l'aimantation d'équilibre $M_s \overrightarrow{u}_z$. Dans le cas des petites excitations, cette équation conserve la norme de l'aimantation pour $T_1 = T_2/2$.

Largeurs de résonance Les phénomènes de relaxation sont responsables d'une largeur finie pour les résonances mesurées sur la susceptibilité transverse. Dans le cas des petits amortissements, les formulations BB et LLG donnent des raies lorentziennes. Leurs largeurs

peuvent être déterminées simplement en remarquant que l'introduction de ces deux termes de relaxation dans la réponse linéarisée (2.11) revient à effectuer les substitutions :

$$H_{equ} \longleftarrow H_{equ} + i\frac{\alpha 2\pi f}{-\gamma\mu_0} \text{ pour la formulation de Gilbert ;} \tag{2.67}$$

$$f \longleftarrow f + i\frac{1}{2\pi T_2} \text{ pour la formulation de Bloch-Bloembergen.} \tag{2.68}$$

Dans la limite des petits amortissements, on en déduit ainsi immédiatement les mi-largeurs à mi-hauteur suivantes :

$$\Delta_{LLG}H_{equ} = \frac{\alpha f}{\frac{\gamma}{2\pi}\mu_0} \tag{2.69}$$

$$\Delta_{BB}f = \frac{1}{2\pi T_2} \tag{2.70}$$

dans les cas, respectivement, d'un balayage en champ pour la formulation de Gilbert[13] et d'un balayage en fréquence pour la formulation de Bloch-Bloembergen. Les quantités «duales» $\Delta_{LLG}f$ et $\Delta_{BB}H_{equ}$ seront déduites de celles-ci en différenciant la condition de résonance du mode n considéré:

$$\frac{\Delta f}{\Delta H_{equ}} = \frac{\partial f_n}{\partial H_{equ}} \tag{2.71}$$

Validité Les équations LLG et BB, purement phénoménologiques, ne peuvent rendre compte que de certains des processus intervenant dans la relaxation ferromagnétique. Elles sont mises en défaut pour les grands angles de précession (voir §2.3.4) et—même dans le régime linéaire— ne rendent compte que de formes de raies lorentziennes (c.-à-d. de relaxations exponentielles). Cependant, en raison de leur simplicité, elles sont fréquemment utilisées soit pour introduire arbitrairement un amortissement dans les modèles, soit pour quantifier la relaxation d'un système donné à partir des données expérimentales. Le choix de l'une ou de l'autre de ces formulations est guidé par les considérations suivantes :

- Dans un assez grand nombre de systèmes, on observe une largeur de raie ΔH linéaire en fréquence. Ceci est modélisé de manière particulièrement commode en utilisant la formulation LLG avec un paramètre α constant[14].
- Une détermination expérimentale des temps de relaxation transverse et longitudinale est un test fort : si $T_1 \neq T_2/2$, on peut automatiquement exclure la formulation LLG[15].
- Enfin du point de vue théorique, le problème de la conservation de la norme de l'aimantation est lié à la nature même du processus de relaxation. En effet, l'aimantation transverse est liée au nombre de magnons dans le mode principal alors que

13. On déduira la largeur ΔH en **champ appliqué** de la largeur ΔH_{equ} en champ effectif en divisant par le facteur $\frac{\partial H_{equ}}{H_0}$ qui ne vaut 1 que dans les configurations à haute symétrie les plus utilisées.

14. On peut également imaginer mesurer les largeurs de raies pour différentes conditions de résonance, c.-à.-d. pour différents facteurs (2.71). Ceci peut être fait en appliquant le champ suivant les différents axes d'un ellipsoïde [114] et doit permettre de déterminer si la relaxation transverse est mieux décrite par un unique T_2 ou par un unique α.

15. Citons des mesures détaillées de relaxations réalisées sur des sphères de YIG [57]. Les lois de relaxation transverse et longitudinale obtenues sont très différentes, ce qui permet d'exlure une formulation purement LLG. La loi d'amortissement adoptée va en fait au delà de la formulation BB [139] et prend en compte les trois processus cités dans la fin de la section §2.3.1. Dans le cas des matériaux métalliques, la faible valeur des temps de relaxation a longtemps empêché des mesures de ce type. La mise au point récente de techniques ultra-rapides (voir §1.3) pourrait permettre de revisiter cette problématique [132] et de compléter les travaux anciens de relaxation transverse.

FIG. 2.13 – *a) Effet de peau à la surface d'un échantillon et «vecteur d'onde» associé dans le cas où l'excitation est uniforme sur la surface. b) Cas d'une onde se propageant sur la surface et vecteur d'onde résultant. c) Cas d'une onde MSSW dans un film mince.*

l'aimantation longitudinale est liée au nombre total de magnons. Ainsi, dans le cas du processus à deux magnons, on diminue l'aimantation transverse mais pas l'aimantation longitudinale (pas de conservation de la norme). A l'inverse, pour des transferts directs en dehors du système de spins, on peut avoir conservation de la norme [139].

2.3.3 Mécanismes de relaxation dans les couches minces métalliques

Dans le cas de matériaux métalliques, l'amortissement s'avère toujours plus élevé que dans le YIG, ce qui est généralement attribué au caractère itinérant des électrons. L'effet le plus simple est un écrantage «macroscopique» des mouvements de précession par les électrons de conduction (courants de Foucault), ce qui donne une importante dissipation ohmique (§ 2.3.3.1). A une échelle plus microscopique, le caractère itinérant des électrons se traduit par des processus de diffusion électron-magnons (§ 2.3.3.2) qui n'existent pas dans les isolants. Enfin, en présence de défauts, on devra considérer le processus à deux magnons dont on verra qu'il n'a pas tout à fait les mêmes caractéristiques dans le cas de films minces que dans le cas d'échantillons massifs (§ 2.3.3.3).

2.3.3.1 Rôle des courants de Foucault

Dans un échantillon métallique, les champs electromagnétiques haute fréquence sont écrantés par les électrons de conduction sur une distance égale à la profondeur de peau $Re(\delta) = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$ (figure 2.13a). Le mode de résonance correspondant a un caractère évanescent dans la direction normale à la couche et il est décrit par un vecteur d'onde $k_{FOUC} = \frac{1+i}{\sqrt{2}}|\delta|^{-1}$ ayant une composante imaginaire non nulle.

En utilisant la relation de dispersion appropriée à la configuration de mesure on pourra en déduire une composante imaginaire pour la fréquence, c.-à.-d. un terme dissipatif. Appliquons cette proposition à trois cas :

- Pour une excitation **uniforme** sur la surface de l'échantillon (figure 2.13a), le vecteur d'onde est strictement parallèle à la normale. Or, en l'**absence de champ d'échange**, la fréquence de l'onde (magnétostatique) ne dépend que de l'angle $(\vec{k}, \vec{M}_{equ})$ (voir par exemple l'équation de Walker (2.47) ou la discussion du § 2.2.2.1). Ainsi, la fréquence ne dépend ici que de l'orientation de l'aimantation d'équilibre et pas de la valeur du vecteur d'onde, l'effet de peau n'introduit donc aucune largeur supplémentaire (voir également les arguments de Kittel sur ce point [94]).
- Dans le cas où **l'échange est pris en compte** —toujours pour une excitation **uniforme** à la surface de l'échantillon— la fréquence du mode devient dépendante de la valeur du vecteur d'onde. Mais la longueur de peau dépend elle-même de la fréquence à travers la perméabilité μ, ce qui nous donne un problème auto-cohérent. On évaluera la largeur en champ ΔH en remarquant que la susceptibilité à la résonance est donnée par l'absorption maximale ($\chi''_M \sim \frac{M_s}{\Delta H}$ [16]). En utilisant l'expression (1.14) du champ d'échange, il vient :

$$\Delta H \sim \frac{2A}{\mu_0 M_s} Im(k^2) \sim \frac{2A}{M_s} \frac{1}{|\delta_0|^2} \frac{M_s}{\Delta H} \tag{2.72}$$

16. Voir la formule (2.29) et effectuer la substitution $H_{equ} \leftarrow H_{equ} + i\Delta H$.

où $\delta_0 = (\omega\mu_0\sigma)^{-1/2}$ est la profondeur de peau complexe en l'absence d'effets gyromagnétiques. Il vient :

$$\Delta H \sim \sqrt{\frac{2A}{\mu_0}}\frac{1}{|\delta_0|} \sim \sqrt{2\omega A\sigma} \tag{2.73}$$

Pour un alliage Nickel-Fer à quelques GHz, on obtient ainsi une largeur de l'ordre du mT (soit une épaisseur de peau de l'ordre de 300 nm) correspondant à ce que Rado et Weertmann ont observé [119]. Notons que ΔH n'est pas linéaire en fréquence (contrairement à la largeur déduite du modèle de Gilbert). Notons également que pour des films d'épaisseur inférieure à l'épaisseur de peau, ΔH sera significativement réduite.

- Les courants de Foucault peuvent également contribuer à l'amortissement d'une **onde se propageant le long de la surface** de l'échantillon (figure 2.13b) et ce même en absence d'échange. En effet la profondeur de peau influence alors la fréquence de résonance en modifiant l'angle entre le vecteur d'onde total et l'aimantation d'équilibre. Un calcul complet a été fait par Almeida et Mills [11] dans le cas d'une onde se propageant à la surface d'un film d'épaisseur d quelconque, dans la géométrie MSSW (2.13c). L'amortissement obtenu n'est significatif que dans le cas où les longueurs typiques du problème sont proches (c.-à-d. $d \sim \delta_0 \sim k^{-1}$). Ce résultat peut être compris intuitivement en représentant les champs oscillants (figure 2.13c) : pour que le processus soit pleinement efficace, les courants de Foucault doivent écranter non seulement les champs normaux (sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde), mais aussi les champs planaires (sur une distance de l'ordre de l'épaisseur). On notera qu'aucune confirmation expérimentale de ce phénomène n'a été publiée à ce jour[17].

2.3.3.2 Diffusion des électrons itinérant par les ondes de spin

Ce processus est régi par le couplage des ondes de spin avec des excitations électroniques de type électron-trou. Berger [22] a proposé de le décrire à l'aide d'un hamiltonien de spins[18] :

$$\mathcal{H}_{eff} = -\sum_{i,j,\alpha,\beta} \hat{s}_i^{\alpha} J^{\alpha\beta}(\overrightarrow{r}_i - \overrightarrow{r}_j)\hat{S}_j^{\beta} \tag{2.74}$$

Où $\alpha = x, y, z$ et $\overrightarrow{S}_i$, $\overrightarrow{s}_i$ sont les opérateurs de spin locaux au site i du réseau, associés respectivement aux ondes de spin et aux excitations électron-trou. Le couplage $J^{\alpha\beta}$ contient à la fois une fraction de l'interaction d'échange (échange s-d) et de l'interaction spin-orbite. En suivant l'approche de Berger, on distinguera plusieurs types de diffusions (voir les notations de la figure 2.14a). Ainsi, si l'on considère la partie diagonale du tenseur $J^{\alpha\beta}$ (liée à l'échange s-d) on aura conservation du spin total, c.-à-d. un spin-flip pour l'électron[19]. A l'inverse, la partie non-diagonale de $J^{\alpha\beta}$ (liée au couplage spin-orbite) peut générer des collisions sans spin-flip[20]. Notons également que l'électron peut être diffusé d'une bande à une autre, à proximité d'un point de dégénérescence.

17. Citons également des calculs de ce processus dans le cas d'une tricouche (deux métaux ferromagnétiques entourant un métal normal) en configuration MSSW [144] et dans le cas d'un guide d'onde (deux bicouches de métaux ferromagnétiques et normaux entourant une couche isolante) en configuration MSBVW [34].

18. Dans un vrai métal, on ne peut pas distinguer à priori des électrons parfaitement localisés donnant naissance aux ondes de spin et des électrons parfaitement itinérants ne contribuant pas au magnétisme. En écrivant le hamiltonien (2.62), on suppose que l'on peut en revanche distinguer les deux types d'excitations élémentaires.

19. Voir aussi les approches de Heinrich [75], Turov [159] et Korenman [96].

20. Voir le calcul de Kambersky [92].

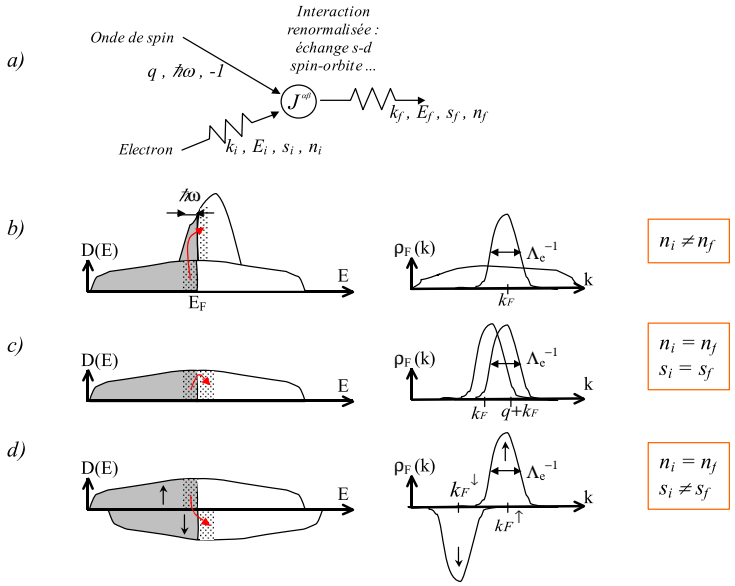


FIG. 2.14 – *a) Diagramme de la diffusion d'un électron itinérant par une onde de spin. s et n désignent respectivement le spin d'un électron et l'indice de la bande auquel il appartient. b-c-d) Représentation schématique de la densité des états électroniques avec leur occupation (gauche) et du recouvrement des fonctions d'onde électroniques au niveau de Fermi en présence de collisions (droite). b) Cas d'une diffusion inter-bande. c) Cas d'une diffusion intra-bande sans spin-flip. d) Cas d'une diffusion intra-bande avec spin-flip.*

Le calcul du temps de relaxation passe ensuite par une évaluation appropriée du volume des états électroniques disponibles. La relaxation des électrons eux-même générant une incertitude sur le vecteur d'onde inversement proportionnelle au libre parcours moyen Λ_e, c'est principalement la condition de conservation de l'énergie qui interviendra dans ce décompte. Associée au principe d'exclusion, elle limite les états électroniques à une bande de largeur en énergie $\hbar\omega$ autour de l'énergie de Fermi [22]. Ainsi la fréquence de relaxation d'une onde de spin d'énergie $\hbar\omega$ et de vecteur d'onde q s'écrira :

$$\tau^{-1} = \omega \frac{|\widetilde{J}^{\alpha\beta}(q)|^2}{E_F^2} A(q, \Lambda_e) \tag{2.75}$$

Où $|\widetilde{J}^{\alpha\beta}(q)|$ est une moyenne de la transformée de Fourier de l'élément de matrice qui intervient dans la collision et $A(q, \Lambda_e)$ est une moyenne du recouvrement de fonctions d'ondes d'électrons situés au niveau de Fermi (voir une évaluation de ce facteur pour les différents types de collisions dans la table 2.1 [21]).

On obtient donc un taux de relaxation du nombre d'excitations proportionnel à la fréquence. Ceci donne une largeur de raie linéaire en fréquence (voir les arguments de Heinrich sur ce point [75]), ce qui est compatible avec la plupart des mesures disponibles et peut être modélisé par la formulation LLG avec un paramètre α indépendant de la fréquence. Notons également que cette approche prévoit différentes dépendances en température pour la relaxation : puisque Λ_e^{-1} augmente avec T, la relaxation spin-flip est croissante en température tandis que la relaxation sans spin-flip est décroissante (avec éventuellement une saturation) et la relaxation inter-bande à peu près constante.

21. On peut se représenter l'évolution $A(q, \Lambda_e)$ en considérant le recouvrement entre les densités de probabilité reportées sur la droite de la figure 2.14.

	diffusion intra-bande	diffusion inter-bande
spin-flip (échange s-d)	$\frac{1}{(k_F^+ - k_F^-)\Lambda_e}$	constant
pas de spin-flip (spin-orbite)	$\frac{k_F arctan(\Lambda_e q)}{q}$	constant

TAB. 2.1 – *Forme du facteur de recouvrement $A(q, \Lambda_e)$ de l'équation (2.75) pour les différents types de collisions d'un électron sur une onde de spin. D'après Berger [22]*

matériau	Fe	Co	Ni	$Ni_{80}Fe_{20}$
α à 300 K	0.002	0.004	0.03	0.005 – 0.007
références	[40, 151], film [128]	[151]	[151]	[19], film [114, 117, 16]
$\alpha(T)$	$\searrow$ 0-100 K			$\longrightarrow$ 0-800 K

TAB. 2.2 – *Liste des plus faibles amortissements mesurés dans les principaux métaux magnétiques à température ambiante et de leur dépendance schématique en température. Les résultats ont été obtenus dans des matériaux massifs en ôtant la contribution d'échange-conductivité (2.73). On a ajouté les références de mesures sur des films minces de Fe (monocristallin) et $Ni_{80}Fe_{20}$ (polycristallins) ayant donné des résultats équivalents. Tous les résultats ont été convertis en paramètre de Gilbert adimensionné.*

Ces prédictions peuvent expliquer qualitativement les variations des coefficients d'amortissement entre les principaux métaux magnétiques (table 2.2) :

- dans Fe, Co et Ni, on a un couplage spin-orbite non négligeable qui se traduit par une relaxation de type non-spin flip (avec une augmentation à basse température) ;
- Ni comporte également des points de dégénérescence, ce qui conduit à une relaxation inter-bande élevée à l'ambiante ;
- dans $Ni_{80}Fe_{20}$, le spin-orbite est plus faible mais le désordre d'alliage se traduit par un libre parcours moyen assez court (et pratiquement indépendant de la température), il y a un bon recouvrement des fonctions d'onde relatives au processus spin-flip ;
- Fe est finalement le matériau le plus favorable, présentant à la fois un spin-orbite modéré, une aimantation élevé (d'où une valeur élevée pour le splitting d'échange $k_F^\uparrow - k_F^\downarrow$) et un libre parcous moyen suffisamment grand.

2.3.3.3 Processus à deux magnons

Ce processus nécessite une certaine inhomogénéité magnétique (non-uniformité de l'aimantation ou de l'anisotropie, rugosité de surface) induisant un couplage entre le mode uniforme (ou une onde de spin à faible vecteur d'onde) et des ondes de spin à grand vecteur d'onde de même énergie (figure 2.15a). Ce processus exige donc une forme non-monotone de la dispersion des ondes de spin. Comme on l'a vu dans le paragraphe 2.3.1, le cas de gros échantillons sphériques a été traité dès les années 50 [139], le problème de la relaxation dans un film très mince n'a en revanche été abordé que plus récemment. Dans ce cas, on a des dégénérescences en fréquence lorsque le film est aimanté tangentiellement mais pas dans la configuration normale (figure 2.15b). Ce processus est donc extrêmement dépendant de la géométrie de mesure, ce qui lui confère une signature expérimentale bien particulière. En présence d'une forte anisotropie de surface, le calcul de Arias et Mills [13] prévoit une contribution significative à l'amortissement dans le cas de films très fins et ce même pour une rugosité modérée.

Ce type de relaxation a été observé récemment sur des films très minces de Nickel-Fer sans couche de protection [14], sur des films ayant été déposés sur un substrat irrégulier [104]

FIG. 2.15 – *a) Diffusion d'une onde de spin par un défaut magnétique. b) Dispersion des ondes de spin dans un film en fonction du vecteur d'onde planaire. La zone grise représente le cas d'un film aimanté tangentiellement, la courbe pointillée le cas d'une aimantation normale.*

et sur des films couplés à une couche antiferromagnétique («exchange-bias») [103, 122]. Il se pourrait également que ce processus soit à l'origine des valeurs élevées de l'amortissement mesurées dans les couches polycristallines de matériaux à anisotropie et/ou magnétostriction non nulles (Co [8], Fe [165]).

2.3.4 Relaxation et effets de seuil

Nous allons voir que les effets de seuil, qui ont été observés dès les débuts de la résonance ferromagnétique [23], sont étroitement liés au problème de la relaxation. On se contentera ici de citer les résultats des calculs de Sparks [139] relatifs à une expérience de résonance uniforme.

La diminution de l'aimantation longitudinale associée à des angles de précession importants est responsable d'une grande variété d'effets non-linéaires. Le plus simple est l'**effet de repliement** [130] : si la fréquence de résonance dépend de la valeur de l'aimantation longitudinale, elle dépendra aussi —au second ordre— de la valeur du champ de pompage. Mais il existe également des processus plus subtils (**instabilités de Suhl**) faisant intervenir des transferts d'énergie à l'intérieur du système de spins. En général, une onde de spin a en effet une certaine ellipticité ; ceci implique que l'aimantation longitudinale associée varie au cours du temps (si les spins précessent à la pulsation ω_k, l'aimantation longitudinale oscillera à la pulsation $2\omega_k$, voir la figure 2.16a). Cette oscillation pourra se coupler de différentes manières au champ de pompage et on aura une instabilité lorsque la relaxation de l'onde de spin en question ne suffira plus à dissiper l'énergie injectée. Examinons différents cas de figure :

- Dans le cas d'un **pompage parallèle** (champ excitateur parallèle au champ statique), l'aimantation longitudinale est directement couplée à l'excitation hyperfréquence (figure 2.16b). On peut montrer [139, p. 173] que le seuil d'instabilité en champ est inversement proportionnel au temps de relaxation T_k du mode excité.
- Dans le cas du pompage transverse, on excite d'abord un mouvement de précession uniforme, qui peut à son tour se coupler à deux magnons à $k \neq 0$ (figure 2.16c). L'instabilité correspondante survient pour une pulsation d'entrée $\omega = 2\omega_k$, d'où l'existence d'une **résonance additionnelle**. Enfin, dans le cas d'un processus à quatre magnons (figure 2.16d), deux magnons uniformes sont annihilés en même temps, on a donc $\omega = \omega_k$ et l'instabilité correspondante tend à augmenter la relaxation apparente du mode principal (**saturation prématurée**).

Ainsi, les instabilités de Suhl sont associées aux phénomènes de relaxation de 2 manières : elles peuvent masquer la relaxation transverse proprement dite lorsque les mesures sont effectuées à haute puissance [23], mais elles peuvent également être utilisées pour déterminer la relaxation d'ondes de spin de grands vecteurs d'ondes [99, 65], inaccessibles aux méthodes linéaires.

FIG. 2.16 – *a) Trajectoire de l'aimantation pour un mode polarisé elliptiquement. b,c,d) Processus d'excitation d'ondes de spin à grands vecteurs d'onde relatifs à différentes instabilités. Les flèches ondulées représentent les photons de champ excitateur et les flèches droites les magnons (u désigne le mode uniforme). a) Cas du pompage parallèle. b) Cas de la résonance additionnelle en pompage transverse. c) Cas de la saturation prématurée de la résonance transverse.*

Deuxième partie

Instrumentation

Chapitre 1

Méthodes expérimentales en magnétodynamique

Ce chapitre présentera les méthodes expérimentales les plus utilisées pour étudier les propriétés gyromagnétiques des matériaux ferromagnétiques. Nous décrirons d'abord la méthode «historique» de la résonance ferromagnétique en cavité (§1.1), puis sa version large-bande (perméamètrie, §1.2). Nous traiterons ensuite deux méthodes optiques : la magnéto-optique résolue en temps (§1.3) qui est certainement la technique la plus à la mode actuellement et la diffusion Brillouin (§1.4) dont nous présenterons quelques résultats dans le chapitre 2. Puis nous évoquerons rapidement les autres méthodes existantes (§1.5) avant de donner une présentation générale de la technique que nous avons choisi d'explorer (spectroscopie d'ondes de spin propagatives, §1.6).

1.1 Résonance ferromagnétique en cavité

L'expérience de résonance ferromagnétique la plus commune consiste à placer l'échantillon dans une cavité micro-onde. On alimente celle-ci à la fréquence d'un de ses modes propres (typiquement dans la gamme 1-80 GHz) par l'intermédiaire d'un guide d'ondes et on mesure l'évolution de la puissance réfléchie en fonction du champ appliqué (figure 1.1a).

A la résonance, la puissance absorbée par l'échantillon augmente brusquement, soit une diminution égale de la puissance réfléchie P_r que l'on peut écrire (dans la limite d'un petit échantillon perturbant peu la cavité) :

$$\Delta P_r = -\langle \chi''_{\alpha\alpha} \rangle |h_1|^2 \eta \tag{1.1}$$

Où α est la direction du champ magnétique micro-onde h_1 à l'endroit où est situé l'échantillon (voir par exemple la figure 1.1b), $\langle \chi'' \rangle$ est la partie imaginaire de la susceptibilité moyenne de l'échantillon et η est le facteur de remplissage, de l'ordre du rapport entre les volumes de l'échantillon et de la cavité.

L'utilisation d'une cavité, si elle présente l'inconvénient d'une fréquence de travail fixe, offre une très bonne sensibilité. Par rapport à la puissance incidente, la puissance de pompage est en effet augmentée d'un coefficient de l'ordre du facteur de qualité de la cavité (qui peut atteindre plusieurs milliers). Cette technique a ainsi permis d'étudier des films ultra-minces en dépit des très faibles facteurs de remplissage qui leur sont associés [74, 149].

Dans le cas de petits échantillons, le pompage peut être considéré uniforme à leur échelle[1] et la susceptibilité moyenne $\langle \chi \rangle = \frac{\int m dV}{h_1 V}$ ne prendra des valeurs importantes

1. A l'inverse, dans le cas d'échantillons suffisamment grands, on peut mettre à profit la non-homogénéité

FIG. 1.1 – *a) Schéma d'un spectromètre de résonance ferromagnétique en cavité. b) Configuration du champ de pompage dans une cavité TE_{102}. D'après [51].*

que pour le mode le plus uniforme. Cependant, on observera également des modes non-uniformes si leur intégrale de recouvrement $\int m dV$ est différente de 0. On peut ainsi citer les nombreux résultats relatifs aux partiels d'ondes de spin suivant l'épaisseur dans des films minces [117, 79] ou aux partiels d'ondes magnétostatiques pour des échantillons dont les dimensions latérales sont également réduites [167, 33].

1.2 Perméamétrie

Cette technique est en quelque sorte l'équivalent large-bande de la résonance en cavité. L'échantillon est cette fois couplé à un dispositif micro-onde non résonant et sa réponse est mesurée sur la gamme de fréquence la plus étendue possible par une méthode vectorielle (analyseur de réseaux ou équivalent). Décrivons les différentes configurations ayant été proposées :

On peut d'abord exciter la résonance en injectant le signal hyperfréquence dans un conducteur situé à proximité de l'échantillon et la mesurer à l'aide d'une petite **bobine de captage** [162]. Si cette technique est particulièrement efficace à basse-fréquence, elle est limitée à haute fréquence (4 GHz en pratique) par la formation d'ondes stationnaires dans la bobine [166].

Dans une autre approche, on insère l'échantillon dans une **portion de ligne de transmission hyperfréquence** et on mesure le changement induit sur les propriétés de réflexion-transmission. De très bons résultats ont été obtenus pour une ligne coaxiale soit en remplaçant le conducteur central par un fil ferromagnétique [28], soit en insérant un spécimen toroïdal dans l'espace entre les conducteurs central et périphérique [7]. Dans ce dernier cas la perméabilité a pu être déterminée quantitativement jusqu'à 18 GHz.

Dans le cas d'un échantillon plat (couche mince déposée sur un substrat rigide), on ne peut pas utiliser la géométrie coaxiale. Une généralisation de cette configuration consiste à insérer la couche magnétique de part et d'autre d'une ligne à ruban («strip-line») mais cette disposition nécessite une modélisation appropriée de la modification des lignes de champ induite par le matériau magnétique [56][2]. Pain *et al.* ont proposé d'utiliser une portion de ligne à micro-ruban court-circuitée (figure 1.2) dont le conducteur supérieur est légèrement plus grand que l'échantillon [113] (généralisation **monospire** des bobines utilisées dans le régime radiofréquence). En supposant le champ uniforme dans la cellule, il vaut, d'après la loi de Faraday (2.31) :

$$h_1 \simeq \frac{2I}{w} \tag{1.2}$$

où w est la largeur de la cellule. L'introduction de l'échantillon magnétique provoque une variation du flux magnétique, soit une modification de l'auto-inductance :

$$\Delta L = \frac{\Delta\phi}{I} = \frac{\langle m_x \rangle t_s l_s}{I} = \mu_0 \langle \chi_{xx} \rangle \frac{2 t_s l_s}{w} \tag{1.3}$$

où t_s est l'épaisseur de la couche magnétique et l_s sa longueur.

du champ de pompage en certains endroits de la cavité (position centrale sur la figure 1.1b) pour se coupler efficacement à des modes non-uniformes [49].

2. On peut également citer les lignes de transmission intégrant des couches ferromagnétiques par croissance et lithographie [147, 42].

FIG. 1.2 – *Schéma de la cellule de mesure monospire de Pain* et al.. *L'échantillon et son substrat sont représentés en grisé. Schéma modifié d'après [166]*

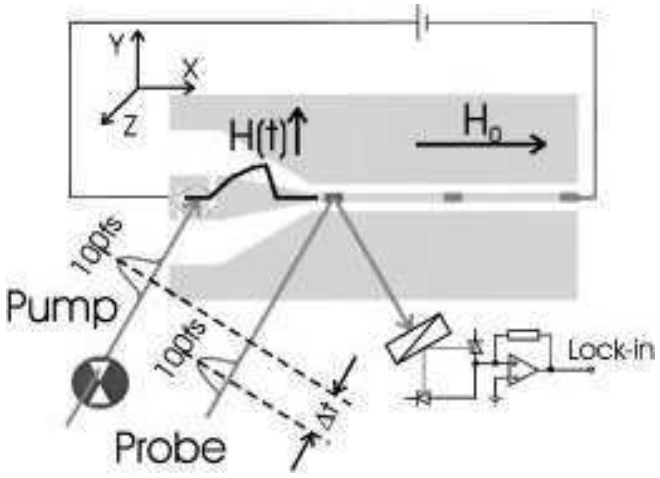


FIG. 1.3 – *Exemple de dispositif de magnétométrie magnéto-optique ultra-rapide. D'après [63].*

Dans la pratique, la fréquence de travail est limitée par l'effet de capacité entre les deux conducteurs. Celui-ci devenant dominant lorsque la dimension de la cellule est proche d'un quart de la longueur d'onde, on obtient une limite de l'ordre de 6 GHz pour des dimensions de films raisonnables ($l_s \sim w_s \sim 1\ cm$). En utilisant des procédures de modélisation et de calibrage appropriées [113, 66, 110], cette méthode donne une détermination quantitative de la susceptibilité moyenne jusqu'à la fréquence limite. Notons également que le caractère large bande de cette technique permet de choisir assez librement le champ appliqué et en particulier de travailler sur l'état rémanent. Enfin, on mentionnera des mesures récentes de perméabilité pour le mode fondamental de réseaux de rubans de largeur micrométrique [62, 115].

1.3 Magnéto-optique résolue en temps

C'est certainement la technique qui a été explorée le plus en détail dans les dernières années. C'est une méthode stroboscopique utilisant des impulsions lasers courtes pour sonder, par l'intermédiaire du couplage magnéto-optique [81], l'évolution temporelle de l'aimantation à la surface d'un film.

Un exemple de dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.3. La précession de l'aimantation est excitée par une impulsion de courant délivrée dans un guide d'onde coplanaire en déclenchant un commutateur photorésistif («Auston switch») à l'aide d'une première impulsion laser (impulsion pompe). Une seconde impulsion (impulsion sonde) est envoyée sur l'échantillon avec un retard Δt contrôlé. On mesure finalement l'état de polarisation du faisceau réfléchi, ce qui —par l'intermédiaire de l'effet Kerr— donne accès à l'une des composantes de l'aimantation de l'échantillon. Cette séquence, répétée un grand nombre de fois en modifiant légèrement le retard, permet ainsi de reconstituer l'évolution temporelle des différentes composantes du vecteur aimantation. En focalisant le faisceau lumineux et en le balayant sur la surface de l'échantillon, on peut également générer le «film» de la réponse magnétique impulsionnelle [77], avec une résolution pouvant approcher

FIG. 1.4 – *a) Diffusion inélastique d'un photon par une excitation élémentaire. b) Polarisation électrique induite par couplage magnéto-optique à une onde de spin (on a ici pris l'exemple d'une onde magnétostatique de surface). c) Configuration de mesure en «rétro-diffusion», on donne sur la figure la valeur du vecteur d'onde de transfert ainsi que l'étalement Δq associé à la largeur finie de la lentille de collecte.*

la longueur d'onde de la lumière utilisée.

Il existe de nombreuses variantes possibles [59] : l'impulsion de courant peut être délivrée électroniquement par un générateur rapide [20] ou optiquement en pompant une barrière Schottky sous l'échantillon [9] et même en modulant directement l'anisotropie du système [156]. On peut également détecter la lumière générée par la partie non-linéaire du couplage magnéto-optique [43, 135].

Au-delà de son unique capacité d'imagerie, cette méthode présente l'avantage d'une grande bande passante (déterminée par les largeurs des impulsions de courant et de sonde). Contrairement aux méthodes de résonance, cette technique n'étudie pas l'axe des fréquences mais celui des temps. Pour de petites amplitudes, l'axe des fréquences est souvent préféré (en particulier pour séparer les différents modes propres) et on effectue généralement une transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle pour s'y ramener. A l'inverse, ce type de méthode est particulièrement adapté à l'étude d'un problème intrinsèquement impulsionnel et non-linéaire comme celui du retournement de l'aimantation.

C'est avec cette méthode qu'ont été obtenus la majorité des résultats concernant la dynamique de petits objets : oscillations de petites amplitudes dans un disque [77, 8] ou retournement de l'aimantation d'un élément rectangulaire [37].

1.4 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est une technique de diffusion inélastique de lumière permettant de sonder les excitations élémentaires[3] thermiquement excitées dans la gamme $1 - 100\ GHz$.

Un processus typique de diffusion est représenté sur la figure 1.4a : l'annihilation[4] d'une excitation élémentaire d'énergie $\hbar\omega$ et de vecteur d'onde $\overrightarrow{q}$ conduit à un changement d'énergie $E_f - E_i = \hbar\omega$ et de vecteur d'onde $\overrightarrow{k}_f - \overrightarrow{k}_i = \overrightarrow{q}$ pour le photon diffusé.

L'interaction d'un photon avec une onde de spin est régie par le couplage magnéto-optique : la polarisation électrique $\overrightarrow{P}$ dépend ainsi quelque peu de la direction de l'aimantation, soit [39] :

$$\overrightarrow{P} = (\overline{\overline{\epsilon}}_{nm} - 1)\,\overrightarrow{E} + \frac{K}{M_s}\,\overrightarrow{E} \wedge \overrightarrow{M} \tag{1.4}$$

où $\overline{\overline{\epsilon}}_{nm}$ est la partie non-magnétique (symétrique) du tenseur de permittivité, $\overrightarrow{E}$ est le champ électrique et K est le coefficient de couplage magnéto-optique. En présence d'une onde de spin, on a une petite oscillation de l'aimantation à la pulsation ω (figure 1.4b). La polarisation induite par l'onde lumineuse $\overrightarrow{E}_0$ contient donc, en plus de la réponse non-magnétique $\overrightarrow{P}_{nm}$, une petite composante $\overrightarrow{P}_m$ à la pulsation $\frac{E_i}{\hbar} + \omega$ orthogonale à la polarisation de l'onde lumineuse[5].

3. Aussi bien les phonons que les ondes de spin.

4. Le processus de création d'une excitation élémentaire sera décrit de la même façon en changeant les signes de l'énergie et du vecteur d'onde transférés.

5. En analysant la polarisation de la lumière diffusée, on pourra ainsi séparer la diffusion par les ondes de spin de la diffusion par les phonons.

FIG. 1.5 – *Schéma d'un montage de diffusion Brillouin pour la mesure des ondes de spin thermiquement excitées. D'après [1].*

Dans cette approche semi-classique [39], l'onde diffusée résultera de l'interférence entre les ondes lumineuses rayonnées par chacun des dipôles $\overrightarrow{P}dV$. Dans le cas d'une onde se propageant parallèlement à l'interface entre le matériau magnétique et l'air (cas d'une couche mince ou d'une onde de surface pour un matériau massif), ces interférences ne seront constructives que si l'on satisfait la condition $\overrightarrow{k}^{\parallel}_f = \overrightarrow{k}^{\parallel}_i + \overrightarrow{q}$. En d'autres termes, la présence de l'interface brise l'invariance par translation dans la direction normale et seul le vecteur d'onde planaire est conservé.

La faible intensité du signal diffusé (environ 10^{-12} fois moins intense que l'onde incidente) ainsi que son faible décalage en fréquence (pour une onde incidente dans le visible, $\frac{\hbar\omega}{E_i} \approx 10^{-5}$) nécessitent une instrumentation assez sophistiquée [109, 78]. Le dispositif couramment utilisé est représenté sur la figure 1.5. Un faisceau laser relativement intense (laser à ions argon) est focalisé sur l'échantillon. La géométrie la plus utilisée est celle de la rétrodiffusion (figure 1.4c) : la lumière diffusée est collectée par la lentille servant à focaliser le faisceau. Le faisceau diffusé est ensuite analysé en polarisation puis collimaté.

L'analyse en énergie est assurée par un interféromètre de Fabry-Pérot[6] de type tandem à triple passage : l'utilisation de deux jeux de lames partiellement réfléchissantes inclinés l'un par rapport à l'autre permet en effet d'augmenter considérablement l'espacement entre les ordres successifs d'interférence (effet de type vernier [109]). Le triple passage contribue à augmenter la sélectivité. Enfin, après un dernier filtrage, la lumière est envoyée sur un détecteur très sensible (photodiode ou photomultiplicateur).

Le spectre en fréquence sera obtenu en reportant l'intensité lumineuse mesurée en fonction du décalage en translation de la platine de l'interféromètre. En modifiant l'angle d'incidence de la lumière, on pourra sélectionner différents vecteurs d'onde de transfert et ainsi mesurer la relation de dispersion d'un mode d'ondes de spin (voir par exemple les mesures de la figure 2.1).

Cette méthode a été appliquée à la fois aux matériaux massifs (dans lesquels elle a permis de mettre en évidence des ondes de surface et de volume) et aux couches minces et ultra-minces [39]. Dans ce dernier cas, la technique a montré une sensibilité à peu près comparable à celle de la résonance magnétique en cavité. L'avantage principal de la diffusion Brillouin réside dans la possibilité de choisir le vecteur d'onde dans une gamme étendue ($1 - 20\ 10^6\ m^{-1}$). On notera également que c'est une technique relativement locale (le faisceau incident est généralement focalisé sur environ 30 μm). Sa faiblesse principale est certainement sa résolution en fréquence : celle de l'interféromètre lui-même est de l'ordre de 0.1 GHz, et le fait de collecter la lumière diffusée sur un angle solide important (voir figure 1.4c) conduit à une incertitude significative sur le vecteur d'onde qui se traduit par une incertitude $\Delta f = \frac{v_g}{2\pi}\Delta q$ supplémentaire sur la fréquence (v_g étant la vitesse de groupe de la branche d'ondes de spin étudiée).

On notera enfin que cette technique a récemment été appliquée par plusieurs groupes au cas de petits éléments magnétiques (voir l'article de revue de Demokritov et Hillebrands [47], voir aussi le chapitre 2).

6. C'est l'utilisation de cet interféromètre qui distingue la diffusion Brillouin de la diffusion Raman. Celle-ci utilise en effet une analyse en énergie par diffraction et s'applique à des excitations de plus haute énergie.

FIG. 1.6 – *Expérience de Brundle et Freedman (d'après [31]). a) Schéma du montage. b) Mesures relatives à l'expérience de propagation d'un paquet d'ondes de spin progressives : retard et atténuation de l'impulsion hyperfréquence transmise en fonction du champ appliqué. c) Signal réfléchi par l'antenne d'émission alimentée en régime sinusoïdal en fonction du champ appliqué. En encart, schéma des modes d'ondes stationnaires de surface. Les paramètres de la plaque sont : $s = 0.5\ mm$, $l = 8.5\ mm$ (largeur 4.2 mm), $\mu_0 M_s = 0.175\ T$, la fréquence est de 3 GHz.*

1.5 Autres méthodes

Avant de discuter la méthode que nous avons choisie d'explorer, nous mentionnerons quelques méthodes moins «classiques» que les quatre précédentes.

Citons d'abord la possibilité de combiner une excitation hyperfréquence avec une détection optique (diffusion Brillouin [141, 136], microscopie magnéto-optique [145, 15]) ou d'utiliser la détection inductive dans le régime impulsionnel [134].

On peut également détecter la petite diminution de la composante statique de l'aimantation induite par la précession, ce qui permet de profiter des avantages des méthodes basse fréquence. Citons en particulier l'utilisation d'une détection mécanique[7] ou de méthodes standard de microscopie magnéto-optique [50, 12].

Enfin, en insérant l'élément magnétique dans un empilement magnétorésistif (GMR ou TMR) et en utilisant une détection électronique large-bande, on peut mesurer directement la réponse impulsionnelle d'un élément unique [129, 95]. Si l'amplitude des effets magnétorésistifs rend cette méthode particulièrement attrayante, on notera toutefois que le couplage de l'élément magnétique libre avec le reste de l'empilement est susceptible d'affecter significativement sa dynamique.

1.6 Spectroscopie d'ondes de spin propagatives

Pour expliquer dans le détail le principe de cette méthode, nous décrirons d'abord l'expérience historique de Brundle et Freedman [31] (§1.6.1) avant de donner un rapide historique de son utilisation (§1.6.2). Puis nous discuterons le choix des paramètres expérimentaux dans l'application de cette technique à des films métalliques (§1.6.3).

1.6.1 Expérience de Brundle et Freedman

Le montage utilisé est représenté sur la figure 1.6a : les conducteurs centraux de deux lignes coaxiales sont prolongés de part et d'autre d'une plaque monocristalline de grenat d'Yttrium puis reliés à la masse. Lorsque l'on injecte un signal hyperfréquence dans un des câbles, le courant qui traverse le conducteur correspondant créé un champ magnétique orthoradial fortement non-uniforme. Cette excitation est donc susceptible de se coupler à des ondes de spin dans une grande gamme de vecteur d'ondes et on parlera —en utilisant le vocabulaire de l'électromagnétisme— d'**antenne à ondes de spin**. Grâce à la deuxième antenne, on peut réaliser une expérience de type **émission-réception**. Brundle et Freedman ont ainsi mesuré le retard et l'atténuation de l'impulsion transmise (figure 1.6b), ce qui leur a permis de caractériser la vitesse de groupe et le temps de relaxation des ondes

7. Le MRFM (Magnetic Resonance Force Microscope) repose ainsi sur l'utilisation d'un levier de microscopie à force atomique. Cette technique offre une très bonne sensibilité, comme l'ont récemment démontré des membres de notre groupe (Vincent Charbois et Olivier Klein [36, 35]).

de spin excitées[8]. Ce type de mesure présente l'avantage de séparer les dispositifs d'excitation et de détection. Le signal mesuré ainsi n'est significatif qu'en présence d'une réponse gyromagnétique résonante. D'autre part, en changeant le champ appliqué ou la fréquence, on peut sélectionner différents vecteurs d'onde et ainsi balayer une partie de la courbe de dispersion des ondes de spin.

En travaillant à des champs appliqués plus élevés, Brundle et Freedman ont également pu observer les modes propres de grandes longueurs d'onde de la plaque. En particulier, en envoyant dans l'antenne d'émission un signal hyperfréquence non modulé, ils ont constaté des **résonances sur le signal réfléchi** (figure 1.6c) pour des valeurs du champ correspondant aux différents partiels d'onde stationnaires dans la longueur de la plaque. Ce dernier type de mesures se rapproche beaucoup de la méthode de perméamétrie puisque les résonances se manifestent également par une variation d'auto-inductance. La seule différence réside dans la forme de l'excitation : tandis qu'en perméamétrie on utilise le champ le plus uniforme possible, le pompage est ici très inhomogène. Cela permet de se coupler efficacement à des modes d'indices différents mais rend plus délicate toute interprétation quantitative de l'amplitude des résonances.

1.6.2 Petit historique de la méthode

On citera d'abord les variantes proposées quant à la forme des antennes : géométrie micro-ruban [131, 61] (la plus utilisée), lignes coplanaires [160], structures périodiques de type serpentin [126] ou antennes mobiles [126, 158].

On notera ensuite une forte connotation appliquée pour la majorité des travaux dans ce domaine : les dispositifs à ondes de spins propagatives basés sur des films de grenat d'Yttrium ont été rapidement pressentis comme d'excellents candidats pour le traitement analogique des signaux micro-ondes. Pour des champs appliqués raisonnables, les fréquences de travail sont en effet dans le domaine 1-10 GHz, fréquences inaccessibles aux dispositifs à ondes acoustiques de surface couramment utilisés. De plus, la possibilité de modifier la fréquence de travail en changeant le champ extérieur semblait très prometteuse et on dispose maintenant de films présentant de très faibles pertes. Parmi les dipositifs proposés (voir l'article de revue de Ishak [82]), on citera des lignes à retard [131], des filtres ou des isolateurs[9]. Citons également les dispositifs utilisant les propriétés gyromagnétiques non-linéaires : améliorateurs de rapport signal sur bruit [10] ou limiteurs. Malgré ce grand nombre de travaux, il semble que ce type de dispositifs n'aient pas rencontré de succès commercial, sans doute à cause d'un coût trop élevé.

Enfin, d'un point de vue fondamental, cette technique a été utilisée pour caractériser la relaxation dans des films de grenat [69, 72] ou pour observer les effets d'hybridation entre les différents partiels d'onde de spin suivant l'épaisseur [126]. Assez récemment, elle a connu un net regain d'intérêt avec son utilisation dans des expériences de propagation non-linéaire (solitons [136], amplification paramétrique [105]).

1.6.3 Dimensionnement de l'expérience : application au cas d'un film mince de permalloy

Comme l'indique le tableau 1.1, le système auquel nous nous sommes intéressé —un film de $Ni_{80}Fe_{20}$ d'une trentaine de nanomètres d'épaisseur— est très différent de ceux qui

8. Dans cette configuration de mesure les ondes de spin excitées ont un vecteur d'onde suffisamment grand pour pouvoir négliger l'effet des bords de l'échantillon et les assimiler à des ondes progressives.

9. Les isolateurs et circulateurs commerciaux sont basés sur des matériaux magnétiques (films épais ou échantillons massifs de ferrites) mais ne font pas intervenir à proprement parler des ondes de spins progressives, contrairement aux protoypes évoqués par Ishak.

		paramètres matériau		paramètres de dispersion à $k \to 0$			
	d (μm)	$\mu_0 M_s$ (T)	α	$\mu_0 H_0$ (mT)	v_g (μm.ns^{-1})	T_2 (ns)	L_{att} (μm)
YIG	5	0.175	0.00015	51	63	270	17000
$Ni_{80}Fe_{20}$	0.03	1	0.005	11	12	2.2	26

TAB. 1.1 – *Comparaison des différents paramètres régissant la propagation des ondes magnétostatiques de surface à grandes longueurs d'onde dans le cas d'un film épais de YIG (paramètres proches de [61]) et dans le cas d'un film mince de permalloy. Dans les deux cas, $f = 3$ GHz et $g = 2$. Notations utilisées : d : épaisseur du film ; α : coefficient d'amortissement de Gilbert (on a pris le cas d'un film de YIG dont la largeur à mi-hauteur serait de 0.015 mT à 3 GHz); H_0 : champ appliqué; v_g : vitesse de groupe, T_2 : temps de relaxation transverse, L_{att} : longueur d'atténuation.*

ont été utilisés jusqu'alors pour la spectroscopie d'ondes de spin propagatives[10]. Ceci exige ainsi un changement d'échelle approprié [16].

Considérons d'abord l'amortissement : le caractère métallique du permalloy se traduit par une augmentation de l'amortissement de plus d'un ordre de grandeur. Ainsi, pour conserver un signal transmis mesurable, on cherchera à rapprocher les deux antennes et à travailler avec des ondes de spin ayant une vitesse de groupe élevée (d'après la figure 2.10, les ondes magnétostatiques de surface à faible vecteur d'onde seront optimales à cet égard[11]). En combinant les valeurs de la vitesse de groupe et du temps de relaxation, on obtient une longueur d'atténuation L_{att} (définie comme la distance au bout de laquelle l'amplitude de l'aimantation dynamique a diminué d'un facteur e) :

$$L_{att} = v_g T_2 = 26 \ \mu\text{m} \tag{1.5}$$

On choisira en pratique de séparer les antennes d'une distance de 50 à 100 μm de façon à obtenir une atténuation propagative mesurable, de l'ordre de 15 à 30 dB. La largeur des antennes —nécessairement inférieure à leur espacement— sera choisie de l'ordre de 10 μm, ce qui est tout à fait compatible avec les techniques de lithographie optique standard (§2.2.1).

Un autre paramètre important est la longueur des antennes. Comme Brundle et Freedman, nous avons choisi de les court-circuiter de manière à maximiser le champ magnétique. Nous avons également choisi de les dessiner suffisamment courtes pour que la réponse en réflexion reste essentiellement inductive, ce qui permet ensuite —comme dans le cas d'une cellule monospire (§ 1.2)— d'en extraire facilement la réponse gyromagnétique. Si, comme Pain et al. [113], on estime que les effets capacitifs restent petits tant que la longueur est très inférieure à un quart de la longueur d'onde électromagnétique, une antenne de 1 mm devrait convenir jusqu'à 20 GHz ($\lambda/4 = 3.75$ mm). Nous reviendrons dans les chapitres 3 et 1 sur l'implémentation de cette technique.

10. Les expériences les plus récentes utilisent des films de grenat plus fins (2-150 μm) que la plaque de Brundle et Freedman mais encore bien plus épais que les films métalliques courants.

11. On notera que des vitesses de groupe beaucoup plus élevées peuvent être obtenues avec des films plus épais. Le film de 250 nm utilisé par Silva pour sa mesure magnéto-optique des ondes magnétostatiques [135] est certainement optimal à ce titre. Cependant, le fait de travailler avec un film plus mince permet de s'affranchir de deux complications éventuelles : le rôle des courants de Foucault (§2.3.3) pour des vecteurs d'onde de l'ordre du micromètre et une trop grande proximité entre les différents partiels d'ondes de spin suivant l'épaisseur (§2.2.3).

Chapitre 2

Méthodes de microfabrication

Les dimensions des objets que nous avons étudiés (épaisseur de 30 nm, largeur de l'ordre du micromètre) ont nécessité de faire appel à des méthodes de microfabrication. Nous allons maintenant exposer les techniques utilisées. Nous parlerons d'abord des dépôt des couches minces (§ 2.1) puis de l'étape de lithographie proprement dite (c.-à-d. l'écriture de motifs sur un film de résine, § 2.2). On décrira également les procédés permettant de transférer ces motifs dans le matériau voulu (§ 2.3). Enfin nous exposerons deux protocoles complets (§ 2.4) : la fabrication d'échantillons intégrés motifs magnétiques-antennes et celle de réseaux denses de plots et rubans magnétiques pour les mesures de diffusion Brillouin.

2.1 Dépôts de couches minces

2.1.1 Evaporation

La figure 2.1a représente un exemple typique de bâti d'évaporation par faisceau d'électrons [17]. Des électrons sont d'abord éjectés d'un filament chauffé puis accélérés par une différence de potentiel. Ils sont ensuite défléchis par un champ magnétique et arrivent sur un creuset contenant le matériau à déposer. Le faisceau d'électrons chauffe localement le matériau jusqu'à l'évaporer. Une partie de la vapeur ainsi formée se condensera finalement sur un substrat placé en face du creuset. L'épaisseur déposée est évaluée en mesurant la fréquence d'un oscillateur à quartz placé à proximité. L'ensemble est disposé dans une enceinte maintenue sous vide.

Les films de permalloy utilisés ont été déposés en utilisant cette technique (dans le bâti ultra-vide de Kaiserslautern). Nous avons utilisé l'évaporateur à faisceau d'électrons du laboratoire pour fabriquer certaines des antennes et pour déposer les couches de titane du procédé de transfert par lift-off (§ 2.3.1).

Il existe une autre méthode d'évaporation, plus ancienne et plus rustique, appelée évaporation Joule [17]. Dans ce cas, le matériau est chauffé en faisant passer un courant très fort dans le creuset (plusieurs centaines d'ampères). Nous avons utilisé cette technique pour les dernières antennes utilisées, pour certaines des couches isolantes (SiO) et pour les films de germanium du procédé de transfert par tricouche (§ 2.4.2.3).

FIG. 2.1 – *a) Bâti d'évaporation par faisceau d'électrons. b) Bâti de pulvérisation cathodique radiofréquence à magnétron.*

2.1.2 Pulvérisation

La figure 2.1b schématise le bâti de pulvérisation cathodique radio-fréquence utilisé dans notre laboratoire. Le principe de la technique de pulvérisation est de bombarder une cible faite du matériau à déposer avec des ions et d'en éjecter, par transfert de quantité de mouvement, des atomes [1].

Dans notre cas, le bombardement ionique est obtenu en créant un plasma au-dessus de la cible [106] : après introduction d'un gaz inerte dans l'enceinte (Argon à une pression de quelques microbars), on applique une tension alternative entre la cible (cathode) et une électrode située juste au-dessus (anode) ; la différence de potentiel ionise le gaz et les ions Argon sont attirés par la cible lorsqu'elle est à un potentiel négatif.

Nous avons utilisé cette technique pour déposer certaines des couches isolantes (SiO_2, Si_3N_4) ainsi que les films de molybdène du procédé de transfert par bicouche (§ 2.4.2.2).

2.1.3 Caractérisation des films de permalloy utilisés

2.1.3.1 Le permalloy : matériau idéal

Le permalloy est un alliage de nickel et de fer possédant des propriétés particulièrement intéressantes [27]. Ces deux matériaux présentent en effet des magnétostrictions non nulles et opposées. Pour un mélange contenant environ 20 % de fer, les contributions magnétostrictives des deux éléments se compensent. Il se produit en outre un phénomène similaire pour l'anisotropie magnétocristalline [2].

Ces propriétés présentent un avantage pratique considérable : sauf précautions particulières, les matériaux fabriqués sont en effet polycristallins. La distribution aléatoire des axes cristallins (auxquels sont liés les axes d'anisotropie et de magnétostriction) se traduit en général par des propriétés magnétiques assez complexes. Les joints de grains peuvent par exemple gêner la propagation des parois de domaine, ce qui se traduit par une coercivité élevée. Ne présentant ni anisotropie ni magnétostriction (matériau dit «doux»), le permalloy aura des propriétés nettement plus idéales et ce même sous forme polycristalline [3].

Lors des premiers développements des technologies de dépôt, on a cherché à reproduire sur des couches minces les propriétés idéales du permalloy massif. Des résultats satisfaisants ont été obtenus assez rapidement, principalement par les techniques de pulvérisation. Citons en particulier :

- Une faible magnétostriction et une faible coercivité, obtenues à condition d'éviter une trop grande contamination par l'oxygène durant le dépôt [73] ;
- Une petite anisotropie (champ d'anisotropie de l'ordre de 0.5-1 mT), obtenue en appliquant un champ pendant le dépôt [107] ;
- Des pertes hyperfréquence modérées [114] (paramètre d'amortissement identique à celui du matériau massif [4]).

1. On distingue plusieurs techniques selon la façon dont les ions sont produits [17] : pulvérisation par faisceau d'ions, ou pulvérisation cathodique. Dans ce dernier cas, la tension appliquée peut être continue ou alternative. L'utilisation d'une tension radio-fréquence aura l'avantage d'autoriser une évacuation efficace des charges, même dans le cas d'une cible isolante. On distinguera également les cas où des aimants permanents (voir la figure 2.1b) sont placés sous la cible (technique «magnétron») du cas contraire (technique «diode»). La technique magnétron permet un meilleur confinement du plasma et augmente l'efficacité de l'ionisation.

2. Dans ce cas, la compensation a lieu pour 30 % de fer, mais l'anisotropie reste très faible pour la composition du permalloy.

3. On citera en particulier sa forte perméabilité initiale, qui en a fait un matériau de choix dans les premiers transformateurs utilisés en téléphonie dès le début du siècle dernier.

4. Du point de vue de l'amortissement le permalloy présente deux avantages : l'addition de fer dans le nickel permet, même en petites quantités [19], de s'affranchir des diffusions interbandes (figure 2.14) qui

FIG. 2.2 – *Caractérisation des films de permalloy utilisés. a) Cycle d'aimantation obtenu par magnétométrie Kerr. b) Courbe de réflectivité de neutrons polarisés (sous un champ extérieur de 1.2 T). Les courbes en traits continus représentent un ajustement correspondant aux paramètres de la table 2.1.*

épaisseur	densité	longueur de diffusion	moment magnétique	aimantation
$d = 37$ nm	$\rho = 9.5\,10^{28}$ at.m^{-3}	$b = 10.13$ fm	$\mu = 1.04\ \mu_B$/at	$\mu_0 M_s$ =1.15 T

TAB. 2.1 – *Paramètres structuraux et magnétiques utilisés pour l'ajustement de la courbe de neutrons polarisés de la figure 2.2b. Ajustement effectué par la méthode présentée en [112].*

2.1.3.2 Couches de permalloy utilisées

Les films utilisés ont été réalisés par l'équipe du Pr. Hillebrands à l'université de Kaiserslautern. Ils ont été déposés dans un évaporateur à faisceau d'électrons, sous ultra-vide et à faible taux (0.1 nm/s). Les substrats utilisés sont des substrats de Silicium orientés <111>(pour les échantillons mesurés en diffusion Brillouin) ou des plaquettes de verre (pour les échantillons mesurés par méthode hyperfréquence). Les films ont une épaisseur de l'ordre de 30 nm et sont recouverts d'une couche de protection de 2 nm.

Pour les caractériser, nous avons utilisé deux techniques disponibles au laboratoire : la magnétométrie Kerr (voir [112] pour une description du dipositif utilisé) et la réflectivité de neutrons polarisés (voir [112] ou [55]).

Un cycle d'aimantation obtenu par magnéto-optique est représenté sur le figure 2.2a. Le champ coercitif, de l'ordre de 0.3 mT, est un peu supérieur aux valeurs rencontrées le plus souvent dans la littérature. Aucune anisotropie dans le plan du film n'a été observée, ce qui est attribué au fait qu'aucun champ n'a été appliqué pendant le dépôt.

La figure 2.2b représente une courbe de réflectivité de neutrons polarisés réalisée par Frédéric Ott sur le réflectomètre PRISM du laboratoire Léon Brillouin. Les paramètres utilisés pour l'ajustement sont reportés dans la table 2.1. Notons que l'aimantation est supérieure à celle du matériau massif (très proche de 1 T pour la composition $Ni_{80}Fe_{20}$).

On notera enfin que les mesures hyperfréquences que nous présenterons dans le chapitre 1 peuvent également être considérées comme des caractérisations. Citons en particulier les positions de résonance et les largeur de raies obtenues sur une large gamme de fréquence dans la configuration «MSBVW» (figure 1.3). La valeur d'aimantation obtenue est compatible avec celle de la table 2.1 tandis que le paramètre d'amortissement est proche de celui du matériau massif (table 2.2) [5].

2.2 Lithographie

Les deux techniques d'«écriture» les plus communément utilisées, tant en recherche que dans l'industrie de la microélectronique sont les lithographies optique et électronique. Il en existe de nombreuses variantes [29] et nous ne décrirons ici que les techniques utilisées dans notre laboratoire.

donnent une relaxation importante. D'autre part, la compensation de l'anisotropie et de la magnétostriction peuvent diminuent considérablement la contribution des processus à deux magnons (figure 2.15) par rapport au cas de couches polycristallines quelconques.

5. Nous avons aussi déposé un certain nombre de films en pulvérisation sous vide secondaire (paramètres identiques à ceux utilisés en [106]). Le champ coercitif obtenu est de 0.2 mT, l'aimantation de l'ordre de 0.9 T et le paramètre d'amortissement de 0.007 environ.

FIG. 2.3 – *Processus de lithographie ultra-violette en mode contact avec une résine positive. a) Nettoyage du substrat. b) Etalement de la résine. c) Insolation. d) Développement. Dans les deux derniers stades, on a schématisé différents effets de propagation lumineuse : diffraction (à gauche), absorption par la résine (au milieu) réflexion à l'interface avec le substrat (à droite).*

2.2.1 Lithographie optique

C'est la méthode standard pour réaliser des motifs «modérément» petits (1 μm-1 mm). Un processus typique de lithographie ultra-violette par contact [60] est représenté sur la figure 2.3.

On commence par nettoyer le substrat (éventuellement recouvert du ou des films que l'on voudra structurer ultérieurement) puis on y étale de la résine photosensible en le faisant tourner à grande vitesse (figure 2.3b). Les résines habituelles (composées d'un polymère —la résine proprement dite—, d'un solvant, d'un agent photosensible et de divers additifs —catalyseurs, colorants—) forment ainsi un film de l'ordre de 1 μm d'épaisseur.

On va ensuite plaquer le substrat sous un masque (une plaque de verre recouverte de motifs de chrome) et l'éclairer avec une lampe ultra-violette pendant quelques secondes. Dans les zones ayant reçu de la lumière, l'agent photosensible est dégradé (zones claires sur la figure 2.3c) : dans le cas des résines positives que nous utilisons, il s'agit d'un inhibiteur de dissolution qui se transforme en promoteur de dissolution [60, p. 2-7]. Le substrat est finalement plongé dans une solution aqueuse (le «développeur») où les zones insolées seront dissoutes très rapidement. Ainsi, au bout de quelques dizaines de secondes, il ne restera plus de résine que dans les zones initialement protégées par les motifs métalliques du masque (figure 2.3d).

Cette méthode présente l'avantage de ne nécessiter qu'un équipement relativement léger. A cause de l'effet de diffraction (voir la partie gauche de la figure 2.3c), sa résolution est limitée par la longueur d'onde de la lumière utilisée. L'effet de la diffraction augmentant avec l'écartement entre le substrat et le masque, la méthode nécessite un excellent plaquage (absence de salissures sur le masque ou le substrat, étalement uniforme de la résine ...). Les effets de propagation lumineuse [29, ch. 4.3] peuvent également être responsables d'une insolation moindre loin du masque (absorption par la résine) ou d'une modulation périodique de l'éclairement dans l'épaisseur (ondes stationnaires produites par réflexion sur le substrat).

2.2.2 Lithographie électronique

Comme la lithographie optique, cette méthode utilise la dégradation d'une molécule par des particules énergétiques. Ici, ces particules sont des électrons et elles ne sont pas filtrées par un masque mais focalisées et balayées à la surface de l'échantillon.

L'outil de base est un microscope électronique à balayage auquel on ajoute un système informatique de contrôle de la déflection du faisceau (figure 2.4). Dans cet instrument, les électrons sont éjectés par un filament chauffé ou par un émetteur Schottky, puis accélérés par une différence de potentiel (une dizaine de kV). Le faisceau est ensuite focalisé par un jeu de lentilles électromagnétiques avant de traverser le système de déflection électromagnétique.

La résine que nous utilisons (PMMA) est une résine positive constituée d'un polymère de poids moléculaire très élevé. Sous irradiation, celui-ci est fractionné en chaînes plus petites [29, p.330] beaucoup plus solubles dans le solvant organique utilisé (MIBK).

FIG. 2.4 – *Système de lithographie électronique utilisant un microscope électronique à balayage. D'après [29].*

FIG. 2.5 – *Transfert par lift-off. a) Profil en «casquette» de la résine. b) Dépôt de la couche métallique. c) Dissolution de la résine.*

Dans la pratique, la résolution de cette méthode est de l'ordre de 50 nm. Ceci n'est pas à attribuer à la taille du faisceau (qui peut atteindre quelques nm) mais plutôt aux effets de diffusion intervenant dans la résine et à l'interface avec le substrat [29, p.335].

2.3 Techniques de transfert

On décrira ici les techniques élémentaires intervenant dans les procédés que nous avons utilisés pour transférer les motifs depuis la couche de résine jusqu'au matériau final.

2.3.1 Lift-off

Dans ce procédé, on commence par déposer la couche au-dessus des motifs de résine (figure 2.5b) puis on plonge l'échantillon dans un solvant afin de dissoudre la résine et de ne conserver du matériau que sur les zones initialement dégagées (figure 2.5c), c'est donc une méthode «additive».

Pour bien fonctionner, ce processus nécessite à la fois un profil de résine en «casquette» (on verra dans la suite deux méthodes adaptées, § 2.4.1 et 2.4.2.1) et une méthode de dépôt très directive (ce qui est le cas dans nos bâtis d'évaporation où les creusets sont suffisamment éloignés du substrat).

2.3.2 Gravure ionique

C'est une méthode de bombardement ionique, très similaire à la pulvérisation (§ 2.1.2), dans laquelle c'est l'échantillon lui-même qui est érodé.

Le dipositif que nous utilisons est basé sur un canon à ions (technique dite «ion milling», figure 2.6a) : un plasma est créé grâce à un filament chauffé et une différence de potentiel en présence d'une faible pression d'argon. Les ions produits sont ensuite extraits et accélérés en appliquant une autre différence de potentiel entre deux grilles. L'échantillon à éroder est placé dans le faisceau d'ions sous incidence normale.

La vitesse d'érosion obtenue dépend du matériau [29, p. 37] (entre une dizaine de nanomètres par minute pour le titane et une centaine pour l'or). Dans ce type de transfert «soustractif», la couche à graver doit être recouverte de motifs (masque de protection) qui ne soient pas érodés plus vite que la couche elle-même d'où l'utilisation de masques épais ou de matériaux assez «résistants».

2.3.3 Gravure ionique réactive

Cette méthode utilise la très forte réactivité de radicaux comme le fluor ou l'oxygène vis-à-vis de certains matériaux.

FIG. 2.6 – *Bâtis de gravures utilisés. a) Gravure ionique. b) Gravure ionique réactive.*

FIG. 2.7 – *Protocole de fabrication des échantillons intégrés motifs magnétiques-antennes. a-d) Fabrication des motifs magnétiques (lithographie optique positive puis gravure ionique). e) Dépôt de l'«espaceur» isolant. f-j) Fabrication des antennes (lithographie optique avec renversement d'image puis lift-off).*

Ces radicaux sont produits au sein d'un plasma établi au-dessus de l'échantillon (figure 2.6b) à partir du gaz approprié (SF_6, O_2, ...). L'énergie cinétique des ions du plasma donne également une érosion modérée par bombardement ionique.

Cette méthode —basée sur des réactions chimiques spécifiques [29, p. 254]— peut être très sélective mais aussi très directive quand elle est utilisée à basse pression.

2.4 Protocoles utilisés

Nous allons maintenant décrire deux protocoles un peu particuliers que nous avons été amenés à développer. Le premier (§2.4.1) répond aux exigences des mesures de spectroscopie d'ondes de spin propagatives. Il s'agissait en effet de réaliser des antennnes relativement étroites juste au-dessus des motifs magnétiques étudiés. Ceci a été réalisé en combinant deux étapes de lithographie optique et des transferts par gravure ionique et par lift-off. Nous avons également réalisé des réseaux denses de rubans et de plots pour des mesures de diffusion Brillouin, ce qui a nécessité l'utilisation de lithographie électronique haute-résolution et de procédés de transfert appropriés (§2.4.2).

2.4.1 Fabrication d'échantillons intégrés motifs magnétiques-antennes

Les motifs magnétiques utilisés sont d'une part une longue bande de 700 μm de côté (qui —à l'échelle des antennes— pourra être considérée comme un film infini) et, d'autre part des réseaux de rubans et de plots carrés de 3 μm de côté. La plus petite dimension des antennes choisies étant de 2 μm, tous ces échantillons ont été réalisés par lithographie optique.

Expliquons le principe du protocole, représenté sur la figure 2.7 et détaillé en annexe B.1 :

La couche de permalloy est d'abord déposée par évaporation sur un substrat de verre (figure 2.7a). Les motifs magnétiques sont «écrits» par la technique de lithographie optique positive exposée en § 2.2.1 (b). L'échantillon est ensuite érodé par gravure ionique (c). Etant donné le rapport d'épaisseur entre les deux couches, le film de résine optique sera encore très épais au moment où l'on arrête le bombardement et il devra être enlevé chimiquement (d).

On dépose ensuite une couche d'isolant (espaceur) de manière à isoler électriquement les antennes des motifs magnétiques (e).

Pour la deuxième lithographie optique, on utilise une procédure un peu différente appelée «renversement d'image» [25] :

Après une brève insolation (f), l'échantillon est chauffé, ce qui induit une deuxième dégradation de l'agent photosensible déjà transformé par la lumière : la molécule obtenue devient inhibitrice de dissolution [21, p. 209] mais n'est plus sensible à la lumière (g). Tout l'échantillon peut maintenant être insolé, de manière à rendre très solubles les zones initialement protégées par les motifs métalliques du masque. Après le développement habituel, on obtient ainsi une image «négative» du masque (h).

Une propriété intéressante de ce processus est évoquée sur la figure 2.7f : l'absorption de la lumière par la résine pendant la première exposition conduit à une insolation plus

FIG. 2.8 – *Profil de la résine après un développement de 30 secondes (a) ou de 39 secondes (b) (microscopie à balayage sous angle). Dans les deux cas, la lithographie a été réalisée directement sur un substrat de silicium oxydé en surface. La largeur de la bande centrale est de l'ordre de 2 μm.*

importante de la partie supérieure. C'est donc cette zone qui sera la plus insoluble au cours du développement (figure 2.7h). Ainsi, en laissant l'échantillon un peu plus longtemps qu'à l'habitude dans la solution, on pourra dissoudre un peu plus la partie inférieure et obtenir le profil en «casquette» nécessaire au lift-off (figure 2.7i-j). Le bien fondé de cette méthode est confirmé par la figure 2.8 où l'on voit le profil de la résine pour deux temps de développement différents.

Nous avons choisi ce procédé car il permet, au début de la deuxième lithographie (figure 2.7f), d'aligner les antennes par rapport aux motifs magnétiques (les espaceurs utilisés sont transparents). Les autres méthodes auraient en effet demandé de déposer avant la lithographie une couche métallique susceptible de cacher les motifs. Ce procédé nécessite une bonne adhésion de la résine (sans quoi tout le film de résine se soulève pendant le surdéveloppement final), ce qui se traduit par des traitements avant étalement assez différents selon les matériaux (voir annexe B.1).

2.4.2 Fabrication de réseaux denses de rubans et de plots

Ces échantillons ont été réalisés pour être mesurés par diffusion Brillouin à l'université de Kaiserslautern. La dimension latérale des plots et rubans (de l'ordre de 1 μm) doit permettre de résoudre expérimentalement les différents partiels d'ondes stationnaires (voir §2.1). L'idée était de diminuer l'espacement entre plots (de 1 μm jusqu'à 100 nm) de manière d'une part à augmenter le facteur de remplissage (pour augmenter le signal Brillouin) et d'autre part à mettre en évidence d'éventuelles interactions[6]. Enfin, le réseau devait s'étendre sur au moins un demi mm^2.[7]

Ces exigences géométriques ont été satisfaites en utilisant la lithographie électronique sur un microscope équipé d'une platine de positionnement commandée par ordinateur. Comme la résolution maximale n'est garantie que pour de forts grandissements (et donc pour des petites zones d'exposition), nous avons utilisé les déplacements de la platine pour répéter l'exposition sur les zones adjacentes et ainsi recouvrir la surface nécessaire (voir la figure 2.9a[8]).

Reste à définir le protocole de transfert : on partira d'une couche continue de permalloy et on terminera en la gravant par bombardement ionique. Il s'agit donc de produire un masque de protection résistant suffisamment à la gravure ionique et compatible avec les exigences géométriques données au-dessus. Nous allons maintenant décrire les trois protocoles que nous avons utilisés pour le réaliser.

6. Outre les résultats relatifs à la quantification et au confinement des ondes de spin (chapitre 2), ces échantillons ont également permis de mettre en évidence les effets statiques des couplage dipolaires entre plots [86].

7. En effet, même si le faisceau laser est focalisé sur une trentaine de μm, il est assez difficile de le positionner précisément pour chaque nouvelle valeur de l'angle d'incidence.

8. Ce positionnement n'étant pas parfait, les zones exposées ne sont pas parfaitement jointives. Pour assurer la cohérence du réseau sur de grandes distances, il nous aurait fallu utiliser un équipement industriel de lithographie électronique («masqueur» [124]).

FIG. 2.9 – *a) Image optique de la zone insolée après développement, on distingue 49 zones d'exposition mesurant chacune 96 μm . b) Image par microscopie électronique à balayage d'un réseau de plots fabriqué avec la méthode «lift-off de titane» (la mauvaise définition des coins est due au fait que ces réseaux ont été réalisés avec un grandissement plus faible). c) Idem pour la méthode utilisant une couche intermédiaire de molybdène. d) Motifs de résine optique obtenus après gravure ionique réactive pour la méthode avec une bicouche intermédiaire résine optique-germanium (microscopie à balayage sous angle).*

FIG. 2.10 – *Protocoles utilisés pour la fabrication de réseaux denses de rubans et plots de permalloy. I: lift-off de titane. II: couche intermédiaire de molybdène. III: bicouche intermédiaire résine optique-germanium. Les étapes sont: a) exposition, b) développement, c) transfert (voir détails dans le texte), d) gravure ionique.*

2.4.2.1 Lift-off de titane

C'est le procédé qui est généralement employé dans notre groupe [161]. On dépose d'abord sur le film à structurer une bicouche de résines électroniques : un film fin de PMMA (§ 2.2.2) au-dessus d'un film épais de MMA (résine de poids moléculaire plus faible). Lors de l'exposition, les molécules de MMA diffusent significativement les électrons d'où un élargissement du faisceau dans le bas de la bicouche (voir la partie I de la figure 2.10). Après développement, la résine a donc le profil en «casquette» nécessaire au lift-off.

Cette technique a plusieurs avantages : on peut travailler avec un film très fin de PMMA et ainsi éviter un trop grand élargissement des motifs associé à la diffusion du faisceau ; de plus, en utilisant du titane pour le lift-off, on obtient un masque relativement résistant.

A forte densité, la méthode devient problématique : lorsque les «casquettes» de deux motifs adjacents sont trop rapprochées la résine se décolle. De plus, l'aire effectivement écrite par le faisceau devient très grande, ce qui augmente d'autant les temps d'exposition. Nous n'avons donc utilisé cette technique que pour les plots d'espacement supérieur ou égal à 500 nm (voir un exemple de réseau obtenu sur la figure 2.9b).

2.4.2.2 Couche intermédiaire de molybdène

Dans une approche différente (purement soustractive), ce sont les espacements entre plots que l'on écrit avec le faisceau d'électrons. On peut ensuite graver le permalloy avec le masque de résine ainsi formé [125]. Malheureusement, pour le protocole de gravure ionique que nous utilisons, le PMMA part assez vite. Ceci nécessiterait donc une couche très épaisse de PMMA (au détriment de la résolution) et un bon contrôle de la vitesse de gravure (difficile à réaliser dans notre bâti).

L'idée était donc de déposer une couche intermédiaire (ici du molybdène) entre le permalloy et le PMMA (partie II de la figure 2.10). Après la lithographie, on utilisera une gravure ionique réactive sous SF_6, ce qui permet d'obtenir un masque relativement épais pour la gravure argon.

Nous avons réalisé avec cette technique des réseaux de plots rectangulaires et carrés avec des espacements compris entre 0.1 et 0.3 μm (voir un exemple sur la figure 2.9c). Mais dans la pratique, il est apparu que ce procédé manquait un peu de fiabilité : le temps maximal pour la gravure finale dépend encore de l'épaisseur et de la composition du PMMA qui varient quelque peu d'un flacon de résine à un autre.

2.4.2.3 Bicouche intermédiaire résine optique / germanium

Pour découpler la couche d'écriture (PMMA) de la couche servant à protéger les motifs pendant la gravure finale [124], on va utiliser les propriétés de sélectivité de la gravure ionique réactive : il s'avère que le germanium est gravé très rapidement sous SF_6 et très lentement sous O_2. La résine optique, à l'inverse, part vite sous O_2.

Ainsi, si l'on utilise une bicouche intermédiaire constituée d'une mince couche de germanium (30 nm) et d'une couche épaisse de résine optique (300 nm), on obtient —après une courte gravure ionique réactive sous SF_6 puis une gravure plus longue sous O_2— un masque épais de résine optique (partie III de la figure 2.10). La gravure, réalisée sous basse pression, est suffisamment directive pour engendrer des flancs très droits (figure 2.9d).

Lors de la dernière étape de bombardement ionique, on pourra ainsi graver suffisamment longtemps pour être certain que le permalloy a été complètement éliminé entre les motifs. Nous avons ainsi réalisé des réseaux de rubans larges de 1 μm (espacements de 150, 300 et 500 nm) ainsi qu'un réseau de rubans larges de 1.75 μm (espacement de 300 nm).

Chapitre 3

Dispositif hyperfréquence

Nous présenterons dans ce chapitre l'ensemble des techniques et notions utilisées pour réaliser les mesures micro-onde. Le domaine de fréquence étudié (1-20 GHz) nécessite en effet une attention particulière tant pour le dessin des lignes de transmission (§ 3.1) que pour le protocole de mesure lui-même (§ 3.2). Nous décrirons également le dispositif utilisé pour produire et réaliser des impulsions hyperfréquence très brèves (§ 3.3).

3.1 Lignes de transmission

La principale difficulté dans la modélisation d'un circuit à haute fréquence vient des effets de propagation électromagnétique. Ceux-ci sont particulièrement évidents dans le cas de lignes de transmission de longueurs supérieures ou égales à la longueur d'onde. Les caractéristiques courant-tension deviennent alors non-locales, ce qui en complique considérablement l'analyse.

Nous allons d'abord exposer qualitativement les idées physiques régissant la modélisation de telles lignes de transmission (§ 3.1.1). Nous traiterons ensuite un modèle simple particulièrement adapté aux guides d'onde à plusieurs conducteurs (§ 3.1.2) avant de décrire en détails les propriétés de la ligne choisie pour réaliser nos antennes à ondes magnétostatiques (§ 3.1.3).

3.1.1 Guides d'onde

Considérons un guide d'onde, c.-à.-d. une portion de milieu diélectrique délimitée par un ou plusieurs conducteurs infiniment étendus dans une direction. La détermination des modes électromagnétiques se propageant dans une telle structure nécessite à priori la résolution d'un système constitué des équations de Maxwell (2.31) et des conditions aux limites correspondantes [120, ch. 8]. Plus simplement, on peut s'inspirer des propriétés d'une onde plane progressive (figure 3.1a) pour prévoir la façon dont elle se propagera dans le système.

Dans le cas d'un câble coaxial en particulier, une **onde se propageant parallèlement à l'axe** et dont les champs électrique et magnétique sont polarisés respectivement dans les directions radiale et orthoradiale est solution (figure 3.1b). Cette onde a localement la structure d'une onde plane : elle a la même vitesse et la même disposition des champs ($\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{B}$ sont tous deux orthogonaux à la direction de propagation, d'où l'appellation d'onde TEM pour «transverse électromagnétique»). La principale différence avec une véritable onde plane réside dans la distribution des champs dans la section transverse. En fait, dans le cas d'une onde TEM [120, p. 395], ces distributions se ramènent à celles de l'électrostatique ($\overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{E} = 0$) et de la magnétostatique ($\overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{H} = \overrightarrow{j}$). Ces propriétés, communes aux

FIG. 3.1 – *a) Structure d'un onde électromagnétique progressive et plane. b-c) Propagation dans un câble coaxial: b) propagation parallèle à l'axe (mode TEM), c) propagation oblique (exemple d'un mode TM).*

FIG. 3.2 – *a) Portion de ligne de transmission et impédances distribuées. b) Propagation le long d'une ligne de transmission avec une terminaison arbitraire.*

lignes de transmission à plusieurs conducteurs remplies d'un milieu homogène, permettent d'en simplifier considérablement l'analyse.

On peut également se représenter la propagation d'une **onde pénétrant dans le câble avec un angle d'incidence non nul**. Celle-ci sera guidée par des réflexions successives sur les conducteurs (figure 3.1c). Pour que le mode stationnaire correspondant puisse s'établir, il faudra néanmoins que l'espacement entres les deux conducteurs contienne au moins une demi-longueur d'onde. Ce type de modes, pour lesquels il existe une composante longitudinale non nulle pour le champ électrique (onde TM) ou pour le champ magnétique (onde TE), jouera un rôle dans les situations suivantes :

- dans le cas d'un guide d'onde à un seul conducteur, il n'y a pas de solution TEM (on peut s'en convaincre en imaginant ce qui se passe quand le rayon du conducteur central d'un câble coaxial tend vers zero) ;
- dans les lignes à deux conducteurs, les modes TE et TM peuvent intervenir comme des modes de propagation secondaires (en particulier à haute fréquence) ;
- si le diélectrique dans lequel s'effectue la propagation est inhomogène (voir par exemple certaines des structures planaires de la figure 3.3) on a plusieurs vitesses de propagation. Il n'y a donc pas de mode purement TEM et il s'établit en fait un petit champ longitudinal qui «compense» les différences de constante diélectrique [120, p. 409] ;
- enfin la valeur finie de la résistivité des conducteurs est responsable d'une composante longitudinale du champ électrique perturbant quelque peu la structure d'un mode TEM.

3.1.2 Equations du télégraphiste

L'idée de cette méthode est de profiter du caractère quasi-statique des champs électrique et magnétique dans une onde TEM pour utiliser la théorie des circuits. On considèrera ainsi une portion de ligne infinitésimale dx, et on caractérisera sa réponse électrique par sa capacité cdx et sa réponse magnétique par son auto-inductance linéique ldx. On peut ajouter au circuit équivalent une résistance série rdx pour rendre compte des pertes ohmiques dans le conducteur et une conductance gdx correspondant aux pertes dans le diélectrique (figure 3.2a).

En appliquant les lois de Kirchhoff et en utilisant l'impédance série z et l'admittance parallèle linéiques y, on obtient :

$$\begin{cases} dV &= -zdxI \\ dI &= -ydxV \end{cases} \tag{3.1}$$

D'où l'équation de propagation :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \kappa^2 V \tag{3.2}$$

FIG. 3.3 – *Principaux types de lignes de transmission planaires: a) ligne à ruban, b) microruban, c) ligne à fente, d) rubans coplanaires, e) guide d'onde coplanaire.*

dont les solutions sont :

$$\begin{cases} V &= V_{\pm} e^{\mp \kappa x} \\ I &= \pm \frac{V_{\pm}}{Z_0} e^{\mp \kappa x} \end{cases} \tag{3.3}$$

où $\kappa = \sqrt{zy}$ est la constante de propagation complexe[1] et $Z_0 = \sqrt{\frac{z}{y}}$ est l'impédance caractéristique[2].

Considérons maintenant une portion finie de ligne connectée à une impédance localisée Z_L (figure 3.2b). En présence d'une onde incidente V_+ il s'établit une onde réfléchie V_-, soit :

$$\begin{cases} V &= V_+ e^{-\kappa x} + V_- e^{\kappa x} \\ I &= \frac{V_+ e^{-\kappa x} - V_- e^{\kappa x}}{Z_0} \end{cases} \tag{3.4}$$

L'impédance localisée fixe une «condition de bord» :

$$\frac{V(0)}{I(0)} = Z_L \tag{3.5}$$

Et on peut en déduire l'impédance vue en un point quelconque de la ligne :

$$\frac{V(x)}{I(x)} = Z_0 \frac{Z_L \cosh \kappa x + Z_0 \sinh \kappa x}{Z_0 \cosh \kappa x + Z_L \sinh \kappa x} \tag{3.6}$$

3.1.3 Modélisation des antennes utilisées

Lignes de transmission planaires Par souci de miniaturisation, les spécialistes des hautes fréquences ont été amenés à concevoir des lignes de transmission adaptées aux circuits imprimés ou intégrés [30]. Ils ont ainsi imaginé les différents types de lignes planaires représentés sur la figure 3.3. Exception faite de la ligne à ruban, toutes ces structures font intervenir une propagation à l'interface entre deux diélectriques (l'air et le substrat). Il n'existe donc pas de mode rigoureusement TEM. Pour des fréquences modérées, le mode de propagation principal est cependant très bien décrit par une approche purement électrostatique (méthode de transformation conforme [68]).

Caractéristiques générales de l'antenne La ligne que nous avons choisie (voir la figure 3.4) est du type guide d'onde coplanaire à plan de masse interrompu. Ses dimensions ont été choisies de manière à remplir les contraintes inhérentes à l'expérience d'émission-réception d'onde magnétostatiques (§1.6.3). Le choix d'une ligne coplanaire a d'abord été motivé par sa facilité de fabrication : une ligne microruban aurait nécessité au moins deux étapes de lithographie supplémentaires. Nous avons privilégié la configuration symétrique

1. En l'absence de pertes, on a $\kappa = j\omega\sqrt{lc}$ et on retrouve une dispersion de type onde progressive. L'identification avec la dispersion $\omega = vk$ d'une onde plane nous donne $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{lc}}$.

2. Une estimation grossière de cette quantité est donnée par l'impédance caractéristique du vide $Z_v = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377\ \Omega$ (définie comme le rapport $\frac{E}{H}$ pour une onde plane progressive dans le vide). Les facteurs correctifs seront d'une part la constante diélectrique et d'autre part un facteur géométrique de l'ordre du rapport entre l'espacement des conducteurs et leur taille.

FIG. 3.4 – *Schéma de l'antenne utilisée. On reconnaît une portion de guide d'onde coplanaire à plan de masse interrompu terminée d'une part par un court-circuit (à droite) et d'autre part par des plots de connexion plus vastes (à gauche).*

Z_0 (Ω)	C (pF)	L (nH)	R_{DC} (Ω)	$\delta_{1\,GHz}$ (μm)	$\delta_{20\,GHz}$ (μm)
97	0.048	0.45	17.4	2.1	0.48

TAB. 3.1 – *Liste des caractéristiques électromagnétiques de la ligne de transmission utilisée pour réaliser les antennes. Les paramètres géométriques sont ceux de la figure 3.4 ; on a multiplié les paramètres linéiques de la formule (3.9) par la longueur de la portion de guide d'onde coplanaire. La résistivité utilisée est de* 1.8 $\mu\Omega.cm$ *(proche des valeurs du cuivre et de l'argent) et l'épaisseur de* 0.5 μm.

du guide d'onde coplanaire (plan de masse de part et d'autre du conducteur central) en espérant qu'elle s'adapterait mieux à celle des câbles coaxiaux utilisés pour amener le signal. Enfin nous avons été contraint d'«interrompre» le plan de masse pour éviter que les ondes de spin excitées ne se propagent sous un vaste plan métallique (ceci étant susceptible de modifier considérablement leur dispersion [26]).

Calculons d'abord l'impédance caractéristique de la ligne. D'après la formule de Gupta [68, p. 388] :

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{K'(k)}{K(k)} \tag{3.7}$$

où $\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r+1}{2}$ est une permittivité effective prenant en compte le fait que les lignes de champ s'étendent pour moitié dans un matériau de constante diélectrique ϵ_r et pour moitié dans l'air. K est l'intégrale elliptique complète du premier ordre et K' sa complémentaire. k est un paramètre géométrique qui s'écrit, dans les notations de la figure 3.4 :

$$k = \frac{a}{b}\sqrt{\frac{c^2-b^2}{c^2-a^2}} \tag{3.8}$$

On en déduit les valeurs des capacité et inductance linéiques :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} c & = & \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}\epsilon_0\mu_0}}{Z_0} \\ l & = & \sqrt{\epsilon_{eff}\epsilon_0\mu_0}Z_0 \end{array} \right. \tag{3.9}$$

Les paramètres obtenus sont reportés dans la table 3.1. On y a également fait figurer la profondeur de peau δ dont on s'aperçoit qu'elle reste supérieure à l'épaisseur physique des conducteurs jusqu'à près de 20 GHz. L'approximation basse fréquence consistant à supposer la densité de courant uniforme dans tout le conducteur devrait donc être un bon point de départ et on estimera la résistance linéique par sa valeur en courant continu r_{DC}.

Enfin, évaluons l'impédance d'entrée de l'antenne lorqu'elle est court-circuitée (formule (3.4) avec $Z_L = 0$), il vient :

$$Z_i = Z_0 \tanh \kappa x = \sqrt{\frac{z}{y}} \tanh \sqrt{zy}x \tag{3.10}$$

Au premier ordre en κx, on obtient $Z_i \simeq zx$ et les impédances parallèles ne jouent aucun rôle. Ceci est confirmé sur la figure 3.5 où est représentée —en traits fins— l'impédance d'entrée complexe calculée avec cette formule : à basse fréquence on retrouve bien une résistance constante et une réactance linéaire, ce qui est conforme avec l'idée de départ d'une mesure d'auto-inductance sur une antenne de type spire (circuit équivalent de type R, L).

FIG. 3.5 – *Impédance d'entrée d'une antenne (calculs et mesures). On a reporté en trait fin le résultat de la formule (3.10) pour les paramètres de la table 3.1. Les points pleins ont été mesurés avec un calibrage coplanaire (voir §3.2.6) pour une antenne fabriquée directement sur un substrat de verre. Les traits épais sont les résultats de la simulation Sonnet. Les points ouverts ont été obtenus sur l'échantillon «film» soumis à un champ de 450 mT, avec le protocole de mesure décrit en §3.2.5 (calibrage coaxial). Enfin la courbe en traits pointillés a été obtenue en modifiant quelque peu les valeurs des impédances dans la formule (3.10) pour rendre compte de l'effet des plots de connection et de la couche magnétique ($L = 0.59$ nH, $C = 0.093$ pF, $R = 22\ \Omega$).*

FIG. 3.6 – *Densités surfaciques de courant calculées avec le logiciel Sonnet a) à* 1 GHz *et b) à* 20 GHz. *Dans les deux cas on a représenté le courant sur toute l'antenne (en bas) et un agrandissement sur l'entrée (en haut à gauche). L'échelle de couleurs est reportée en haut à droite. Les paramètres du calcul sont les suivants : cellule de* $0,4 \times 5\ \mu\text{m}^2$, *les dimensions latérales sont celles de la figure 3.4, la résistance par carré et la profondeur de peau correspondent à une couche de* 500 nm *d'épaisseur dont la résistivité est de* 1.8 $\mu\Omega$.cm *(proche de celle de l'argent et du cuivre).*

Réponses simulée et mesurée Pour nous faire une idée plus précise des effets haute fréquence intervenant dans l'antenne, nous avons réalisé un calcul numérique à l'aide du logiciel Sonnet Lite [2]. L'impédance d'entrée obtenue —reportée en traits pleins sur la figure 3.5— s'avère légèrement plus élevée (tant pour les parties réelle qu'imaginaire) que la prédiction de la formule (3.10). Ceci est vraisemblablement dû au fait que le formalisme du télégraphiste ne prend pas en compte la redistribution du courant dans la largeur des conducteurs. Or on s'aperçoit qu'à haute fréquence le courant devient de plus en plus piqué près des bords des conducteurs (figure 3.6b), ce qui se traduit par une augmentation des contributions résistives et inductives.

Enfin, on a également reporté sur la figure 3.5 (losanges pleins) l'impédance d'entrée mesurée en utilisant un calibrage coplanaire (voir § 3.2.6) pour une antenne fabriquée directement sur un substrat de verre. Si l'accord n'est parfait ni avec la simulation ni avec le calcul d'impédances localisées [3], l'idée d'une réponse essentiellement inductive et résistive à basse fréquence est clairement confirmée par la mesure. Les corrections haute fréquence restent modérées. En revenant sur la figure 3.6, on remarquera également que l'hypothèse d'une distribution de courant uniforme dans toute l'antenne n'est mise en défaut que de 30 % environ à 20 GHz : la redistribution latérale de courant reste assez faible tandis que le caractère stationnaire le long de l'antenne commence juste à se manifester (en d'autres termes, le premier noeud de courant, situé à $\frac{\lambda}{4} = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_{eff}}} = 2.4$ mm du court-circuit est encore loin de l'entrée de l'antenne).

3.2 Mesures en régime sinusoïdal

Nous présenterons dans cette partie les notions et techniques classiques de l'analyse de réseau (§3.2.1-3). Nous traiterons ensuite le problème —plus spécifique à notre expérience—

3. L'écart peut être attribué à plusieurs facteurs : influence des plots (en utilisant la formule (3.10) on prévoit une auto-inductance additionnelle de l'ordre de 0.1 nH et une capacité additionnelle de l'ordre de 0.006 pF), méconnaissance des dimensions latérales exactes de l'antenne réalisée, extension verticale finie des conducteurs (non prise en compte par la simulation Sonnet qui est purement planaire) ou méconnaissance de la réponse du diélectrique (en particulier les pertes).

FIG. 3.7 – *Définition des paramètres S d'un système à deux ports.*

FIG. 3.8 – *Schéma de fonctionnement d'un analyseur de réseaux vectoriel.*

de la connectique (§3.2.4) avant de décrire le dispositif de mesure (§3.2.5). Nous donnerons finalement les principaux résultats obtenus en terme de caractérisation hyperfréquence (§3.2.6).

3.2.1 Paramètres S

En régime hyperfréquence, la mesure la plus habituelle est celle des paramètres de réflexion-transmission dont le principe est schématisé sur la figure 3.7 : on envoie une onde (par exemple V_1^+) sur l'un des ports du système à étudier et on mesure les ondes réfléchies (V_1^-) et transmises (V_2^-). La matrice S est définie à partir du rapport des tensions complexes :

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix} \tag{3.11}$$

Ces paramètres peuvent être reliés par des opérations d'algèbre linéaire[4] [120, p. 537][5, p.67] à la matrice d'impédance complexe Z définie par :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

3.2.2 Analyseur de réseaux

En pratique, les paramètres de réflexion-transmission peuvent être mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel. Schématiquement, ce type d'appareil se ramène à la combinaison d'une source hyperfréquence large bande, d'un coupleur directionnel et d'un récepteur accordé [6] (figure 3.8).

Le signal délivré par la source est d'abord séparé entre une branche de référence et une branche connectée au système étudié. Les trois signaux utiles : tension de référence, tension réfléchie —séparée de l'onde incidente par le coupleur directionnel— et tension transmise[5] sont ensuite mélangés à une onde légèrement décalée en fréquence de manière à se ramener à une dizaine de MHz (méthode héterodyne) pour effectuer la détection vectorielle. Les tensions obtenues sont ensuite digitalisées puis combinées de manière à déterminer les paramètres souhaités (S ou Z).

3.2.3 Protocole de calibrage

Les paramètres mesurés de cette façon sont entâchés d'erreurs considérables : les différents composants intervenant dans la détection (coupleurs directionnels, mélangeurs, câbles) sont en effet loin d'être parfaits, surtout sur les grandes gammes de fréquence sur lesquelles les analyseurs de réseaux sont utilisés [6]. Ces erreurs sont corrigées par un protocole de calibrage approprié : le fabricant définit un «modèle d'erreur» (figure 3.9) et

4. On peut également utiliser une méthode graphique, l'abaque de Smith [120, p. 229].

5. La plupart des analyseurs de réseaux modernes —dont celui que nous avons utilisé— possèdent des branches additionnelles permettant de produire et de mesurer un signal incident sur le port 2.

FIG. 3.9 – *Modèle d'erreur à 12 termes utilisé pour le calibrage d'un analyseur de réseaux vectoriel dans un sens de mesure (onde incidente sur le port 1). D'après [6].*

FIG. 3.10 – *Photomontage représentant le connecteur coaxial-coplanaire utilisé (en haut) et son positionnement par rapport à l'échantillon «film» (en bas). Les dimensions de chacune des antennes sont celles de la figure 3.4. Photographies des connecteurs d'après [3].*

fournit des standards (le kit le plus utilisé contient ainsi un court-circuit, un «ouvert», une charge 50 Ω et une portion de ligne de transmission). En connectant les standards à la place du système à étudier, l'opérateur peut ainsi actualiser les différents termes du modèle d'erreur[6].

3.2.4 Connectique

Le problème restant à résoudre est celui des connections ; on se propose en effet de mesurer un dispositif coplanaire de largeur micrométrique avec un analyseur de réseaux dont les ports de sortie sont coaxiaux, avec un diamètre de plusieurs millimètres !

Pour ce faire, nous avons utilisé des connecteurs commerciaux Picoprobe [3] (figure 3.10) qui peuvent être décrits comme suit : une embase SMA est montée sur un support rigide et connectée à un câble coaxial miniature au bout duquel sont fixées trois pointes métalliques légèrement élastiques (une sur le conducteur central et deux de part et d'autre sur le conducteur périphérique). Ces trois pointes sont ensuite connectées à des plots sur la structure coplanaire (figure 3.10) en appliquant une légère pression.

Ces sondes sont des connecteurs coplanaires-coaxiaux presque parfaits : la bonne adaptation du microcoax à l'embase et la très petite taille de la zone de transition entre le microcoax et la structure coplanaire permettent en effet de minimiser à la fois les pertes (autour de 0.5 dB à 20 GHz), les réflexions (-25 dB à 20 GHz) et le couplage entre sondes non connectées entre elles (-40 dB à 20 GHz).

La principale difficulté dans l'utilisation de ces sondes est leur alignement avec la structure coplanaire ; c'est pourquoi elles sont généralement montées sur des positionneurs à trois degrés de liberté et placées sous une loupe binoculaire pour l'observation. Dans notre cas, le porte-échantillon devait pouvoir être placé dans l'entrefer d'un électro-aimant, ce qui excluait l'utilisation de positionneurs, trop encombrants et souvent magnétiques.

Le système utilisé est représenté sur la figure 3.11 : deux connecteurs Picoprobe amagnétiques sont vissés sur une platine en laiton qui supporte trois vis micrométriques. Celles-ci —destinées à se loger dans des encoches adaptées (système «trait-point-plan») creusées sur la languette porte-échantillon— permettent à la fois un réglage de hauteur et un positionnement latéral parfaitement reproductible de la languette par rapport aux connecteurs.

La connection est réalisée comme suit : en dehors de l'aimant, sous une loupe binoculaire, on aligne d'abord l'échantillon sur la languette[7]. On insère ensuite la languette

6. Un calibrage est donc relatif à une certaine configuration expérimentale (position et courbure des câbles de connexion, conditions atmosphériques ...) et doit être fait fréquemment.

7. La précision requise est alors de l'ordre de 50 μm (taille des plots, voir la figure 3.4). Pour l'obtenir,

FIG. 3.11 – *Photographie du montage de positionnement des Picoprobe et de l'échantillon. La largeur totale est de 7 cm. Une lame métallique placée sous la languette permet de plaquer celle-ci contre les butées des trois vis micrométriques.*

FIG. 3.12 – *Schéma du dispositif expérimental utilisé. On a représenté au milieu l'échantillon et les connecteurs coplanaires-coaxiaux.*

sous la platine puis on desserre progressivement les vis micrométriques jusqu'à obtenir le contact[8]. Après avoir noté le réglage des vis, on peut les resserer, ôter la languette, placer la platine dans l'électro-aimant, la connecter à l'analyseur de réseaux puis remettre la languette et rétablir le contact.

3.2.5 Dispositif de mesure

Le dispositif complet est représenté sur la figure 3.12 : l'électro-aimant au centre duquel est placée la platine porte-échantillon est monté sur un pivot vertical (ce qui permet d'appliquer un champ pouvant atteindre 1.4 T dans une direction arbitraire du plan de l'échantillon). Le champ ainsi appliqué est mesuré à l'aide d'une sonde de Hall et d'un gaussmètre.

Pour connecter les Picoprobe à l'analyseur de réseaux, on utilise des câbles souples de deux mètres. Avant la connection, on effectue un calibrage coaxial à la sortie de ces câbles en les ayant déjà disposés dans la configuration de mesure.

Un ordinateur personnel équipé d'une carte GPIB et d'un convertisseur analogique-numérique est utilisé pour commander l'alimentation de l'électro-aimant, l'état de l'analyseur de réseaux[9] et stocker les valeurs mesurées pour le champ magnétique et la matrice d'impédance.

Le logiciel transforme ensuite ces données pour ne conserver que la contribution magnétique au signal. Le couplage au système ferromagnétique étant exclusivement inductif, la quantité utilisée sera la variation de la matrice d'inductance et on l'extraiera de la matrice d'impédance en utilisant le modèle R, L (limite basse-fréquence de la formule (3.10)) :

$$\Delta L_{\alpha\beta}(H,f) = \frac{Z_{\alpha\beta}(H,f) - Z^{ref}_{\alpha\beta}(f)}{j2\pi f} \tag{3.13}$$

où $Z^{ref}_{\alpha\beta}$ est une mesure de référence prise «en l'absence d'effets gyromagnétiques» (dans notre cas, on utilise un champ suffisamment fort pour décaler toutes les résonances largement au delà de la gamme de fréquence étudiée)[10].

3.2.6 Caractérisation hyperfréquence

Les résultats magnétiques proprement dits seront traités dans le chapitre suivant, nous décrirons ici la partie non magnétique de la réponse ($Z^{ref}_{\alpha\beta}$ dans la formule (3.13)).

La figure 3.5 représente ainsi l'**impédance d'entrée** mesurée sur une antenne couplée à un film continu de permalloy soumis à un champ de 450 mT (points «ouverts»). On

on repère d'abord la position des picoprobes sur une grille au pas de 150 μm préalablement collée sur la languette. On place ensuite sur la languette chauffée une goutte de paraffine puis on y pose l'échantillon et on aligne les antennes sur la grille (en profitant de la transparence des substrats utilisés). En se refroidissant, la paraffine fixe l'échantillon.

8. Pour se faire on utilise la binoculaire pour observer l'échantillon et les pointes des Picoprobe «par la tranche». Le contact est vérifié au multimètre.

9. On peut ainsi controler les limites du balayage en fréquence, le nombre de points, le moyennage, la puissance délivrée...

10. Une autre possibilité serait d'utiliser un échantillon parfaitement identique où le matériau magnétique serait remplacé par un métal normal.

FIG. 3.13 – *Signal transmis entre deux antennes espacées de 50 μm. Les résultats dits «à vide» ont été obtenus pour un couple d'antennes fabriquées directement sur un substrat de verre et mesurées avec un calibrage coplanaire. On a également représenté les résultats obtenus pour l'échantillon «film» soumis à un champ de 450 mT (calibrage coaxial). Les croix sont les résultats d'une simulation Sonnet.*

distingue la même tendance que sur la mesure idéale[11] (points «pleins») mais on observe plusieurs pics (2 ; 4.5 ; 10.5 ; 12 et surtout 18.5 GHz) ainsi qu'une inflexion plus marquée à haute fréquence. Nous attribuons les pics à des réflexions multiples survenant aux extrémités du microcoax : la longueur de ce dernier (autour de 2 cm) nous donne en effet des ondes stationnaires pour $f = n\frac{c}{2l\sqrt{\epsilon_r}} \approx n\,3.75$ GHz. Nous attribuons l'inflexion haute fréquence à la modification de la capacité induite par les couches d'espacement et de permalloy. En effet le diélectrique déposé engendre probablement des pertes plus importantes que le substrat lui-même et le film magnétique —de part son caractère métallique– augmente considérablement la capacité entre les conducteurs de l'antenne[12]. Pour rendre compte de cet effet, et de celui des plots de connection, on est amené à augmenter quelque peu les capacité et auto-inductance distribuées utilisées dans l'équation (3.10) (voir les traits pointillés sur la figure 3.5).

La caractérisation d'une antenne en réflexion reste donc tout à fait compatible avec le modèle R, L utilisé pour l'extraction de la réponse magnétique. Aux fréquences pour lesquelles surviennent les pics, on fera une erreur de l'ordre de l'intensité relative des résonances (de l'ordre de 10 % à 2 ; 4.5 ; 10 et 12.5 GHz). A haute fréquence, les déviations au modèle R, L feront que la formule (3.13) surestimera quelque peu l'amplitude de la réponse magnétique et en altèrera également la phase[13].

La figure 3.13 représente le **signal transmis entre deux antennes** espacées de 50 μm (mesure idéale et mesure sur l'échantillon «film» soumis à un champ de 450 mT). La transmission reste modérée dans tous les cas (largement inférieure à -30 dB en-dessous de 10 GHz) mais elle est beaucoup plus importante pour la mesure sur l'échantillon film que pour la mesure «idéale» (elle-même largement supérieure à l'évaluation numérique reportée sous forme de croix). Ce désaccord pourrait être associé au champ rayonné par les sondes : celui-ci se couplerait à des ondes stationnaires s'établissant entre deux plans conducteurs sur la platine... Quoi qu'il en soit nous n'avons pas de modélisation du signal transmis en l'absence d'effets gyromagnétiques. En revanche, nous tirerons profit des minima locaux de ce signal «direct» (autour de 3 et 5 GHz) pour observer la transmission associée aux ondes de spin. On verra que dans ce cas le couplage est bien décrit par un modèle d'impédance mutuelle (voir §1.2.2).

11. La mesure dite «idéale» a été réalisée pour une antenne fabriquée directement sur un substrat de verre. On a utilisé une paire de Picoprobe placées sur des positionneurs à trois degrés de liberté, ce qui a permis de réaliser un calibrage coplanaire (standards du substrat Picoprobe CS-5).

12. En modélisant le couplage entre l'antenne et le film de permalloy comme une capacité à plaques parallèles et en utilisant les dimensions de l'échantillon «film», on obtient : $c = \epsilon_0\epsilon_r\frac{a}{h} \approx 0.07\,\mathrm{pF.mm^{-1}}$ de l'ordre de la capacité propre de l'antenne (voir la table 3.1). Nous avons également constaté cet effet en ajoutant un plan métallique dans le calcul Sonnet. Naturellement, cette augmentation de la capacité est néfaste à la mesure de l'auto-inductance. Nous avons donc essayé de la limiter et c'est pour cela que dans le cas de l'échantillon «film», nous avons utilisé un espaceur relativement épais ($h \simeq 1\ \mu m$) et de constante diélectrique modérée ($\epsilon_r \simeq 6$ pour Si_3N_4).

13. Pour prendre en compte l'effet capacitif, on peut développer l'équation (3.10) à l'ordre 3 en κx, soit : $Z_i \sim Z_0(\kappa x - \frac{1}{3}(\kappa x)^3 \sim Z(1 - \frac{1}{3}ZY)$ où Z et Y sont respectivement les impédance et admittance totales de la ligne. Nous avons utilisé ce type de correction pour obtenir des résonances convenablement phasées à haute fréquence.

FIG. 3.14 – *Banc de mesures hyperfréquences pulsées.*

3.3 Banc de mesures pulsées

L'observation directe de la propagation d'un paquet d'onde de spin (voir la figure 1.6) nécessite de travailler à des échelles de temps de l'ordre du temps de relaxation T_2 et du retard de propagation Δt. Pour reproduire l'expérience de Brundle et Freedamn [31] dans le cas d'un film de permalloy, nous avons ainsi été amenés à utiliser des impulsions hyperfréquences d'une largeur de quelques nanosecondes.

Nous avons pour cela utilisé un montage micro-onde pulsé standard (figure 3.14) que nous avons optimisé pour le rendre aussi rapide que possible. Son fonctionnement peut être décrit comme suit :

- Le signal —délivré par un synthétiseur hyperfréquence— est d'abord «haché» à l'aide d'un commutateur hyperfréquence à diode PIN (temps de commutation de 2 ns, le plus court disponible commercialement) déclenché par un générateur d'impulsions. Pour optimiser l'impulsion hyperfréquence résultante, nous utilisons une puissance micro-onde élevée (23 dBm), une faible amplitude pour l'impulsion de commande (1 V) et un filtrage passe-haut en sortie[14].
- L'impulsion hyperfréquence est ensuite atténuée (pour rester dans un régime gyromagnétique linéaire) et envoyée dans l'antenne d'émission par l'intermédiaire du montage décrit en §3.2.4.
- L'impulsion transmise à l'antenne de réception est considérablement amplifiée[15] puis détectée à l'aide d'une diode de redressement (détection quadratique) connectée à un oscilloscope rapide.

On peut produire par cette méthode des impulsions dont la largeur peut descendre jusqu'à 3 ns (figure 3.15a) avec une porteuse entre 2.5 et 6.5 GHz (gamme des isolateurs utilisés). En utilisant tout le gain de la branche de sortie et en accumulant un grand nombre d'acquisitions, on peut également obtenir une très bonne dynamique (voir l'échelle de puissance sur la figure 3.15b).

Cette méthode nous a permis d'observer la transmission de l'impulsion par l'intermédiaire d'un paquet d'ondes de spin (figure 3.15c, on se reportera à la section 1.2.1 pour une interprétation détaillée de l'expérience). Dans le cas où le récepteur est plus éloigné de l'émetteur (figure 3.15b), l'atténuation des ondes de spin est beaucoup plus élevée et le signal devient de l'ordre de grandeur de celui qui est produit par couplage électromagnétique direct. Dans le cas de la figure 3.15b, le retard propagatif des ondes de spin n'excède pas 5 ns et le front descendant de l'impulsion directe interfère avec le front montant de l'impulsion retardée[16]. Pour optimiser l'utilisation de ce dispositif, on se limitera donc à

14. Ces précautions permettent de minimiser des pics de tension parasites associés à la construction même de ces commutateurs : l'impulsion est en effet obtenue en polarisant plusieurs diodes PIN avec une tension de commande. Le circuit R, C placé en sortie permet d'amortir le créneau de polarisation mais ne le supprime pas. C'est pourquoi on cherche à minimiser l'amplitude de ce créneau, à maximiser le signal micro-onde d'entrée et à supprimer les composantes basse-fréquence par un filtrage approprié. On pourrait également envisager de construire un commutateur dans lequel on optimiserait le circuit R, C pour la fréquence et le temps de montée utilisés.

15. Le gain total de la branche de réception est ajusté à l'aide d'un atténuateur afin d'obtenir un signal détectable à l'oscilloscope tout en évitant la saturation des amplificateurs.

16. Si le retard était encore plus grand, on aurait une atténuation plus élevée mais on pourrait imaginer augmenter le gain de la branche de sortie (pour éviter de saturer les amplificateurs on prendrait alors le soin de masquer l'impulsion directe à l'aide d'un deuxième commutateur).

FIG. 3.15 – *Forme des impulsions mesurées avec le dispositif représenté sur la figure 3.14. En haut figure l'impulsion incidente sur l'émetteur. Au milieu figurent les impulsions transmises à une deuxième antenne (récepteur) située à une distance de 100 μm pour deux valeurs du champ appliqué : -8 mT (hors résonance, on observe le couplage électromagnétique direct entre les antennes) et 3 mT (en résonance, on observe un signal additionnel retardé dû à la propagation d'un paquet d'ondes de spin). En bas figure l'impulsion transmise à un récepteur situé à une distance de 50 μm pour un champ de -3 mT (signal des ondes de spin largement dominant). La fréquence de la porteuse est de 3 GHz dans tous les cas. Noter les échelles verticales extrêmement différentes pour les trois graphes.*

des fréquences pour lesquelles le couplage électromagnétique direct est faible (2.5 à 4 GHz et 5.5 à 6 GHz, voir la figure 3.13).

Troisième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 1

Ondes magnétostatiques progressives dans un film de permalloy

Dans ce chapitre, nous présenterons de façon détaillée la réponse hyperfréquence d'une paire d'antennes coplanaires couplées à une large bande de permalloy [1] que l'on assimilera à un film continu. Comme on l'a vu dans la section 1.6.1, ce type de mesures présente plusieurs particularités par rapport à une expérience de résonance ferromagnétique conventionnelle. Le dispositif est en effet large-bande, il fournit une excitation locale et inhomogène (dans notre cas $k \simeq 0.5\ \mu m^{-1}$) et autorise deux modes d'opération différents : réflexion et transmission. Nous essaierons de mettre en évidence chacune de ces particularités au fur et à mesure de la présentation des résultats.

Le chapitre sera organisé de la façon suivante : nous étudierons d'abord la réponse en réflexion d'une des antennes (§1.1) puis nous traiterons les expériences de transmission (§1.2) avant de donner les principales conclusions de cette étude (§1.3).

1.1 Réponse d'une antenne en réflexion

Dans un premier temps, nous décrirons une courbe de résonance pour chaque configuration et nous les interpréterons de manière qualitative (§1.1.1). Nous comparerons ensuite les données obtenues sur toute la gamme de fréquence et nous définirons un dimensionnement pertinent pour pouvoir superposer toutes les données de résonance (approche semi-quantitative, §1.1.2). Enfin nous présenterons une théorie complète du couplage entre le courant et les ondes magnétostatiques (modèle de Emtage) et nous l'utiliserons pour obtenir des prédictions quantitatives (§1.1.3).

1.1.1 Résonance ferromagnétique non-uniforme

Le graphe de la figure 1.1 est un exemple typique de l'auto-inductance [2] mesurée à l'entrée d'une antenne couplée à une mince couche de permalloy. Les deux composantes —réelle et imaginaire— sont représentées en fonction de la fréquence pour un champ magnétique de 52 mT appliqué dans le plan du film, parallèlement (a) ou perpendiculairement (b) à l'axe de l'antenne.

On observe dans les deux cas une résonance bien marquée, avec une forme dispersive (valeur constante positive à basse fréquence puis changement de signe) pour la partie réelle

1. Pour une desciption détaillée des échantillons, on se reportera à la figure 3.10 (photographie de l'échantilllon), à la figure 3.4 (dessin de l'antenne), à la figure 2.7 et à l'annexe B.1 (protocole de fabrication).

2. On rappelle que cette quantité est déterminée à partir de l'impédance d'entrée en utilisant la formule (3.13).

FIG. 1.1 – *Contribution magnétique à l'auto-inductance d'une antenne micrométrique couplée à une couche de permalloy d'épaisseur $d = 35$ nm. Le champ extérieur ($\mu_0 H_0 = 52$ mT) est appliqué dans le plan de la couche, parallèlement (a) ou perpendiculairement (b) à l'axe de l'antenne. Les points sont des données expérimentales (Voir la section 3.2.5 pour une description de la méthode de mesure et la section 3.1.3 pour le détail de la géométrie de l'échantillon). Les courbes continues sont le résultat du calcul de transduction d'ondes magnétostatiques présenté à la fin de cette section (§ 1.1.3).*

et absorptive pour la partie imaginaire (qui reste positive et est maximale quand la partie réelle change de signe). Les deux configurations exhibent cependant de grandes différences : la résonance «$H \parallel$ antenne» est plus intense, plus large et à plus haute fréquence que la résonance «$H \perp$ antenne».

Ces différences s'interprètent assez facilement dans le cadre de la théorie de la résonance ferromagnétique, en utilisant la description par Kittel de la réponse uniforme d'un ellipsoïde et quelques unes des caractéristiques des ondes magnétostatiques :

- **Position des résonances**. Comme on l'a vu dans la section 2.1.3, la géométrie en couche mince est responsable, à elle seule, d'effets dipolaires importants. En effet, le champ statique étant appliqué dans le plan de la couche («résonance parallèle»), l'aimantation tournante sort périodiquement du plan du film, créant un champ dipolaire dynamique significatif. La fréquence de résonance «de référence» (obtenue en négligeant la non-uniformité du champ de pompage[3]) est celle de la résonance uniforme parallèle[4] :

$$f_u^{\parallel} = \sqrt{f_0(f_0 + f_M)} \tag{1.1}$$

  où f_0 et f_M sont donnés par l'équation (2.13). Les paramètres de l'expérience donnent $f_u^{\parallel} = 7,3\ GHz$ (flèches vertes sur la figure 1.1).

- **Décalage des résonances**. Les effets dipolaires additionnels, reliés à la non-uniformité du champ de pompage créé par l'antenne, sont décrits en utilisant la théorie des ondes magnétostatiques. Le champ hyperfréquence se couple en effet à des modes propres magnétiques de vecteurs d'onde non nuls[5] mais petits. Les effets d'échange peuvent donc être négligés et les positions des résonances sont évaluées en utilisant la théorie de Damon-Eshbach (équations (2.56) et (2.55)) au premier ordre en kd :

$$f_{MSSW}^2 = (f_u^{\parallel})^2 + f_M^2 \frac{kd}{2} \tag{1.2}$$

$$f_{MSBVW}^2 = (f_u^{\parallel})^2 - f_0 f_M \frac{kd}{2} \tag{1.3}$$

  La configuration MSSW (resp. MSBVW) est celle où le champ est perpendiculaire au vecteur d'onde (resp. parallèle) c.-à-d. parallèle (resp. perpendiculaire) à l'antenne (voir la figure 1.1).

  Pour les paramètres de l'expérience, les écarts à la fréquence de résonance uniforme sont extrêmement différents dans les deux configurations, ainsi on calcule un décalage —négligeable— de -35 MHz pour la configuration MSBVW[6] et de 700 MHz pour

3. C.-à-d. en supposant $k = 0$.

4. Formule (2.28) avec les facteurs démagnétisants d'une plaque infinie ($N_x = N_z = 0$, $N_y = 1$).

5. $\langle k \rangle \simeq 2\pi/L$, où L est la largeur totale de l'antenne, soit $\langle k \rangle \simeq 0,5\ \mu\mathrm{m}^{-1}$.

6. L'effet de non-uniformité en configuration MSBVW se ramène à une renormalisation de l'aimantation d'ordre kd. Ici $\langle k \rangle d \simeq 0.014$, cette contribution pourra donc être négligée dans toute la suite.

FIG. 1.2 – *Partie imaginaire de l'auto-inductance à l'entrée d'une antenne couplée à une couche mince de permalloy en configuration MSSW (a) et MSBVW (b). Les mesures représentées par l'échelle de couleurs ont été obtenues en balayant à la fois la fréquence et le champ. On a reporté sur le côté gauche des balayages à fréquences fixes (4,75 et 18 GHz) et en bas des balayages à champ fixe (27 et 178 mT sur (a), 19 et 185 mT sur (b)).*

la configuration MSSW. Ceci correspond bien au décalage significatif vers les hautes fréquences qui est observé sur la figure 1.1a[7].

- **Largeurs**. Le champ de pompage étant localisé dans l'espace, il ne se couple pas à un vecteur d'onde bien défini[8]. La largeur de l'excitation dans l'espace réciproque se traduit directement par une largeur en fréquence :

$$\Delta f = \frac{df}{dk}\Delta k \tag{1.4}$$

Comme c'était le cas pour le décalage de fréquence, l'élargissement obtenu est bien supérieur dans la configuration MSSW[9].

- **Amplitudes**. L'orientation relative du champ statique et du champ hyperfréquence conduit à des différences très importantes dans l'efficacité du pompage. Dans la configuration MSBVW, la composante planaire du champ hyperfréquence étant colinéaire avec l'aimantation, elle ne se couple pas avec la précession[10]. La résonance n'est donc pompée que par un champ perpendiculaire à la couche, ce qui est très dévaforable en raison de l'anisotropie de forme[11]. A l'inverse, dans la configuration MSSW, le champ micro-ondes est partout perpendiculaire au champ statique, ce qui donne une raie nettement plus intense.

1.1.2 Dépendance en fréquence et lois d'échelle

Le caractère large-bande de ce spectromètre permet une grande flexibilité dans la caractérisation de ces résonances. On peut ainsi balayer la fréquence à champ fixe, mais aussi balayer le champ à fréquence fixe ou mesurer la réponse sur toute une partie du plan (f, H)[12].

Caractérisation large bande La figure 1.2, qui représente l'absorption mesurée dans les deux configurations en utilisant ces trois «modes» de mesure, nous permet ainsi de caractériser facilement l'influence de la fréquence sur la résonance.

On remarque en particulier que l'amplitude varie peu dans la configuration MSSW tandis qu'elle augmente rapidement avec f dans le cas MSBVW. Ceci s'explique à nouveau

7. On peut également traduire les relations (1.2) et (1.3) en termes de décalage en champ, on obtient alors 0.3 mT (MSBVW) et -7 mT (MSSW).

8. Pour produire une excitation parfaitement définie dans l'espace, il faudrait utiliser une antenne périodique (serpentin ou méandre). Ici $\Delta k \sim \frac{2\pi}{L}$.

9. Notons que cet effet d'élargissement «inhomogène» n'a rien à voir avec les effets de relaxation évoqués dans la section 2.3.

10. Au moins dans le régime linéaire.

11. Utiliser la formule (2.29) en l'appliquant au cas d'une plaque infinie pompée selon la normale ($N_y = N_z = 0$, $N_x = 1$).

12. Dans le cas où les positions des résonances suivent des lois simples et «monotones», cette flexibilité n'est pas forcément un atout majeur (on peut déjà tirer beaucoup d'informations d'un simple balayage en champ). En revanche quand on a des inflexions sur les lois $f(H_0)$ (en fait dès que le champ appliqué change l'état équilibre du système) cette flexibilité s'avère décisive (§2.2.2).

à l'aide du modèle de Kittel : quand la fréquence augmente, l'ellipticité de la précession diminue (équation (2.30)). Le pompage perpendiculaire — qui est le seul opérant dans la configuration MSBVW — devient donc de plus en plus efficace. En ce qui concerne les largeurs de raie, on constate que la largeur en fréquence de la résonance MSBVW et la largeur en champ de la résonance MSSW sont à peu près constantes, tandis que la largeur MSBVW en champ et la largeur MSSW en fréquence semblent respectivement augmenter et diminuer quand la fréquence augmente [13].

Lignes de résonance et largeurs de raie La figure 1.3 représente les positions (a) [14] et largeurs (b) obtenues par un ajustement lorentzien de l'auto-inductance complexe mesurée en balayant le champ à plusieurs fréquences fixes [15].

FIG. 1.3 – *Position (a) et mi-largeur à mi-hauteur (b) des résonances évaluées par un ajustement lorentzien sur des balayages en champ à fréquence fixe dans les configurations MSBVW et MSSW. Les paramètres indiqués sur la figure (a) résultent de l'ajustement de la position de la résonance MSBVW à l'équation (1.1) et de la position de la résonance MSSW à la dispersion (1.2). La valeur de α sur la figure (b) résulte de l'ajustement de la largeur de raie MSBVW à l'équation (2.69).*

L'ajustement de la ligne de résonance MSBVW à l'équation (1.1) nous donne une évaluation des paramètres magnétiques ($\mu_0 M_s = 1.13$ T, $\frac{\gamma\mu_0}{2\pi} = 29$ GHz.T^{-1}, soit $g = 2.07$). En utilisant la dispersion (1.2), on peut déduire du décalage de la ligne de résonance MSSW le vecteur d'onde moyen ($\langle k \rangle \simeq 0,46\ \mu\text{m}^{-1}$).

La largeur de raie MSBVW suit une dépendance linéaire en fréquence sur toute la gamme de mesure (figure 1.3b), en accord avec le modèle de relaxation de Gilbert (2.65) [16], la pente obtenue correspondant à un paramètre d'amortissement $\alpha = 0.0057$. Dans la configuration MSSW à l'inverse, on observe bien une largeur à peu près constante, ce qui est compatible avec l'élargissement associé à la distribution du vecteur d'onde (1.4) [17].

Lois d'échelle Enfin, pour comparer les formes des résonances sur une large gamme de fréquence, nous avons cherché à définir un adimensionnement pertinent. Pour cela, nous modélisons la zone magnétique excitée comme un cylindre à section elliptique et nous supposons qu'il répond de manière uniforme. La susceptibilité de cet objet dans les deux directions transverses au champ statique sera déduite de la formule (2.29) dans laquelle on injectera un terme d'élargissement approprié (substitution (2.67)) :

- **Configuration MSBVW**. Dans ce cas, on reprendra les facteurs démagnétisants équivalents de la figure 2.5a. La composante planaire du champ excitateur ne contribuant pas au pompage, seule la susceptibilité χ_{yy} est à considérer (système d'axes

13. Comme on le verra plus loin, ces différentes dépendances viennent du fait que la largeur est d'origine inhomogène dans un cas et intrinsèque dans l'autre.

14. Nous avons choisi de représenter f^2 en fonction de H_0. Cela permet de vérifier facilement si l'on a bien —à bas champ— la dépendance linéaire prévue pour la résonance parallèle (équation (1.1)). Nous reprendrons cette convention par la suite.

15. Le fait de travailler à fréquence fixe permet de s'affranchir des imperfections dans la réponse hyperfréquence des antennes (pics sur la figure 3.5).

16. Notons que le modèle de Gilbert rend également compte du peu de variation de la largeur en fréquence. En effet, d'après la formule (2.71), on a, en résonance parallèle, $\Delta f = \alpha(f_M/2 + f_0)$ qui varie peu dans notre gamme de champ appliqué.

17. On peut le vérifier en différentiant la dispersion (1.2) par rapport à H_0 et k. De même, en la différenciant par rapport à f et k, on constatera que la distribution du vecteur d'onde se traduit par une largeur en fréquence inversement proportionnelle à la fréquence.

de la figure 2.5a). En injectant un terme de relaxation (2.67) de type Gilbert[18], on obtient (au premier ordre en α) l'équation suivante :

$$f(\frac{1}{f_0}+\frac{1}{2f_M})\chi_{yy}^{MSBVW}=\frac{1}{(\frac{(f_u^{\parallel})^2}{f}-f)\frac{1}{f_M+2f_0}+i\alpha} \tag{1.5}$$

Cette expression a l'avantage d'être invariante d'échelle. Elle indique une raie lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est égale au coefficient d'amortissement de Gilbert. Sur la figure 1.4a, on a reporté les variations d'auto-inductance en utilisant ce dimensionnement. Il apparait que le nuage de points (mesures entre 500 MHz et 11 GHz) se répartit autour d'une lorentzienne assez étroite centrée en 0. On a reporté en traits pleins les résonances obtenues en balayant le champ à quelques fréquences fixes ainsi que le meilleur ajustement lorentzien pour l'une d'entre elles (5.5 GHz, pointillés).
L'amplitude obtenue nous renseigne sur le facteur de remplissage du système excitateur par la couche magnétique. Dans un modèle de résonance uniforme, on peut en effet relier l'auto-inductance à la susceptibilité transverse (équation (1.3)). Dans notre cas, on écrit :

$$\Delta L_{11}=\mu_0\chi\beta\ell \tag{1.6}$$

où β est un facteur de remplissage, donnant le recouvrement de l'excitation avec la résonance et ℓ est la longueur sur laquelle on se couple (ici 700 μm). Le paramètre d'amplitude donné par l'ajustement lorentzien de la résonance est de 0.0007 nH, d'où :

$$\beta=\frac{7.10^{-13}}{\mu_0\ell}=8.10^{-4} \tag{1.7}$$

Cette valeur est à rapprocher du rapport entre l'épaisseur de la couche magnétique et la largeur de l'antenne : $\frac{d}{L}\simeq 3.10^{-3}$ qui est du même ordre de grandeur.

- **Configuration MSSW** Dans ce cas, à l'inverse, le pompage dominant est dans le plan. L'élargissement «inhomogène» associé à la distribution de k est dominant. On le modélisera grossièrement en introduisant une partie imaginaire au vecteur d'onde : $k=\langle k\rangle+i\Delta k$. En utilisant les facteurs démagnétisants et le système d'axes de la figure 2.5b, on obtient, au premier ordre en kd :

$$\chi_{xx}^{MSSW}=\frac{1}{(\frac{f_u^{\parallel}}{f_M})^2+\frac{\langle k\rangle d}{2}-\frac{f^2}{f_M^2}+i\frac{\Delta k d}{2}} \tag{1.8}$$

La figure 1.4b reporte les auto-inductances dimensionnées de cette façon. On remarque d'abord que le nuage de points se distribue assez précisément sur une courbe unique décalée vers les valeurs positives. L'ajustement à une lorentzienne pour la résonance prise à 5.5 GHz nous donne $\langle k\rangle=0.5\ \mu\mathrm{m}^{-1}$, $\Delta k=0.25\ \mu\mathrm{m}^{-1}$ et un facteur d'amplitude de 0.0008 nH proche de celui que l'on a mesuré pour la configuration MSBVW.

18. On peut en effet montrer que l'élargissement associé à la distribution de vecteur d'onde est négligeable dans cette configuration.

FIG. 1.4 – *Lois d'échelle pour la partie réelle (droite) et imaginaire (gauche) de l'auto-inductance mesurée en configuration MSBVW (a) et MSSW (b). Les fonctions d'échelle utilisées sont précisées dans le texte. Le nuage de points correspond à une mesure prise en balayant simultanément la fréquence et le champ. Les résonances en traits pleins ont été mesurées en balayant le champ à fréquence fixe. Enfin la courbe en pointillés est le meilleur ajustement lorentzien de la résonance à 5.5 GHz.*

1.1.3 Transduction d'ondes magnétostatiques

Dans les paragraphes précédents nous avons adopté le point de vue de la résonance ferromagnétique conventionnelle en introduisant les effets de non-uniformité du champ excitateur par des modèles approchés. Cette méthode donne une description semi-quantitative satisfaisante mais est incapable de prédire l'amplitude des résonances ainsi que la position et la forme de la résonance MSSW.

En corollaire, on remarquera que pour l'instant nous n'avons pas défini de fonction de réponse à $k \neq 0$. La seule fonction de réponse que nous avons définie rigoureusement,la susceptibilité uniforme (2.23), ne relie que des quantités moyennes et son extension à $k \neq 0$ n'est pas triviale[19].

En adoptant un point de vue plus proche de la physique ondulatoire, nous allons maintenant établir un formalisme permettant de calculer le couplage entre le courant hyperfréquence et les ondes magnétostatiques[20] et nous choisirons au passage une quantité pouvant faire office de fonction de réponse.

1.1.3.1 Position du problème

Le problème de la transduction des ondes magnétostatiques est schématisé sur la figure 1.5a : connaissant le courant total circulant dans une antenne de géométrie donnée (on la supposera infiniment fine), on cherche à déterminer la tension aux bornes de l'antenne. Pour cela, on doit *a priori* calculer la distribution de courant $j_z(x)$, déterminer la réponse magnétique du film (décrite par exemple par $\phi(x,y)$), puis calculer le champ électrique $E_z(x)$ que celle-ci induit sur l'antenne et enfin écrire la puissance complexe totale :

$$VI = \int E_z(x,0) j_z(x) dx \tag{1.9}$$

Notons que les pertes sont associées à la composante de E_z qui est en phase avec le courant. Elles peuvent être de plusieurs types :

- En présence d'**amortissement**, les spins situés au-dessous de l'antenne répondent en quadrature de phase. Ceci donne un champ magnétique induit en quadrature et donc un champ électrique en phase[21].
- A cause de la vitesse finie des ondes magnétostatiques, les spins éloignés de l'antenne répondent avec retard, ce qui produit un déphasage du champ magnétique induit, c'est un phénomène de **rayonnement**[22].

19. En particulier, on ne peut pas utiliser un champ excitateur de la forme $h_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ puisqu'il n'est pas solution des équations de la magnétostatique.

20. Dans la littérature spécialisée, on parle de **transduction** d'ondes magnétostatiques.

21. C'est ce terme qui est responsable de la largeur dite «intrinsèque» des résonances.

22. C'est ce phénomène que l'on a décrit, dans le paragraphe précédent, en termes de distribution de vecteur d'onde et de largeur de raie associée.

FIG. 1.5 – *a) Schématisation du problème de la transduction d'ondes magnétostatiques. b) Schématisation du problème dans l'espace réciproque (distribution harmonique de courant sur un plan). c) Notations géométriques relatives à l'antenne et transformée de Fourier de la distribution de courant, supposée uniforme dans chaque conducteur. On a utilisé les dimensions d'antenne de la figure 3.4.*

- Notons que l'antenne rayonne également des ondes électromagnétiques. Cependant, les longueurs d'onde magnétostatique et électromagnétique sont suffisamment éloignées pour que l'on n'ait pas d'«interférences» entre ces deux types de phénomènes.

Parmi les nombreux calculs publiés dans la littérature certains se focalisent sur les pertes d'amortissement [157, 24][23]; les autres privilégient les pertes de rayonnement, soit en faisant l'hypothèse d'une densité de courant uniforme [61, 52, 90, 142], soit en supposant le conducteur parfait et en résolvant une équation intégrale sur $j(x)$ [53, 160].

Le système que nous étudions présentant à la fois des pertes par amortissement et par rayonnement, nous avons choisi de modifier quelque peu le calcul qui nous a paru le plus élégant (celui d'Emtage [52]). Ce calcul repose sur une formulation simple du problème dans l'espace réciproque et s'inspire de la solution de Damon-Eshbach (§2.2.2) pour le potentiel dans la couche magnétique.

1.1.3.2 Formalisme magnétostatique

Considérons une onde de vecteur d'onde k se propageant dans la direction x (figure 1.5b) dans une couche dont la perméabilité complexe $\overline{\overline{\mu}}$ est donnée par :

$$\overline{\overline{\mu}} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & i\mu_{12} \\ -i\mu_{12} & \mu_{22} \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

Le potentiel magnétostatique s'y écrit :

$$\phi(x,y) = Ae^{ikx}(e^{iqy} + \eta e^{-iqy}) \tag{1.11}$$

En reprenant l'équation de Walker (2.47) et en utilisant les notations de l'équation (1.10), on a :

$$q = i\beta k \tag{1.12}$$

où

$$\beta^2 = \frac{\mu_{11}}{\mu_{22}} \tag{1.13}$$

Comme dans l'approche de Damon-Eshbach, la détermination de la constante η passe par l'écriture des conditions de continuité de l'électromagnétisme (portant sur H_x et B_y) à chaque interface et des conditions à l'infini. Dans son article, Emtage propose de formuler ces conditions grâce à la **perméabilité de surface** définie par :

$$\mu_s(y_0) = lim_{y\to y_0}\frac{-iB_y}{\mu_0 H_x} \tag{1.14}$$

Dans le cas de notre onde progressive, les conditions de continuité de l'électromagnétisme se ramènent à la continuité de μ_s partout sauf sur les plans qui portent des courants de surface. Pour ces plans, le saut de perméabilité de surface vérifie :

$$\mu_0 j_z(k) = iB_y(k)(\frac{1}{\mu_s(y_0^+)} - \frac{1}{\mu_s(y_0^-)}) \tag{1.15}$$

23. L'antenne est alors choisie infinie (structure périodique en méandre) de manière à négliger le rayonnement.

1.1.3.3 Inductance équivalente dans l'espace réciproque

L'empilement représenté sur la figure 1.5b est l'analogue de notre problème initial dans l'espace réciproque, l'antenne ayant simplement été remplacée par une feuille de courant avec une distribution harmonique. Le formalisme de la perméabilité de surface va être utilisé pour «remonter» depuis les conditions à l'infini jusqu'au saut de μ_s sur la feuille de courant qui est directement relié au champ électrique induit.

Conditions à l'infini Les milieux à l'infini étant diélectriques, leur perméabilité est prise égale à μ_0. En utilisant (1.13) et en choisissant une solution convergente à l'infini, le potentiel doit d'écrire $\phi \propto e^{-|ky|+ikx}$, d'où :

$$\mu_s = \pm\frac{|k|}{k} \tag{1.16}$$

Ceci s'applique aux domaines $y > h$ et $y < -d$.

«Transformation» de la perméabilité de surface par une couche finie En utilisant la formule (1.11), on peut démontrer que les perméabilités de surface en deux points y_2 et y_1 d'un milieu de perméabilité (1.10) sont reliées par :

$$\mu_s(y_2) = \mu_s(y_1) + \frac{\mu_{11}\mu_{22} - \mu_{12}^2 - \mu_{12}\mu_s(y_1)\frac{\tanh(\beta k(y_1-y_2))}{\beta\mu_{22}}}{1 + \mu_s(y_1)\frac{\tanh(\beta k(y_1-y_2))}{\beta\mu_{22}}} \tag{1.17}$$

Cette formule sera utilisée «en cascade», d'abord pour calculer μ_s en 0 à partir de sa valeur en $-d$ (dans ce cas on écrira $\overline{\overline{\mu}}$ en projetant le tenseur de susceptibilité de Polder (2.15) sur les axes x, y), puis pour en déduire $\mu_s(h^-)$ (dans ce cas la perméabilité est μ_0).

Inductance équivalente vue par la feuille de courant Définissons l'inductance équivalente vue par la feuille de courant comme :

$$L_{equ}(k) = \frac{k^2}{i\omega}\left(\frac{E_z(k)}{j_z(k)}\right)_{y=h} \tag{1.18}$$

En utilisant la loi de Faraday (quatrième équation du système (2.31)) et l'expression (1.15), il vient :

$$L_{equ} = \frac{\mu_0 k}{\frac{1}{\mu_s(h^-)} - \frac{1}{\mu_s(h^+)}} \tag{1.19}$$

Dans notre cas, $\mu_s(h^+)$ est donnée directement par la condition à l'infini (1.16) tandis que $\mu_s(h^-)$ est calculé en appliquant deux fois la transformation (1.17) à $\mu_s(-d)$.

Cette inductance équivalente est une quantité pertinente pour décrire la réponse d'un film à une perturbation hyperfréquence non-uniforme. En particulier, on peut démontrer qu'elle s'identifie à l'auto-inductance par unité de surface d'une antenne donnant une distribution harmonique de courant (méandre ou serpentin).

1.1.3.4 Antenne réelle : cas d'une distribution de courant localisée

D'après les équations (1.9) et (1.18), l'auto-inductance d'une antenne s'écrit :

$$L = \frac{V}{i\omega I} = \frac{1}{i\omega I^2}\int j_z(x)E_z(x)dx = \frac{1}{I^2}\int dx j_z(x)\int dk\frac{1}{2\pi k^2}j_z(k)L_{equ}(k)e^{ikx} \tag{1.20}$$

FIG. 1.6 – *Inductance d'entrée complexe calculée pour l'antenne de la figure 3.4 en configuration MSSW. Les points ont été calculés en intégrant numériquement l'expression (1.21) (nous avons distingué l'intégration sur les k positifs et négatifs). Les courbes continues correspondent à une intégration analytique, valable pour un amortissement nul (voir la note page 89). Les paramètres utilisés sont* $a = 1.5$ μm, $b = 4.5$ μm, $c = 2$ μm, $h = 1.6$ μm, $d = 35$ *nm,* $\mu_0 M_s = 1.13$ *T,* $\frac{\gamma\mu_0}{2\pi} = 29$ GHZ.T^{-1} *et* $\alpha = 0.0057$.

Soit :

$$L = \frac{1}{2\pi}\int dk \left|\frac{j_z(k)}{I}\right|^2 \frac{L_{equ}(k)}{k^2} \tag{1.21}$$

Pour déterminer $j_z(k)$, nous supposerons le courant uniforme dans chaque conducteur de l'antenne ; cette hypothèse, qui est mise en défaut pour certaines géométries de transduction[24], s'appuie dans notre cas sur la valeur élevée de la résistance ohmique de notre structure. En effet, grâce à la simulation Sonnet® (§3.6), nous avions vu qu'en l'absence de couche magnétique la résistivité du métal rendait le courant assez uniforme dans les conducteurs. L'influence de la transduction, mesurée par la contribution magnétique à l'auto-inductance, restant modérée par rapport à celle de la résistance ohmique[25], la redistribution de courant reste assez faible.

Avec les notations de la figure 1.5c, on obtient ainsi une transformée de Fourier qui est la somme de trois sinus cardinaux :

$$\frac{j_z(k)}{I} = \frac{\sin kb - \sin k(b+c)}{kc} + \frac{\sin ka}{ka} \tag{1.22}$$

L'auto-inductance totale est finalement intégrée numériquement, en utilisant les expressions —analytiques— (1.19) et (1.22) des inductance équivalente et densité de courant[26].

La figure 1.6 représente un exemple typique du résultat de ce calcul. Notons d'abord une forme globale de type «absorption-dispersion» (résonance). On remarque ensuite que la partie réelle est non nulle au-dessus de la résonance (c'est l'auto-inductance de l'antenne dans l'espace libre) et a un niveau supérieur au-dessous de la résonance (susceptibilité rotatoire statique). On a reporté en traits pleins les pertes de rayonnement évaluées dans la limite d'un amortissement nul, ce qui permet de confirmer l'influence non négligeable de la relaxation sur le signal à mesurer. Enfin l'asymétrie observée entre les parties k positif et négatif de l'intégrale (1.19) est une manifestation typique du phénomène de propagation non-réciproque (§2.2.2) : étant donné que l'onde se propageant vers la droite est évanescente à partir de la surface supérieur du film (c.-à-d. la plus proche de l'antenne), elle se couple plus fortement au courant hyperfréquence (voir les schémas en encart, où la couleur rouge représente la zone où l'onde est la plus intense).

Finalement, on se reportera à la figure 1.1 où l'on avait reporté, superposés aux mesures expérimentales, les résultats de ce calcul dans les deux configurations MSBVW et MSSW. L'accord est tout à fait satisfaisant, ce qui valide notre modélisation du phénomène de transduction d'ondes magnétostatiques.

24. On se réfèrera par exemple au deuxième article de Emtage [53] dans lequel il démontre que pour une antenne microstrip d'une largeur proche de l'épaisseur du film magnétique, la transduction d'onde de surface introduit une redistribution asymétrique du courant près des bords du conducteur.

25. A 5 GHz et en configuration MSSW, $\omega\Delta L_{11} \simeq 6\ \Omega$ contre $R \simeq 25\ \Omega$.

26. Dans la limite des petits amortissements, on peut également évaluer analytiquement les pertes de rayonnement en appliquant le théorème des résidus à l'expression (1.20). On retrouve alors l'équation (13) de la référence [52].

FIG. 1.7 – *a) Représentation schématique d'une expérience de propagation en régime impulsionnel. b) Impulsions transmises entre deux antennes couplées à une couche de permalloy en configuration MSSW et espacées de 50 μm. La fréquence de la porteuse est de 3 GHz, l'instant $t = 0$ correspond au centre de l'impulsion arrivant sur l'antenne émettrice. c) Schématisation de la non-réciprocité* ***en champ*** *des ondes magnétostatiques de surface (la couleur rouge représente la zone où l'onde est la plus intense).*

1.2 Observation directe de la propagation d'ondes magnétostatiques de surface

La complexité du mécanisme de transduction n'est pas spécifique au cas des ondes magnétostatiques, et il est généralement difficile de remonter depuis le signal mesuré aux bornes d'un émetteur jusqu'aux caractéristiques intrinsèques des ondes émises. C'est pourquoi on préfère souvent utiliser un ou deux récepteurs afin de mesurer directement des quantités fondamentales telles que la vitesse de groupe ou l'atténuation [126, 131, 163, 69, 72].

1.2.1 Mesures en régime impulsionnel

L'expérience d'émission-réception la plus simple conceptuellement consiste à émettre un paquet d'ondes et à mesurer le temps qu'il met à atteindre un récepteur situé un peu plus loin (figure 1.7a).

La figure 1.7b montre ainsi les impulsions reçues en utilisant le montage détaillé dans la section 3.3. Une impulsion à 3 GHz, d'une durée de 3 ns, est envoyée dans l'antenne émettrice. Celle-ci produit par transduction un paquet d'ondes magnétostatiques de surface qui se propage dans la couche. A son passage sous l'antenne réceptrice, ce paquet d'onde induit une impulsion de tension dont la puissance est mesurée par une diode.

On notera d'abord que l'impulsion n'est transmise que dans une certaine gamme de champ appliqué. Ceci corrobore les résultats de la section précédente : notre antenne ne se couple qu'à une gamme restreinte de vecteurs d'onde. La fréquence étant fixée, la valeur du champ est donc limitée par la relation de dispersion (1.2). On peut vérifier que cette gamme de champ correspond à peu près à l'étendue de la résonance mesurée en réflexion.

Remarquons ensuite que les impulsions n'ont pas la même amplitude selon que le champ est appliqué dans un sens ou dans l'autre : c'est la manifestation du caractère non-réciproque des ondes de surface, qui avait été illustré théoriquement par les figures 2.9 et 1.6 : la seule différence est qu'ici ce n'est pas le sens de propagation qui est inversé mais plutôt celui de l'aimantation (figure 1.7c).

Enfin, le décalage temporel observé entre l'onde incidente et l'onde reçue nous permet d'estimer la vitesse de groupe :

$$v_g = \frac{D}{\Delta t} \simeq 20\ \mu m.ns^{-1} \tag{1.23}$$

On peut comparer cette valeur à celle que prédit la dispersion (1.2) :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\pi}{2}\frac{f_M^2}{f}d \tag{1.24}$$

Dans notre cas, on obtient $v_g = 18\ \mu m.ns^{-1}$, en bon accord avec l'observation. Notons également que le retard des impulsions ne semble pas varier en fonction du champ, comme le prédit l'expression (1.24) de la vitesse de groupe. En fait, c'est la fréquence qu'il faut varier pour modifier la vitesse de groupe, comme on le constate sur la figure 1.8a.

FIG. 1.8 – *Evolution des impulsions transmises en fonction de la fréquence de la porteuse (a) et de la distance entre antennes (b). En (a) la distance entre antennes est $D = 50\ \mu m$, en (b) la porteuse est à $f = 2.8\ GHz$. Dans les deux cas, l'origine des temps correspond au centre de l'impulsion incidente à son arrivée sur l'antenne émettrice.*

FIG. 1.9 – *Inductance mutuelle mesurée entre deux antennes espacées de 50 μm en balayant la fréquence à un champ fixe $\mu_0 H_0 = 3\ mT$ (a) et en balayant le champ à une fréquence fixe $f = 5,5\ GHz$ (b). Dans les deux cas, on a représenté les parties réelles et imaginaires de l'inductance mutuelle, son amplitude ainsi que la partie imaginaire de l'auto-inductance.*

Si une estimation directe de la vitesse de groupe ne nécessite qu'un récepteur, celle de l'atténuation en nécessite deux [163, 69, 72]. En effet, en supposant qu'ils se couplent identiquement à l'onde, le rapport des puissances mesurées sur deux récepteurs situés à des distances différentes de l'émetteur ne dépend pas du processus de transduction mais seulement de l'atténuation propagative. La figure 1.8b reporte ainsi les impulsions transmises à deux antennes situées de part et d'autre de l'émetteur à des distances de 50 et 100 μm [27]. On observe une atténuation d'un facteur 10 pour une différence de retard de 2.4 ns environ, ce qui — en supposant l'amortissement exponentiel— nous donne un temps de relaxation de l'amplitude :

$$T_2 = 2\frac{t_2 - t_1}{\ln P_2/P_1} \simeq 1\ ns \tag{1.25}$$

Cette estimation est en accord raisonnable avec la valeur prédite par la description de Gilbert [28] :

$$\frac{1}{T_2} = \alpha 2\pi(f_0 + \frac{f_M}{2}) \simeq \alpha\pi f_M \tag{1.26}$$

qui nous donne 1.5 ns pour $\alpha = 0.0057$.

1.2.2 Mesures en régime sinusoïdal

La méthode impulsionnelle donne —on l'a vu— une vision assez directe de la propagation d'un paquet d'ondes. Cependant, le détecteur étant scalaire, elle ne nous permet pas de déterminer la phase de l'onde reçue. On va voir que cette information peut être obtenue en mesurant simplement —à l'analyseur de réseau, c.-à-d. en régime sinusoïdal— le signal transmis d'une antenne à l'autre.

Phénoménologie La figure 1.9 représente ainsi l'inductance mutuelle ΔL_{12} mesurée en balayant la fréquence à champ fixe (a) ou en balayant le champ à fréquence fixe (b). Dans les deux cas, on observe des oscillations régulières, en quadrature, sur les deux composantes.

Pour interpréter ces oscillations, revenons à la dispersion des ondes magnétostatiques de surface (1.3) et écrivons le déphasage de l'onde à son arrivée sur un récepteur situé à

27. Ne disposant que de deux connecteurs coaxiaux-coplanaires, nous avons effectué la mesure en deux fois. A cause du phénomène de propagation non-réciproque, nous avons pris soin d'inverser le sens du champ appliqué entre les deux mesures, ce qui permet de conserver la même orientation pour le trièdre $(\vec{k}, \vec{M}, \vec{u}_y)$.

28. On calculera ce temps de relaxation en écrivant $T_2^{-1} = 2\pi\Delta f$ où Δf est la largeur en fréquence que l'on déduit des équations (2.71), (2.69) et (1.2).

FIG. 1.10 – *Notations utilisées pour la modélisation du processus d'émission – propagation – réception (a). Lois d'échelle pour les variations en fréquence et en distance de la phase (b) et de l'amplitude (c) du facteur de propagation P_{12} de l'onde magnétostatique de surface. P_{12} a été déduit de la matrice d'inductance en utilisant l'équation (1.34). L'abscisse des deux graphes correspond aux lois d'échelle (1.36) et (1.37). La phase a été calculée en tout point des résonances, pour différents balayages en champ ou en champ et en fréquence (voir la légende). L'amplitude n'a été calculée qu'au sommet de quelques résonances entre 3 et 10 GHz. On a également reporté sur le graphe (c) l'atténuation déduite des mesures impulsionnelles.*

une distance D de l'émetteur :

$$\Psi = kD \tag{1.27}$$

Ainsi lorsque l'on fixe un des paramètres (f, H) et que l'on balaie l'autre, on fait varier la valeur du vecteur d'onde et donc du déphasage[29]. Selon le balayage que l'on choisit, on pourra donc utiliser les oscillations obtenues pour extraires différents «termes» de l'équation de dispersion (1.2)[30].

Pour caractériser l'atténuation, nous allons maintenant considérer l'amplitude de ΔL_{12} et la comparer à la partie imaginaire de l'auto-inductance $\Delta L''_{11}$ pour les deux types de balayages effectués :

- à fréquence fixe (figure 1.9b) les deux courbes se superposent presque parfaitement;
- pour un champ fixé (figure 1.9a), le pic de transmission est centré à plus basse fréquence et semble plus asymétrique que celui du signal réfléchi.

Ceci s'explique, à nouveau, par la dispersion de l'onde de surface. En supposant que l'on a une relaxation exponentielle, l'atténuation vérifie :

$$Att \propto e^{-\frac{D}{v_g T_2}} \tag{1.28}$$

où T_2 est donné par la formule (1.26). Puisque la vitesse de groupe (1.24) diminue avec la fréquence mais ne dépend pas du champ et puisque le temps de relaxation (1.26) est pratiquement constant, on voit que l'amortissement a tendance à décaler le pic de transmission vers les basses fréquences sans le décaler sur l'axe des champs.

Analyse quantitative Pour interpréter les données d'atténuation de manière plus précise, nous allons utiliser le modèle d'émission – propagation – réception représenté sur la figure 1.10a.

L'émission et la réception sont caractérisées par les coefficients de couplage e et r de l'antenne avec les ondes magnétostatiques :

$$\phi_1 = eI_1 \tag{1.29}$$

$$V_2 = r\phi_2 \tag{1.30}$$

29. Par conséquent, l'existence d'une large gamme de vecteurs d'onde excités est indispensable à l'observation de ces oscillations.

30. En particulier, les oscillations en fréquence donnent accès au retard : $\Delta t = -\frac{1}{2\pi}\frac{d\Psi_{12}}{df}$ et on déduit ainsi du graphe (a) un retard de 2.1 ns autour de 3 GHz en accord raisonnable avec la valeur relevée sur la figure 1.7. Les oscillations en champ donnent, elles, une estimation de M_s et de d indépendante de la valeur du rapport gyromagnétique $\frac{1}{2\pi}\frac{d\Psi_{12}}{dH} = \frac{2D}{M_s d}(1 + 2\frac{H}{M_s})$. Des mesures comme celles du graphe (b) prises à différentes fréquences nous ont ainsi donné $\mu_0 M_s \simeq 1$ T et $d \simeq 40$ nm, ce qui est assez proche des valeurs escomptées.

L'atténuation et le déphasage sont décrits par le terme P_{21} [31] :

$$\phi_2 = P_{21}\phi_1 \tag{1.31}$$

Remarquons maintenant que la contribution magnétique à l'auto-inductance décrit l'interaction des ondes magnétostatiques ϕ avec leur propre antenne d'émission, soit :

$$\Delta V_1 = i\omega \Delta L_{11} I_1 = r\phi_1 = reI_1 \tag{1.32}$$

L'inductance mutuelle est donnée par les couplages avec l'onde magnétostatique dans un seul des sens de propagation :

$$V_2^+ = i\omega \Delta L_{21}^+ I_2 = r\frac{\phi^+}{\phi^+ + \phi^-}\phi_2 = re(\frac{\phi^+}{\phi^+ + \phi^-})^2 P_{21} I_1 \tag{1.33}$$

En combinant les équations (1.32) et (1.33), il vient :

$$P_{21} = \frac{\Delta L_{21}^+}{\Delta L_{11}}(1 + \frac{\phi^-}{\phi^+})^2 \tag{1.34}$$

où l'asymétrie peut être évaluée en inversant le sens de propagation (ou en inversant le champ) :

$$(\frac{\phi^-}{\phi^+})^2 = \frac{\Delta L_{21}^-}{\Delta L_{21}^+} \tag{1.35}$$

La quantité P_{12} — caractéristique de la propagation des ondes magnétostatiques indépendamment de leur transduction — pourra donc être déduite de la mesure de la matrice d'inductance.

Pour comparer les phases de la transmission mesurées à différentes fréquences et différents espacements d'antenne, on utilisera la dispersion (1.2), qui nous donne la phase théorique :

$$\Psi = -kD = -\frac{f^2 - (f_{||}^u)^2}{2f_M^2 d} D \tag{1.36}$$

Nous avons ainsi reporté sur la figure 1.10b la phase de propagation mesurée pour une large gamme de fréquences et pour les deux antennes en fonction du paramètre dkD déduit de (1.36). Comme prévu, les points s'ordonnent autour d'une droite. La pente mesurée nous donne une estimation de l'épaisseur, $d \simeq 38nm$, en bon accord avec la valeur mesurée par réflectivité de neutrons polarisés (table 2.1).

Pour comparer l'atténuation mesurée à celle que prédit l'équation de Gilbert, on utilisera l'expression (1.26) du temps de relaxation, soit :

$$|P_{12}|_{dB} = -\frac{20}{\ln 10} t\alpha\pi f_M (1 + 2\frac{H_0}{M_s}) \tag{1.37}$$

La figure 1.10c représente ainsi l'atténuation évaluée à partir des valeurs de la matrice d'inductance à résonance et de l'équation (1.34). On a également reporté l'atténuation déduite de l'amplitude des impulsions transmises [32]. Hormis un léger décalage entre les

31. On supposera que les lois de dispersion et de relaxation ne dépendent pas du sens de propagation, ce qui implique que les deux surfaces du film n'influencent pas l'onde de façon trop différente.

32. Dans ce cas, la puissance transmise doit être également être normalisée par une formule du type (1.34). Nous avons utilisé ici $|P_{12}| = \sqrt{\frac{P_{trans}^+}{P_{inc}}} \frac{Z_{11}^2 + Z_0^2}{4\omega \Delta L_{11}^{II} (\frac{\phi^+}{\phi^+ + \phi^-})^2}$ (voir [142, p. 138]).

résultats des deux méthodes, l'ensemble des atténuations mesurées avec un espacement de 50 μm satisfait bien la dépendance linéaire prédite. La pente obtenue donne un temps de relaxation de 1,6 ns et un coefficient d'amortissement $\alpha = 0.006$. Pour un espacement de 100 μm, l'atténuation semble plus importante, ceci est contradictoire avec le modèle mais pourrait venir du fait que le signal est trop atténué pour pouvoir être évalué de façon très fiable (voir les barres d'erreur pour les plus grands retards). De plus, les données les plus nettes, prises à très basses fréquences ($f < 3$ GHz) c.-à-d. avec un faible champ appliqué, pourraient être influencées par des non-linéarités ou par une saturation imparfaite.

1.3 Conclusions

Nous avons — à notre connaissance — été les premiers à appliquer les techniques de la spectroscopie propagative d'ondes de spin à des films métalliques. La caractérisation détaillée de la réponse hyperféquence d'antennes couplées à une couche mince de permalloy nous a permis de valider cette technique, tant du point de vue qualitatif que du point de vue quantitatif.

1.3.1 Excitations non-uniformes dans un film étendu

L'analyse du processus de transduction présentée dans la section 1.1.3 est applicable à toute situation faisant intervenir une excitation localisée dans un milieu étendu. Des études de magnéto-optique résolue en temps [164] ont ainsi montré qu'à proximité immédiate d'une ligne d'excitation l'aimantation relaxait beaucoup plus vite que ne le prévoit le modèle de Gilbert. C'est ce que nous appellerions pertes «radiatives» dans le vocabulaire du paragraphe 1.1.3. Dans son article [135], Silva procède à une analyse détaillée de l'évolution du signal en fonction de la distance à la ligne excitatrice. Malgré des conditions expérimentales très différentes (film de 250 nm d'épaisseur, antenne de 250 μm de large, régime fortement non-linéaire), ses conclusions corroborent entièrement les nôtres.

En pratique, cette problématique risque de devenir particulièrement cruciale pour l'enregistrement magnétique. Les cadences d'écriture approchant maintenant le GHz, les approximations quasi-statiques [116] utilisées pour modéliser le retournement de la tête d'écriture ou celui du milieu d'enregistrement devraient rapidement montrer leurs limites. Le formalisme des ondes magnétostatiques et de leur transduction pourrait permettre de modéliser certains effets de propagation indésirables (oscillations du flux magnétique d'écriture [135] ou retournement de bits adjacents par propagation d'ondes de spin dans la sous-couche douce [88]).

1.3.2 Relaxation des ondes magnétostatiques

Au cours de notre étude expérimentale, nous avons obtenu deux valeurs du paramètre d'amortissement de Gilbert par des méthodes indépendantes. La largeur de raie de la résonance MSBVW mesurée en réflexion nous a donné $\alpha = 0.0057$ tandis que l'atténuation des ondes MSSW mesurée en transmission nous a donné $\alpha = 0.006$. Les deux valeurs sont en bon accord entre elles mais aussi avec les résultats de résonance ferromagnétique standard ou de magnéto-optique résolue en temps publiés jusqu'alors[33].

De cet ensemble de résultats, on peut tirer les conclusions suivantes :

- Le modèle de Gilbert semble décrire correctement la relaxation transverse dans les films de permalloy (du moins dans le régime des petites excitations et pour un film aimanté tangentiellement). En particulier, la linéarité de la dépendance en fréquence

33. Voir la table 2.2 et les références qui y figurent.

de la largeur de raie est très bien respectée. De plus la relaxation ne semble pas dépendre de la valeur du vecteur d'onde ni de son orientation[34]. Ceci permet d'écarter la relaxation par courants de Foucault qui, elle, dépend fortement de la longueur d'onde.

- Bien que les mesures citées plus haut aient été faites sur des films préparés de manières très différentes, on observe peu de dispersion dans la valeur de l'amortissement, proche de celle des meilleurs échantillons massifs. Il y a donc peu de chances que la relaxation soit d'origine extrinsèque (processus à deux magnons).

Ainsi nous pensons que la relaxation a une origine essentiellement intrinsèque, le processus de relaxation par diffusions électrons-magnons (§2.3.3.2) proposé dans les années 70 nous semblant un très bon candidat. Une démonstration directe nécessiterait des mesures plus élaborées. On peut ainsi imaginer mesurer la relaxation pour des vecteurs d'onde où le taux de diffusion (2.75) n'est plus constant (soit $k \sim 1$ nm^{-1}, ce qui nécessite de travailler dans le domaine infrarouge). Des mesures à température variable ainsi que la mesure simultanée de la résistivité pour évaluer l'effet des ondes de spin sur la population électronique pourraient également être intéressantes. Notons enfin que des mesures récentes de relaxation dans des couches ultra-minces en contact avec des couches de métaux normaux [149, 108] ont démontré l'existence d'effets de proximité tout à fait compatibles avec le processus électrons-magnons.

34. Nous avons étudié le cas d'un vecteur d'onde planaire dans la gamme $0 - 0.8\ \mu m^{-1}$. Des études de résonances d'ondes de spin ont montré qu'il n'y avait pas de variation de largeur de raie pour des vecteurs d'ondes normaux jusqu'à 100 μm^{-1} [117].

Chapitre 2

Magnétodynamique de rubans et de plots : ondes de spin confinées

L'objectif principal de ce chapitre sera d'identifier les excitations élémentaires associées à des configurations micromagnétiques non-uniformes. Avant de décrire les résultats obtenus, passons rapidement en revue les travaux relatifs à cette thématique :

- Dans leur article fondateur [98], Landau et Lifshitz s'étaient dèjà intéressés à ce problème délicat. L'état d'équilibre considéré était celui de la figure 1.2 (domaines en bandes) et Landau et Lifshitz ont prédit l'existence de modes de vibration de parois. Depuis, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux sont venus confortés cette approche (mesures sur des films de grenats, de fer-palladium et de cobalt, tous à forte anisotropie perpendiculaire[1]).
- Le cas des excitations relatives aux structures micromagnétiques des matériaux doux n'a commencé à être exploré que beaucoup plus récemment. Citons quelques études expérimentales récentes dans le domaine temporel [77, 8] et des modélisations de la dynamique d'un vortex [71, 150].

Nous étudierons dans ce chapitre la dynamique d'éléments minces de permalloy de largeurs micrométriques. Trois configurations expérimentales différentes seront distinguées :

- Rubans aimantés axialement(§ 2.1). Dans ce cas, la configuration micromagnétique est uniforme et les excitations se décrivent en termes d'ondes stationnaires. Ce problème est plus simple conceptuellement mais il met bien en évidence le rôle du champ dipolaire dynamique, ce qui sera déterminant par la suite.
- Rubans aimantés dans la direction transverse (§ 2.2). La configuration micromagnétique correspondante, fortement inhomogène, est régie par la compétition entre le champ appliqué et l'effet démagnétisant des bords (voir la section 1.4). Ce problème sera abordé en utilisant les propriétés un peu particulières de cet état d'équilibre (ségrégation de phases) et en appliquant la notion d'onde stationnaire au cas d'un milieu inhomogène.
- Plots rectangulaires et carrés (§ 2.3). On se contentera dans cette section de donner quelques résultats préliminaires et une discussion qualitative.

Deux techniques expérimentales ont été utilisées : la spectroscopie hyperfréquence par antennes micrométriques (voir les chapitres précédents) et la diffusion Brillouin (§1.4, mesures réalisées à l'université de Kaiserslautern par Jörg Jorzick sur des échantillons lithographiés à Saclay). Dans chacune des configurations de mesure, nous exposerons donc successivement les résultats de diffusion Brillouin, de spectroscopie hyperfréquence puis leur interprétation.

1. Expériences dites de résonance de paroi, voir l'article de Ebels *et al.* [51].

FIG. 2.1 – *a) Configuration de mesure pour un réseau de rubans aimantés axialement. b) Spectres de diffusion Brillouin obtenus pour différents angles d'incidence de la lumière. c) Courbe de quasi-dispersion. La courbe en traits pleins représente la dispersion du film continu (équation (2.58) avec $n_y = 0$). Les lignes pointillées ont été obtenues en utilisant la formule (2.58) avec $n_y = 1$ (en haut) et $n_y = 0$, $k_x = (n - \frac{1}{3})\frac{\pi}{w}$ (en bas, condition d'ancrage partielle du type (2.13)). Le champ appliqué est $\mu_0 H_0 = 50$ mT, l'épaisseur vaut pour les deux mesures $d \simeq 30$ nm, la largeur et l'espacement sont indiqués sur la figure. Le protocole de fabrication de ces échantillons est expliqué sur la figure 2.10-III et dans l'annexe B.2.*

2.1 Ruban aimanté axialement

Dans cette section, on s'intéressera à la réponse magnétique hyperfréquence de rubans de section rectangulaire très aplatie soumis à un champ parallèle à leur grande direction (voir la figure 2.1a). Le champ étant appliqué le long d'un axe facile pour l'anisotropie de forme, l'aimantation sera considérée uniforme, alignée avec le champ[2].

Par rapport aux films continus étudiés jusqu'alors, la principale complication réside dans la rupture de l'invariance par translation. En d'autres termes, les discontinuités que sont les bords latéraux des rubans sont susceptibles de réfléchir les ondes magnétostatiques. Les différentes ondes réfléchies n'interféreront de manière constructive que pour certaines valeurs discrètes de la fréquence, donnant alors naissance à des modes de type «onde stationnaire» (ou modes quantifiés d'ondes de spin).

Ce cas de figure, plus simple que celui d'une configuration d'équilibre inhomogène, a été étudié de façon très détaillée dans de nombreux systèmes. Citons de nombreux travaux —assez similaires dans le principe— relatifs aux partiels d'échange suivant l'épaisseur[3]. Des modes magnétostatiques stationnaires ont également été mis en évidence dans des échantillons millimétriques de YIG [49]. Le cas d'échantillons micrométriques de matériaux métalliques n'a été abordé que plus récemment et les différents résultats publiés seront cités dans la discussion.

2.1.1 Mesures de diffusion Brillouin

Ce phénomène est particulièrement bien illustré par les mesures de diffusion inélastique de lumière. La figure 2.1b reporte ainsi une série de spectres de diffusion Brillouin obtenus pour différents angles d'incidence. Ces spectres présentent un pic haute fréquence d'intensité à peu près constante et sept pics dont l'intensité varie nettement avec l'angle (et donc avec le vecteur d'onde de transfert, voir la figure 1.4c). Cette tendance se visualise mieux en reportant les positions des pics — quand ils sont visibles — en fonction du vecteur d'onde, ce qui donne une courbe de «quasi-dispersion»[4] comme celle qui est représentée sur la figure 2.1c.

Qualitativement, ces résultats s'analysent facilement en utilisant la théorie des ondes de spin dans un film continu en régime dipôle-échange (§2.2.3). Le mode haute fréquence est ainsi identifié au premier partiel d'onde stationnaire dans la direction de l'épaisseur

2. Cette hypothèse n'est mise en défaut que près des extrémités (divergence de l'aimantation de type «fleur» ou «feuille») mais ces zones représentent une fraction trop faible du volume des rubans pour donner un signal significatif [66]. Notons également que le champ appliqué doit être supérieur au champ coercitif (typiquement quelques mT dans ces échantillons) pour assurer la saturation.

3. Configuration dite «Spin Wave Resonance», voir par exemple [79, 117]. L'existence de ce type de modes est illustrée par la figure 2.11.

4. On choisira de réserver le terme de dispersion à un système invariant par translation.

FIG. 2.2 – *Mesures hyperfréquence sur un réseau de rubans aimantés axialement. a) Disposition de l'antenne. b) Réponse en réflexion mesurée à 10 GHz. Les courbes en traits pleins sont un ajustement à une somme de trois lorentziennes dont les paramètres sont indiqués sur la figure. c) Courbes de résonances. Les résonances mesurées sont les carrés pleins (résonance la plus intense) et les carrés ouverts. Les lignes sont déduites de la dispersion (2.56) et des conditions de quantification (2.13). Les paramètres des rubans sont* $d = 35$ *nm,* $w = 3$ μm *et* $e = 3$ μm.

(sa fréquence, calculée en utilisant la formule (2.58) avec $n = n_y = 1$ dépend très peu du vecteur d'onde planaire). Les sept modes basse fréquence s'avèrent «suivre» d'assez près la courbe de dispersion du mode $n_y = 0$ (c.-à-d. du fondamental vis-à-vis de l'épaisseur). Leurs fréquences semblent données par la dispersion du film continu appliquée à une série régulière de vecteurs d'onde (voir la courbe en traits pleins et les flèches verticales sur la figure 2.1c). Notons finalement que chaque mode est observé dans une certaine gamme de vecteurs d'onde. Ceci correspond à nouveau à la rupture de l'invariance par translation. En effet, même si le mode est harmonique à l'intérieur du ruban, le fait qu'il y soit confiné introduit une largeur finie dans l'espace réciproque ($\Delta Q \simeq \frac{2\pi}{w}$).

Avant de s'intéresser au détail de la condition de quantification de ces modes, nous allons présenter les résultats obtenus avec notre spectromètre hyperfréquence, tout à fait complémentaires de ceux de la diffusion Brillouin.

2.1.2 Réponse hyperfréquence

L'échantillon étudié est représenté sur la figure 2.2a : les rubans ont une largeur de 3 μm, ils sont séparés des antennes par un espaceur de 100 nm. Les antennes et les rubans sont disposés perpendiculairement, ce qui se traduit par les conséquences suivantes :

- La non-uniformité du champ de pompage suivant z fait que le courant hyperfréquence se couple à des ondes magnétostatiques propagatives. Ce vecteur de propagation étant parallèle au champ appliqué, l'onde est de type MSBVW. La dispersion, dans cette configuration — et pour nos conditions expérimentales —, étant très faible, on pourra évaluer la position du mode en le supposant uniforme selon z.
- Dans la direction x à l'inverse, le champ de pompage est uniforme, ce qui donne lieu à une règle de sélection : seuls les modes ayant un recouvrement non nul avec le champ de pompage pourront être excités (voir l'annexe C), ce qui exclut les modes antisymétriques par rapport à l'axe du ruban.

Ces modes se manifestent par des résonances dans le signal réfléchi par l'antenne, comme on le voit sur la figure 2.2b (variation en champ de l'auto-inductance d'entrée à 10 GHz). On distingue trois pics, dont l'intensité décroît avec le champ magnétique. L'ajustement lorentzien représenté en traits fins nous indique une largeur à peu près identique pour les trois pics (et identique à la largeur mesurée sur un film continu dans les mêmes conditions).

En reportant la position des pics mesurés à différentes fréquences, on obtient trois «lignes de résonance» (figure 2.2c) [5]. Dans le plan (H, f^2), ces trois courbes sont manifestement parallèles, ce qui est cohérent avec un calcul à partir de la relation de dispersion (2.56) appliquée à une série discrète de vecteurs d'onde.

5. Contrairement à la diffusion Brillouin, nous n'avons ici aucune sélectivité sur le vecteur d'onde transverse. Cependant, la méthode micro-ondes à l'avantage de la rapidité (acquisition des différentes lignes de résonance en quelques heures) et d'une très bonne résolution en fréquence.

2.1.3 Interprétation

Si le caractère stationnaire des modes quantifiés d'ondes de spin que l'on a décrit plus haut ne fait aucun doute, la condition de quantification exacte est assez délicate à écrire et a même fait l'objet de plusieurs controverses[6].

2.1.3.1 Problème aux valeurs propres pour le champ dipolaire

Dans ce pararagraphe on utilisera la méthode de Bryant [33] qui présente l'avantage de ramener le problème à une équation intégrale unidimensionnelle. En effet, dans le cas d'un ruban très mince ($d \ll w$, voir la figure 2.3a), le champ dipolaire vertical s'écrit en très bonne approximation :

$$h_y^d = -m_y \tag{2.1}$$

En négligeant l'interaction d'échange et en l'absence de champ de pompage, la réponse gyromagnétique (2.11) se réécrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} f_M h_x^d & = & f_0 m_x + i f m_y \\ -f_M m_y & = & -i f m_x + f_0 m_y \end{array} \right. \tag{2.2}$$

D'où :

$$(\frac{f^2}{f_0 + f_M} - f_0) m_x = -f_M h_x^d \tag{2.3}$$

On est donc ramené à un problème aux valeurs propres unidimensionnel sur la composante planaire du champ dipolaire.

Soit $-K(x,x')$ le noyau de l'opérateur champ dipolaire, le problème aux valeurs propres s'écrit :

$$\int_{-w/2}^{w/2} K(x,x') m_x(x') dx' = K_n m_x(x) \tag{2.4}$$

Et la fréquence de résonance associée est :

$$f_n = \sqrt{(f_0 + f_M)(f_0 + K_n f_M)} \tag{2.5}$$

Dans la limite d'un ruban très mince, le noyau sera celui de l'interaction dipolaire à deux dimensions :

$$K(x,x') = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{x - x'} d(\frac{\partial}{\partial x'} + \delta(x - \frac{w}{2}) + \delta(x + \frac{w}{2})) \tag{2.6}$$

où l'on a mis en évidence les termes relatifs aux charges magnétiques de volume et de bord.

Avant de traiter le cas d'un ruban fini, examinons deux cas particulièrement simples :

- Pour un film infini, les solutions propres sont des ondes progressives. Prenons par exemple les solutions symétriques et antisymétriques par rapport au plan $x = 0$:

$$m_x(k) = \left\{ \begin{array}{l} \cos kx \\ \sin kx \end{array} \right. \tag{2.7}$$

  La valeur propre associée est, en vertu du théorème des résidus :

$$K_k = \frac{kd}{2} \tag{2.8}$$

  Remarquons que l'on retrouve bien la dispersion (2.56) des ondes MSSW, à l'ordre le plus bas en kd, f_0/f_M.

6. Voir les divergences entre les approches de De Wames et de Sparks [140] et plus récemment entre les approches de Jorzick [85] et Roussigné [125].

FIG. 2.3 – *Calcul des modes propres d'un ruban aimanté axialement. a) Notations utilisées. b) Discrétisation du problème unidimensionnel aux valeurs propres (2.4). On a représenté en haut la formule de discrétisation utilisée. Plus bas figurent les profils des trois premiers modes obtenus ainsi que la valeur de leur indice effectif n' (2.11) et —en pointillés— les profils des solutions de l'approximation harmonique. En encart du graphe n = 1, on a ajouté la solution pour un plan semi-infini ($\sqrt{x}$) et les solutions obtenues numériquement avec un noyau dipolaire 3D intégré pour deux rapports d'aspect du ruban. c) Hypothèse d'un mode d'exclusion dynamique du champ. On a schématisé à gauche l'analogue électrostatique utilisé, la solution représentée à droite a été obtenue pour une charge décalée du bord du ruban d'une distance w/100.*

- Pour un plan semi-infini, on peut penser que le terme singulier dans l'opérateur (2.6) est susceptible de pénaliser toute charge de bord. En effet, celle-ci induirait un champ dipolaire $h_x^d \propto -\frac{1}{x}$ que l'aimantation ne pourrait pas «suivre». Plus précisément, il s'avère qu'une distribution d'aimantation $m_x \propto \sqrt{x}$ est solution propre pour la valeur propre 0 [7].

On peut donc s'attendre à ce que les solutions propres dans le cas d'un ruban fini soit plutôt de type harmonique à l'intérieur du ruban avec une chute assez brutale de l'aimantation près des bords.

Ces conjectures sont confirmées par un calcul numérique : à l'instar de Bryant [33], nous avons discrétisé le problème en divisant la largeur du ruban en N segments sur lesquels l'aimantation est supposée uniforme. Le problème aux valeurs propres (2.4) est alors ramené à la diagonalisation d'une matrice $N \times N$ [8]. Les trois premiers vecteurs propres obtenus sont représentés sur la figure 2.3b. On observe bien une dépendance en $\sqrt{x}$ près des bords et une forme harmonique —avec un nombre croissant de noeuds— vers le centre.

Dans une approche plus naïve de ce problème [9], on partirait d'une solution harmonique sur toute largeur du type (2.7) puis on traduirait la pénalisation de la charge de surface que l'on a décrite plus haut par une condition d'ancrage parfait de l'aimantation sur le bord [10] :

$$m_x(\pm\frac{w}{2}) = 0 \tag{2.9}$$

Ceci se traduit immédiatement par une condition de quantification sur le vecteur d'onde :

$$k_n = n\frac{\pi}{w} \tag{2.10}$$

Les solutions propres correspondantes ont été représentées en pointillés sur la figure 2.3b. On a également «traduit» les valeurs propres obtenues par la méthode numérique en un

7. En effet, le champ dipolaire associé est proportionnel à $\int_0^\infty \frac{\sqrt{x'}}{x-x'}dx' = \sqrt{x}(\int_0^1 \frac{\sqrt{u}}{1-u}du + \int_1^\infty \frac{\sqrt{u}}{1-u}du)$ et on s'apercoit —en faisant un changement de variable $t = 1/u$ dans la deuxième intégrale— que ces deux termes se compensent. Cette solution n'est guère physique puisqu'elle n'est pas normalisable mais elle fournit une solution type près du bord.

8. Plus précisément, on a diagonalisé la matrice reliant le champ dipolaire h_i^d au milieu d'un segment à l'aimantation m_j de chaque segment, soit $K_{ij} = \frac{d}{2\pi w}N(\frac{1}{i-j-1/2} - \frac{1}{i-j+1/2})$, voir le schéma de la figure 2.3b.

9. C'est l'approche que Bryant [33] qualifie de «méthode de la plaque quantifiée». Elle a été intialement utilisée par Damon et Eshbach [44]. Il est à noter que Sparks retrouve des résultats identiques en appliquant un calcul variationnel au premier ordre [140]. Plus récemment, cette approche a été reprise pour interpréter les premières observations de modes quantifiés d'ondes de spin par diffusion Brillouin [101].

10. Une condition d'ancrage nous semble en effet plus «physique» dans ce cas que la condition de type «spins libres» rencontrée parfois [85]. En effet, dans ce dernier cas, on a besoin d'invoquer l'ancrage d'échange de Rado-Weertman qui n'a lieu d'être que dans le régime dipôle-échange. Or, il nous semble que dans les échantillons étudiés les modes restent essentiellement magnétostatiques.

indice effectif n' :

$$n'(n) = \frac{K_n w}{\pi d} \tag{2.11}$$

On s'aperçoit ainsi que la solution numérique est plus «uniforme» dans le centre que la solution harmonique naïve, ce qui se traduit par un indice effectif légèrement inférieur. La diminution est la même pour tous les modes et vaut à peu près 0.25. En d'autres termes, l'effet dipolaire longue portée des bords se traduit par un ancrage effectif partiel de l'aimantation[11].

2.1.3.2 Effets d'épaisseur finie

La formulation uni-dimensionnelle n'est valable que pour un ruban très fin. Une augmentation de l'épaisseur conduit à plusieurs complications relatives à l'évaluation du champ dipolaire dynamique :

Champ dipolaire vertical au centre du ruban ($h_y^d(0)$) L'approximation $h_y^d = -m_y$ est mise en défaut pour les vecteurs d'onde élevés. On peut dans ce cas utiliser la méthode variationnelle proposée par Bryant [33, sec. V] ou bien simplement insérer dans la dispersion MSSW du film continu les vecteurs d'onde k_n obtenus en résolvant le problème aux valeurs propres.

Champ dipolaire vertical près des bords ($h_y^d(\pm\frac{w}{2})$) A une distance du bord de l'ordre de d, la norme du champ dipolaire chute brusquement par rapport à l'évaluation $h_y^d = -m_y$. Ceci «autorise» la norme du champ dipolaire horizontal à augmenter localement, ce qui contribue à lever la pénalisation de la charge de bord que l'on a énoncée plus haut.

Champ dipolaire horizontal (h_x^d) Le noyau utilisé jusqu'alors pour le champ dipolaire est purement bidimensionnel. On peut améliorer un peu la description en le remplaçant par le noyau obtenu en intégrant le noyau 3D sur l'épaisseur, la distribution de charges étant supposée invariante selon z[12]. Pour les rapports d'aspects étudiés ici, les valeurs propres ne sont que très peu affectées ($n'(1)$ diminue par exemple de 1% pour $w/d = 100$ et de 3% pour $w/d = 33$). En revanche, assez naturellement, on remarque que la solution propre augmente légèrement au bord du ruban (voir l'encart à gauche de la figure 2.3b).

Existence éventuelle d'un mode de bord A épaisseur finie, la charge de bord n'est donc plus aussi pénalisée et on peut imaginer un mode propre dominé par cet effet. Pour illustrer cette hypothèse, on utilisera une approche analytique basée sur l'analogie électrostatique déjà utilisée dans le chapitre 1. Le théorème d'inversion (voir l'annexe A.5) nous donne en effet la distribution de charge sur un ruban conducteur influencé par une charge linéique placée à proximité d'un des bords. En assimilant cette charge linéique à la charge magnétique de bord (son décalage par rapport au bord du ruban reproduit le comportement en arctangente du champ dipolaire dans le ruban, évitant ainsi qu'il ne diverge) et en assimilant la charge électrostatique du ruban conducteur aux charges magnétiques de

11. Citons à ce propos les travaux de Guslienko *et al.* [70]. En réécrivant l'équation intégrale sous la forme d'une équation différentielle et en n'en retenant que les premiers termes degrés, ces auteurs retrouvent directement une condition d'ancrage partielle «classique» [140, equ. (16)].

12. Soit $K(x,x') = \frac{1}{\pi}\arctan\frac{d}{2(x-x')}(\frac{\partial}{\partial x'} + \delta(x-\frac{w}{2}) + \delta(x+\frac{w}{2}))$, intégration similaire à celle de l'équation (1.1.3.3).

volume (voir la figure 2.3c), on obtient ainsi une distribution magnétique (formule (A.34)) produisant un champ dipolaire nul. En d'autres termes, cette distribution est solution du problème (2.4) avec la valeur propre 0, et la fréquence associée est celle de la résonance uniforme du film continu.

La solution obtenue (voir la figure 2.3c) présente une divergence de la dérivée de l'aimantation près du bord, ce qui est physiquement peu satisfaisant (champ d'échange infini). On peut également trouver artificielle la distinction effectuée entre charges de bords et de volume. Malgré tout, il semble assez vraisemblable que la singularité associée à la charge de bord puisse se traduire par un mode localisé. Dans l'analogie électrostatique, ce type de mode est régi par un phénomène d'«exclusion dynamique du champ».

Calcul numérique bidimensionnel En utilisant une méthode d'éléments finis, Roussigné et ses collaborateurs ont obtenu des fréquences propres qui peuvent également être écrites sous forme d'une condition de quantification effective [125, 38] :

$$f_n = f_{MSSW}(k_n) \tag{2.12}$$

$$\text{avec} \begin{cases} k_0 = 0 \\ k_n = (n - \frac{1}{3})\frac{\pi}{w} \quad n \geq 1 \end{cases} \tag{2.13}$$

Les valeurs propres que nous avons obtenues sont en assez bon accord avec ce calcul. En revanche, nous n'avons pas pu comparer les profils de modes puisque ceux-ci n'ont pas été publiés.

2.1.3.3 Comparaison aux résultats

On a reporté sur les données de diffusion Brillouin de la figure 2.1 les vecteurs d'onde et fréquences obtenus grâce aux équations (2.13) et (2.12). L'accord, pour les modes à $n \geq 1$ est tout à fait satisfaisant, pour les deux largeurs étudiées.

Les positions des résonances obtenues par spectroscopie micro-onde (figure 2.2) sont également très proches des prédictions pour les modes $n = 1, 3, 5$. Notons que la connaissance des modes propres donne accès au recouvrement de l'aimantation dynamique avec le champ de pompage (et donc aux intensités relatives des pics d'absorption). A partir de la formule (C.6) de l'annexe C et des profils représentés sur la figure 2.3b, on calcule —pour les champs de résonance de la figure 2.2b— $P_1/P_3 = 15$ et $P_1/P_5 = 41$ [13] à comparer aux rapports des aires des lorentziennes de la figure 2.2b, respectivement 12 et 37. Etant donné qu'un ancrage parfait donnerait $P_1/P_3 = 8$ et $P_1/P_5 = 21$, cette détermination d'intensités vient conforter la notion d'ancrage partiel.

On notera enfin que ni les données de diffusion Brillouin ni les mesures hyperfréquence ne font apparaître le mode $n = 0$. On touche là un point particulièrement délicat de la discussion : on recense en effet, d'une part, trois calculs différents [14] et deux mesures [15] où ces modes n'apparaissent pas et, d'autre part, deux calculs [16] et une mesure [17] qui les

13. On notera que les rapports d'intensité des solutions numériques sont très proches de celles que donne l'approximation harmonique avec ancrage partiel, à savoir $I_1/I_n = (n - 1/3)^2/(1 - 1/3)^2$, d'après la formule C.8.

14. Voir Bryant [33], Guslienko [70]. On a également réalisé une simulation OOMMF qui ne rend compte que des modes $n \neq 0$.

15. Les mesures Brillouin de Jorzick *et al.* (celles qui sont présentées ici mais également des mesures antérieures [85]) et nos mesures hyperfréquence.

16. Notre analogue électrostatique —sujette à caution— mais surtout le calcul de Roussigné [125] d'éléments finis à l'approximation magnétostatique (résultat appuyé par des arguments de magnétostatique très généraux).

17. Mesures Brillouin de Roussigné *et al.* [125].

FIG. 2.4 – *a) Configuration de mesure pour un réseau de rubans aimantés dans la direction transverse. On a représenté schématiquement la non-uniformité de la configuration magnétique d'équilibre. b) Spectre de diffusion Brillouin pour un vecteur d'onde de transfert* $Q = 10^5$ cm^{-1}. *c) Courbe de quasi-dispersion. Les paramètres sont :* $\mu_0 H_0 = 50\ mT$, $d \simeq 30\ nm$, $w = 1\ \mu$m, $e = 0.5\ \mu$m.

mettent en évidence. Le moins que l'on puisse dire est que ce problème n'a pas de réponse tranchée. Il serait donc intéressant d'étudier cette question plus en détail. On pourrait en particulier envisager d'utiliser la spectroscopie hyperfréquence en utilisant un ruban de rapport d'aspect plus faible (de manière à mieux le séparer du mode $n = 1$) et en disposant l'antenne parallèlement au ruban (de manière à avoir un pompage dans le plan).

2.2 Ruban aimanté dans la direction transverse

D'après la section 1.4, en présence d'un champ statique transverse, l'aimantation du ruban se dispose de manière non-uniforme, créant deux phases micromagnétiques (expulsion et pénétration du champ). Nous allons voir dans cette section en quoi la réponse dynamique est affectée par un tel état fondamental.

2.2.1 Mesures de diffusion Brillouin

Ces mesures ont été effectuées en orientant le vecteur d'onde de transfert le long du champ (voir la figure 2.4a). On a reporté sur la figure 2.4b un exemple typique de spectre obtenu. On distingue un mode basse fréquence vers 4,.5 GHz puis un pic assez large vers 7 GHz[18] et enfin deux pics légèrement séparés autour de 20 GHz. La courbe de quasi-dispersion formée en réunissant les positions de ces pics à différents angles d'incidence est représentée sur la figure 2.4c.

En première analyse, on pourra — par analogie avec le cas des rubans aimantés axialement § 2.1.1— identifier les pics haute fréquence avec le premier mode d'échange dans l'épaisseur. L'existence de deux pics est attribuée aux deux phases magnétiques (exclusion et pénétration du champ) présentes dans l'échantillon. Les fréquences prédites avec les valeurs correspondantes du champ interne ($H_{eff} = 0$ dans la phase d'exclusion du champ et $\mu_0 H_{eff} \simeq 30\ mT$ dans la phase de pénétration, voir la figure 1.9) ont été reportées sur la figure en pointillés. Elles sont manifestement en bon accord avec les mesures.

L'autre observation marquante est la très grande extension du mode basse fréquence dans l'espace réciproque. Ceci ne peut s'expliquer que par une localisation spatiale très nette ($\Delta Q > 3.10^{-5}$ cm$^{-1} \Rightarrow \Delta x < 0.3\ \mu$m). On est donc tenté d'attribuer ce mode à la non-uniformité de la configuration d'équilibre (non-uniformité dont l'échelle est donnée par la taille des zones d'exclusion, à peu près $0,15\ \mu$m dans le cas présent).

2.2.2 Réponse hyperfréquence

La disposition relative du champ appliqué, des antennes et des rubans est représentée sur la figure 2.5a. Le champ hyperfréquence étant perpendiculaire à l'aimantation dans toutes les parties centrales des rubans, on s'attend à un pompage particulièrement efficace de la précession de ces zones. Notons également que le vecteur d'onde de propagation

18. Une analyse plus détaillée de cette zone indique l'existence de plusieurs pics dont les contributions relatives varient quand le vecteur d'onde de transfert varie. Cependant, la résolution de l'instrument ne permettant pas de les séparer convenablement, on parlera de «bande».

FIG. 2.5 – *Mesures hyperfréquence sur un réseau de rubans aimantés dans la direction transverse. a) Disposition des deux antennes. b) Réponse en réflexion mesurée à 6 GHz. c) Courbes de résonances. On a utilisé les symboles de la figure (b). La position prédite pour un mode uniforme dans le centre du ruban (équation (2.14)) est reportée en traits noirs. Les positions des quatre premiers modes d'interface prédites par la méthode ondulatoire (§2.2.3.2) sont les courbes vertes et bleues. d) Détail bas champ : réponse en réflexion mesurée en balayant simultanément la fréquence et le champ. e) Auto-inductance et inductance mutuelle mesurées à 4.75 GHz. Les paramètres des rubans sont* $d = 35$ *nm,* $w = 3$ μm *et* $e = 3$ μm.

associé à la non-uniformité du champ de pompage est orthogonal à l'aimantation dans ces régions centrales. On s'attend donc à observer des ondes progressives du type MSSW. La dispersion associée étant significative, on prévoit —en réflexion— un décalage et un élargissement significatif de la résonance (§ 1.1.1) et —en transmission— un signal oscillant important (§ 1.2.2).

Le reste de la figure 2.5 donne une vision globale des résultats obtenus.

Le graphe 2.5b est un exemple typique de l'auto-inductance mesurée en balayant le champ à une fréquence fixe (ici 6 GHz). On y distingue un pic très intense à bas champ (▼), un pic moyennement intense à champ élevé (+) et quatre pics peu intenses à des champs intermédiaires (●, ●, ○ et ○).

Sur la figure 2.5c sont reportées les positions des résonances relevées à différentes fréquences. Le lieu de la résonance principale est en bon accord avec celui que l'on prédit pour la précession de la zone centrale (courbe noire, voir § 2.2.3.1). On distingue également plusieurs résonances satellites à très haut champ (▽). Les résonances dites «à champ intermédiaire» se répartissent sur des lignes de résonance qui ont une pente nettement plus faible que celle de la résonance principale. Enfin il semble que la fréquence de la résonance à champ élevé chute brusquement pour un champ non nul ($\mu_0 H_t^> \simeq 110$ mT).

La zone bas champ-basse fréquence est caractérisée en détails sur la figure 2.5d. On y a représenté la partie imaginaire de l'auto-inductance d'une antenne mesurée en balayant à la fois la fréquence et le champ. On y reconnait —dans la partie «haut champ»— la résonance principale (courbe noire) ainsi que deux résonances intermédiaires (courbes bleues et vertes). Toutes les trois voient leurs fréquences chuter pour un champ non nul ($\mu_0 H_t^< \simeq 12$ mT) en deça duquel on distingue deux résonances (courbes grise et bleue clair) dont la fréquence augmente quand le champ diminue (la plus intense ayant la fréquence la plus basse) .

Enfin on a représenté ensemble sur la figure 2.5e les parties réelles de l'auto-inductance et de l'inductance mutuelle pour une paire d'antennes espacées de 40 μm et pour une fréquence de $4,75$ GHz. Considérons d'abord la zone de la résonance principale : le signal transmis y oscille assez nettement[19]. En vertu de l'analyse faite dans le paragraphe 1.2.2, ces oscillations sont attribuées au retard de phase du signal à son arrivée sur l'antenne réceptrice. Notons également une différence d'intensité des oscillations entre champs positif et négatif associée au phénomène de propagation non-réciproque caractéristique des ondes magnétostatiques de surface (voir par exemple la figure 1.7).

On notera également que le pic d'absorption est loin d'être symétrique (encart de la

19. L'oscillation apparaît «superposée» à une courbe ressemblant à la résonance observée en réflexion. En effet, ces mesures ont été effectuées avec une version préliminaire du spectromètre (antennes à deux conducteurs au lieu de trois, connecteurs coplanaires-coaxiaux non 50 Ω) pour laquelle il existait un fort couplage électromagnétique direct entre les deux antennes. Et on peut démontrer dans ce cas que le signal transmis dépend aussi de l'auto-inductance.

FIG. 2.6 – *Schématisation des trois types de modes étudiés par l'approche locale. On a représenté la moitié d'un ruban. L'aimantation d'équilibre figure en rose et le champ effectif statique en vert. L'aimantation perturbée est représentée en violet, les champs dynamiques planaires correspondants sont représentés en rouge (échange) et bleu (dipolaire).*

figure 2.5e). On peut même y distinguer, entre le pic principal (flèche noire) et le premier des pics dits «intermédiaires» (flèche bleue pointillée) un pic secondaire et un épaulement. Enfin, on remarquera que les résonances additionnelles ne sont pas toutes symétriques en champ. Il apparaît en outre que l'asymétrie observée dépend assez peu du sens de balayage du champ[20].

2.2.3 Interprétation

Les deux méthodes expérimentales nous indiquent donc l'existence de modes basse fréquence. La diffusion Brillouin suggère —pour l'un d'eux — une extension spatiale très réduite tandis que la spectroscopie hyperfréquence nous a permis de distinguer cinq modes à des fréquences nettement plus basses que celles de la résonance uniforme, nous indiquant également l'existence de deux champs de transition pour lesquels la fréquence de résonance chute brusquement («mode mou»).

La dynamique dans cette configuration apparaît donc très différente de celle de rubans aimantés axialement, ce qui peut s'expliquer par deux facteurs :

- la non-uniformité de la configuration d'équilibre ;
- l'orientation relative entre l'aimantation moyenne et la direction de confinement (dans le premier cas, les ondes stationnaires formées étaient de type MSSW, dans le second cas elles seraient plutôt de type MSBVW).

On s'attachera d'abord à montrer l'effet de la non-uniformité de l'état fondamental grâce à une approche «locale» plutôt qualitative. On proposera ensuite une approche «ondulatoire» —plus quantitative— mettant également en évidence les effets d'ondes stationnaires.

2.2.3.1 Approche locale

Dans cette section, on examinera simplement les forces de rappel produites lorsque l'on perturbe localement la configuration d'équilibre. Cette «perturbation virtuelle» sera appliquée dans les zones qui se sont avérées particulièrement critiques dans l'étude statique :

- centre du ruban ;
- frontière entre les phases d'exclusion et de pénétration ;
- bord physique du ruban.

Précession de la zone centrale Supposons le champ appliqué suffisant pour saturer l'intérieur du ruban. La précession associée se produira donc dans le plan (y, z) (voir la partie supérieure de la figure 2.6). Les forces de rappel produites sont :

- le rappel Zeeman qui est donné par H_{eff} ;

20. Nous avons remarqué que l'on pouvait inverser cette asymétrie en appliquant un champ fort avant la mesure. Cet effet n'est donc pas un effet hystérétique conventionnel (dans le sens où les champs nécessaires à cette inversion sont considérables). Nous pensons que cet effet peut être attribué à l'hystérésis associée aux zones de bord quand le champ appliqué n'est pas parfaitement transverse, il se couple en effet légèrement à l'aimantation de ces zones. Cela peut donner une hystérésis à très haut champ, comme observé par Mattheis *et al.* [102].

- le rappel dipolaire vertical qui est donné —dans la limite d'un ruban très fin— par $h_y^d = -m_y$;
- le rappel dipolaire planaire (qui est nul puisque le système est invariant dans la direction z) ;
- le rappel d'échange (on supposera le mode suffisamment étendu pour pouvoir le négliger).

Ainsi, en reprenant l'équation (2.2), on écrira la fréquence de résonance :

$$f = -\frac{\gamma\mu_0}{2\pi}\sqrt{H_{eff}(H_{eff}+M_s)} \tag{2.14}$$

La fréquence déduite de cette équation — en utilisant le calcul de Bryant et Suhl pour le champ interne au centre[21] et en incluant l'effet de propagation introduit par la non-uniformité du champ de pompage — est représentée sur la figure 2.5c en traits noirs. Elle rend manifestement très bien compte de la position de la résonance principale.

Cette analyse explique également ce qui se passe quand le champ appliqué diminue (voir la figure 2.5d) :

- Au point d'annihilation de la phase de pénétration, le champ interne devient nul partout, ce qui donne une fréquence de résonance nulle ;
- quand le champ décroît encore, l'aimantation au centre s'oriente graduellement le long de l'axe du ruban. La précession associée a alors une composante suivant l'axe x, ce qui engendre un rappel dipolaire significatif, d'où une remontée de la fréquence de résonance.

Cette analyse nous conduit donc à identifier le champ $H_t^<$ avec le champ de nucléation de la phase saturée (formule (1.47)). L'observation d'une chute de la fréquence de résonance conforte l'idée qu'il se produit une transition de phase de second ordre. La théorie de Landau [97] prévoit en effet un comportement en mode mou au point critique (annulation de la courbure de l'énergie libre). Cette transition de phase correspondant à un évènement de nucléation au centre du ruban, on voit que la réponse dynamique peut nous donner accès à des informations micromagnétiques relativement locales.

Résonance à la frontière entre les deux phases Dans le modèle BS, à l'interface entre les phases d'expulsion et de pénétration, on a à la fois un champ interne nul et une aimantation saturée. L'analyse du paragraphe précédent indique donc une fréquence de résonance nulle.

Cependant, la configuration magnétique de cette région étant très inhomogène, les forces d'échange devraient y jouer un rôle significatif : d'abord en augmentant légèrement la valeur du champ effectif statique (voir la figure 1.9) et aussi en couplant l'aimantation de la zone frontière aux spins voisins (voir la partie centrale de la figure 2.6). Ce mode «sonde» donc les valeurs du champ interne dans le début de la zone de pénétration et de l'orientation de l'aimantation dans la fin de la zone d'expulsion (les écarts à la saturation engendrant un rappel dipolaire significatif). La fréquence de résonance correspondante sera donc finie mais très inférieure à la fréquence de la résonance de la zone centrale.

Enfin, à l'approche du champ $H_t^<$, la phase de pénétration disparaissant, ce mode se confond progressivement avec le mode de la zone centrale et voit sa fréquence chuter. Ainsi, cette analyse rend compte qualitativement des positions des quatre résonances «intermédiaires» de la figure 2.5d.

21. Plus précisément, on a utilisé la formule (1.53) et on a ajouté les contributions des deux zones de bord, tout en prenant en compte leur interaction par une approche de champ moyen (voir la note correspondante à la page 19).

Résonance de bord En dernier lieu, examinons l'effet d'une légère rotation de l'aimantation au bord du ruban (partie inférieure de la figure 2.6). La charge de surface produite crée un champ dipolaire planaire h_x^d qui tend à faire tourner les spins adjacents mais n'a aucun effet sur les spins déjà orientés selon x. A l'approximaton dipolaire, ce mode est donc confiné dans la phase d'exclusion (ce qui élimine tout effet de rappel Zeeman).

Le problème est donc analogue à celui que l'on avait rencontré dans le cas des modes quantifiés d'ondes de spin : il s'agit de trouver une fonction propre pour un problème dipolaire planaire. En reprenant l'analogie électrostatique de l'annexe A.5, on s'attend à ce qu'il existe une fonction propre donnant la valeur propre 0. Appliquée à la zone d'exclusion, cette solution nous donne une fréquence nulle.

La prise en compte de l'échange se traduira par les conséquences suivantes :

- A champ modéré, le rappel d'échange tendra surtout à atténuer la valeur élevée de $\frac{\partial \overrightarrow{m}}{\partial x}$ près du bord, qui est générée dans l'approximation magnétostatique. Mais le mode de bord reste essentiellement découplé du reste du ruban ;
- A champ élevé, on sait que la phase d'exclusion disparaît. Dans ce cas, la précession du bord n'entraîne plus d'augmentation de la charge de bord mais au contraire une diminution. Ce mode sera alors régi par un équilibre entre un champ effectif transverse (qui décroît près du bord) et un effet démagnétisant local tendant à aligner les spins avec le bord de bord. Nous n'avons pas été en mesure d'effectuer ce calcul. En revanche, un point essentiel est que ce mode devient mou à l'approche du champ de transition $H_t^>$. Ce comportement correspond à nouveau à une transition de phase du second ordre (celle de la figure 1.10). Et on comprend que le mode de bord considéré est une généralisation —dynamique et à plus haut champ— du mode de nucléation dont le profil est représenté sur la figure 1.10b.

Cette analyse rend donc bien compte de la résonance haut champ observée sur la figure 2.5c. Le fait que cette résonance n'apparaisse pas au-desous de $H_t^>$ pourrait être dû à sa fréquence extrèmement basse (même nulle dans l'analogie électrostatique). Ce point nécessiterait néammoins une étude théorique complémentaire (par exemple en effectuant la transformée de Fourier de simulations OOMMF autour de l'équilibre).

2.2.3.2 Approche ondulatoire

Si l'approche locale nous a permis d'identifier un mode basse-fréquence de «frontière», on a vu que la détermination de sa fréquence nécessitait la prise en compte des rappels Zeeman, dipolaire et d'échange dans un environnement très inhomogène, d'où un calcul assez compliqué. De plus, l'approche locale ne nous a pas permis de rendre compte de la multiplicité des modes observés.

Dans une approche alternative, on peut assimiler la solution localement à une onde plane et utiliser les résultats vus dans le paragraphe 2.2.3 sur les ondes de spin en régime dipôle-échange. On utilisera ensuite une condition de quantification généralisée et on obtiendra ainsi plusieurs partiels de type ondes stationnaires.

Ondes de spin dans un environnement non-uniforme : méthode Dès les premières études sur les ondes magnétostatiques en géométrie confinée, il est apparu que la non-uniformité du champ interne associée à une forme d'échantillon non-ellipsoïdale pouvait influencer le spectre d'absorption hyperfréquence [49] [22].

Il est ensuite apparu que l'on pouvait décrire convenablement les caractéristiques de ces modes magnétostatiques en les assimilant localement à une onde plane [45, 167, 93]. Soit

22. Voir également l'étude de Schmool et Barandiaran [127], plus récente, relative à des échantillons millimétriques de verres métalliques ferromagnétiques.

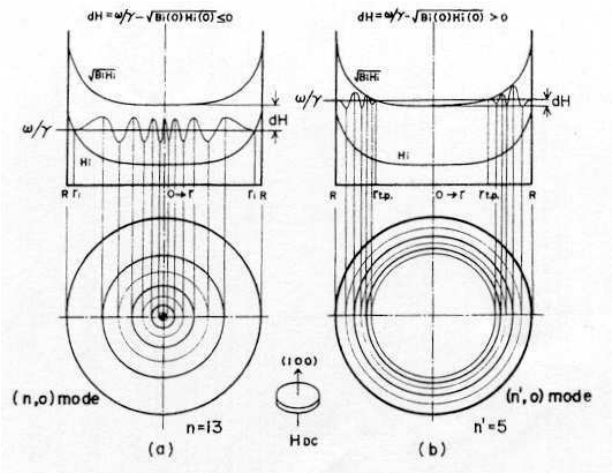


FIG. 2.7 – *Ondes de spin dans un environnement non-uniforme : modes magnétostatiques dans un disque de YIG aimanté perpendiculairement, d'après [167].*

ξ la direction de propagation, le vecteur d'onde local $k(\xi)$ est obtenu grâce à la relation de dispersion :

$$f = f_{SW}(H_{eff}(\xi), \theta(\xi), \phi(\xi), k(\xi)) \tag{2.15}$$

où f_{SW} est la dispersion des ondes de spin dans un film étendu, H_{eff} est le champ effectif d'équilibre et θ, ϕ sont les angles repérant l'aimantation par rapport à la normale au film et à la direction de propagation.

L'onde plane ainsi décrite se propage dans l'échantillon tant que l'équation (2.15) admet une solution réelle. Quand ce n'est plus le cas, l'onde devient évanescente (point tournant) ce qui implique l'existence d'une onde réfléchie. On aura une solution non-nulle quand l'onde initiale et les ondes obtenues après réflexion sur les deux points tournants interféreront de manière constructive, d'où la condition de quantification :

$$\Delta\psi = \int_{\xi_1}^{\xi_2} k(\xi)d\xi = n\pi - \frac{1}{2}(\psi_1 + \psi_2) \tag{2.16}$$

Où ξ_1, ξ_2 sont les abscisses des points tournants et ψ_1, ψ_2 les changements de phase introduits par les réflexions correspondantes.

Cette méthode —tout à fait analogue aux méthodes semi-classiques de type WKB employées en mécanique quantique— a principalement été appliquée sur des disques de YIG ($\varnothing = 0.1 - 5$ mm) saturés perpendiculairement [35, 36, 167, 45] (voir la figure 2.7). Plus récemment, Bryant a traité le cas de plots microniques de permalloy saturés dans le plan [33] tout en restant dans l'approximation magnétostatique.

Or, d'après l'étude locale du paragraphe précédent, la contribution d'échange a une influence déterminante sur le mode de frontière. C'est pourquoi —comme l'ont récemment démontré Jorzick *et al.* [84]— l'utilisation de la relation de dispersion du régime dipôle-échange est essentielle dans ce calcul. Enfin, nous proposons ici de tenir compte non seulement de l'inhomogénéité du champ interne mais aussi de celle de la direction de l'aimantation.

Localisation dans la zone frontière : mode de «puits» d'ondes de spin Le champ interne et l'aimantation d'équilibre obtenus par simulation numérique pour un champ appliqué modéré (ici 69 mT) sont représentés sur la figure 2.8a. Choisissons une fréquence de

FIG. 2.8 – *Ondes de spin dans un ruban aimanté dans la direction transverse. En a) on a représenté les profils d'aimantation et de champ effectif obtenus par simulation numérique pour un champ appliqué de 69 mT. Le vecteur d'onde local est ensuite déterminé en traçant la dispersion en chaque point. Dans la partie inférieure de la figure, on s'est intéressé au cas du puits d'ondes de spin. La partie supérieure est consacrée aux partiels magnétostatiques et d'échange s'étendant dans toute la zone centrale. En b) figure le retard de phase total calculé pour la configuration du puits d'onde de spin décrite plus haut. En c) figurent les profils de vecteur d'onde pour les quatre premiers niveaux du puits.*

travail f et examinons l'évolution du vecteur d'onde quand on se déplace depuis le bord du ruban (premier point tournant) vers le centre (partie inférieure de la figure 2.8a) :

- Près du bord, le champ interne est nul mais l'aimantation est pratiquement perpendiculaire à la direction de propagation. On a donc une onde de type $MSSW$, caractérisée par une vitesse de groupe élevée (voir les figures 2.10 et 2.11). Le vecteur d'onde correspondant est assez faible mais augmente quand on s'éloigne du bord.
- Dans la zone frontière, l'aimantation est pratiquement parallèle à x tandis que le champ interne est très faible. On a donc une propagation de type MSBVW (faible vitesse de groupe) partant d'une fréquence proche de 0, d'où une valeur très élevée du vecteur d'onde.
- Plus loin dans la phase de pénétration, le champ interne augmente d'où une diminution du vecteur d'onde.
- Enfin, le second point tournant est atteint lorsque le minimum de la dispersion devient supérieur à la fréquence de travail [23].

On intègre ensuite numériquement l'expression du retard de phase (2.16) et on recommence l'opération en faisant varier légèrement la fréquence. Le résultat obtenu est représenté sur la figure 2.8b.

Pour déterminer les fréquences propres, on négligera les changements de phase associés aux réflexions sur les deux points tournants. Les quatre premiers modes ainsi obtenus sont situés à 5, 5.7, 6.1 et 6.3 GHz.

La figure 2.8c représente le profil de vecteur d'onde obtenu pour chacun de ces modes : on voit bien que la zone frontière est celle qui contribue le plus à l'intégrale. Quand l'indice augmente, le mode s'étend de plus en plus dans la zone centrale.

Les positions des résonances obtenues pour différentes valeurs du champ appliqué sont reportées sur la figure 2.5d. L'accord avec les résonances «intermédiaires» est globalement bon : on tombe dans la bonne région du plan (H, f^2) (bien au-dessous de la résonance de la zone centrale) et les écarts entre modes sont assez bien reproduits. Cependant, la position des modes et la courbure des lignes de résonance ne sont pas respectées dans le détail. Les explications possibles sont les suivantes :

- La non-uniformité du champ de pompage selon z a été négligée. Sa prise en compte devrait tendre à augmenter les fréquences de résonance (propagation globalement de type MSSW). L'effet devrait être particulièrement marqué pour les modes les plus étendus (bas champ, faible indice).
- Les changements de phase ψ_1, ψ_2 de l'équation (2.16) pourraient bien être non nuls. Leur prise en compte conduirait à une diminution de la fréquence de résonance,

23. Ceci en fait un point tournant un peu particulier, caractérisé par un vecteur d'onde fini et une vitesse de groupe nulle. Tout se passe donc comme si la propagation de l'énergie était ralentie puis arrêtée avant d'être réfléchie. Dans le cas du puits quantique traditionnel, ou dans le problème magnétostatique du disque aimanté perpendiculairement, le point tournant est caractérisé par $k = 0$.

particulièrement sensible pour les indices les plus faibles.

Localisation dans la zone centrale : partiels magnétostatiques et d'échange Considérons maintenant une onde se propageant à partir du centre du ruban (partie supérieure de la figure 2.8a). A proximité du minimum de la dispersion, on aura deux solutions : une onde à faible vecteur d'onde (proche du régime magnétostatique de type MSBVW) et une à vecteur d'onde élevé (proche du régime d'échange).

En se rapprochant du bord, l'onde d'échange verra son vecteur d'onde augmenter puis diminuer. A l'inverse, le vecteur d'onde de la solution magnétostatique diminuera jusqu'à atteindre 0, d'où l'existence probable d'un point tournant à l'intérieur du ruban.

Soient f_{min} la valeur minimale de la dispersion au centre du ruban (représentée par un trait noir pointillé sur la partie supérieure de la figure 2.8a) et f_u sa valeur à $k = 0$ (représentée par un trait noir continu sur la partie supérieure de la figure 2.8a). Le spectre complet est donc constitué par :

- un nombre fini de modes de frontière au-dessous de f_{min} (partie inférieure de la figure 2.8a);
- un nombre fini de partiels de type magnétostatique ou d'échange entre f_{min} et f_u ;
- une infinité de partiels d'échange s'étendant sur tout le ruban au-dessus de f_u (par exemple le trait brun sur la partie supérieure de la figure 2.8a).

La réponse hyperfréquence est naturellement dominée par le mode le plus uniforme, c.-à-d. le plus bas des partiels magnétostatiques. Cependant, les partiels magnétostatiques d'ordre supérieur semblent également jouer un rôle. A fréquence élevée, on observe ainsi trois modes légèrement décalés du mode uniforme (∇ sur la figure 2.5c). A basse fréquence, les partiels magnétostatiques sont trop rapprochés pour être véritablement résolus. Cependant, les structures relevées sur le pic principal (encart de la figure 2.5e) —contenues entre les flèches noires continue et pointillée qui indiquent les champs pour lesquels respectivement $f = f_u$ et $f = f_{min}$— sont probablement à associer aux premiers partiels magnétostatiques.

Enfin les modes d'échange —ayant un très faible recouvrement avec le champ de pompage— contribuent individuellement très peu à l'absorption. Cependant, leur très grande densité d'état[24] pourrait expliquer la longue queue d'absorption observée sur le côté bas champ de la résonance principale (typiquement entre 10 et 35 mT sur la figure 2.5a).

2.3 Plots carrés et rectangulaires

Nous donnerons ici un aperçu très bref de résultats de diffusion Brillouin et de résultats préliminaires de réponse hyperfréquence, obtenus sur des réseaux de plots carrés et rectangulaires de largeurs micrométriques.

2.3.1 Mesures de diffusion Brillouin

La partie gauche de la figure 2.9 représente les quasi-dispersion obtenues par diffusion Brillouin pour un réseau de plots rectangulaires $1 \times 1,75$ μm^2 avec un espacement e =0.1 μm. La partie droite de la figure 2.9 montre l'évolution de l'intensité des troisième et quatrième modes en fonction des vecteurs d'onde de transfert parallèle et perpendiculaire au champ appliqué. On en déduit que ces modes sont localisés dans la direction x ($\Delta Q_x > 3.10^{-5}$ cm^{-1} $\Rightarrow$ $\Delta x < 0.3$ μm) et relativement étendus dans la direction y ($\Delta Q_y \simeq 10^{-5}$ cm^{-1} $\simeq \frac{2\pi}{w}$).

24. Pour les indices élevés, $H - H_u \simeq \frac{2A}{\mu_0 M_s}(\frac{\pi}{nW})^2$, d'où un espacement entre modes de l'ordre de 1 mT pour $n \simeq 30$ autour de 40 mT.

FIG. 2.9 – *Mesures de diffusion Brillouin pour un réseau de plots rectangulaires* $1 \times 1,75\ \mu\text{m}^2$, *d'espacement 0.1* μm *et d'épaisseur 30 nm. On a représenté les quasi-dispersions obtenues (à gauche) et la dépendance en vecteur d'onde des intensités de diffusion Brillouin pour les troisième et quatrième modes (à droite). Dans tous les cas, le champ est appliqué selon la largeur des plots. Le vecteur d'onde de transfert est orienté soit selon la longueur des plots (en haut) soit selon leur largeur (en bas).*

FIG. 2.10 – *Réponse hyperfréquence d'un réseau carré de plots carrés de 3* μm *de côté, 3* μm *d'espacement et 30 nm d'épaisseur. a) Disposition de l'antenne. b) Auto-inductance mesurée à 8 GHz. c) Position des résonances mesurées à différentes fréquences. Les symboles utilisés sont les mêmes que sur la figure (a), les lignes sont des guides pour l'œil.*

2.3.2 Réponse hyperfréquence

Le spectre hyperfréquence à 8 GHz d'un réseau de plots carrés de côté $w = 3\mu m$ espacés de $e = 3\mu m$ est représenté sur la figure 2.10b[25]. Le champ extérieur est orienté parallèlement à l'antenne (figure 2.10a).

On distingue, en plus d'un mode central très intense, deux modes bas champ et trois modes haut champ. Les positions des résonances relevées pour différentes fréquences sont reportées sur la figure 2.10c. L'ensemble des résonances bas champ semble se répartir sur quatre lignes de résonance à peu près équidistantes et parallèles à la ligne de résonance principale. Parmi les résonances haut champ, on distingue une ligne de résonance parallèle à la résonance principale et une ligne de pente plus faible.

2.3.3 Interprétation

On ne donnera pas ici de description quantitative des modes propres. On s'inspirera simplement du travail sur les rubans pour distinguer deux types d'effets :

- le confinement dans la direction perpendiculaire au champ appliqué conduira à une «quantification», avec des profils du type ondes stationnaires modifiées;
- dans la direction parallèle au champ appliqué, la configuration d'équilibre est très inhomogène, d'où la distinction entre des modes plutôt étendus dans la zone centrale et d'autres localisés vers la zone d'exclusion du champ (voir la figure 2.11).

On comprend immédiatement pourquoi les mesures de réponse hyperfréquence font apparaître des résonances de part et d'autre de la fréquence du mode principal. Cette

25. Pour ces mesures, on a fabriqué séparément les antennes et les plots. On les a ensuite couplés en posant un morceau du réseau de carrés recouvert de résine optique sur les antennes (couche magnétique vers le bas). Les deux films ne pouvant pas être plaqués parfaitement, il en résulte un couplage moindre et donc des résonances nettement moins intenses que dans le cas du film continu et du réseau de rubans —pour lesquels antennes et couche magnétique avaient été «intégrées» dans les mêmes échantillons—.

FIG. 2.11 – *Schématisation des profils des modes propres dans un plot carré. La colonne de gauche représente les modes confinés près des bords qui sont perpendiculaires au champ, celle de droite, les modes qui sont uniformes dans la direction x. La ligne du haut représente les solutions de type «exclusion dynamique du champ». La ligne du milieu représente les modes les plus uniformes dans la direction y et la ligne du bas représente le troisème partiel selon y.*

approche permet également d'identifier les modes caractérisés par diffusion Brillouin (partie droite de la figure 2.9) à des mode de type III (onde stationnaire dans la direction x, mode de frontière pour la direction z).

Le mode V ($n_x = 1$) est certainement celui qui se couplera le mieux au pompage hyperfréquence, d'où l'identification des résonances bas champ de la figure 2.10 aux partiels $n_x = 2$ à 5 du type VI[26]. De même, la ligne de résonance haut champ qui est parallèle à la résonance principale ($\triangle$) peut être attribuée au mode IV (confinement dynamique) et la ligne de pente plus faible à un mode de type II (puits d'ondes de spin).

Les idées physiques développées dans les paragraphes précédents sont donc confirmées dans le cas de plots rectangulaires, même si un identification plus précise nécessiterait une étude plus complète, tant du point de vue théorique qu'expérimental.

2.4 Conclusions

2.4.1 Spécificités de la dynamique dans les matériaux doux

Les principaux résultats de cette étude de la réponse hyperfréquence portent sur le cas du ruban de permalloy aimanté dans la direction transverse. Nous avons retrouvé l'influence des interactions dipôle-dipôle à trois niveaux différents :

- Le champ dipolaire régit directement la configuration d'équilibre qui —à son tour— influence considérablement la propagation d'excitations élémentaires.
- Ces excitations sont localement bien décrites par des ondes de spin du type dipôle-échange. Leur dispersion est déterminée par une compétition entre les interactions d'échange et dipolaire. Ceci se traduit en particulier par un phénomène de confinement original (point de rebroussement à $k \neq 0$).
- Enfin l'effet démagnétisant du bord engendre un mode localisé qui se confond avec le mode de nucléation de la phase de basse symétrie à l'approche de la transition de phase correspondante.

Ces différents phénomènes apparaissent donc typiques des matériaux doux. On peut maintenant comparer le cas de figure étudié avec celui des études de la résonance de paroi [51] dans le cas de domaines en bandes (figure 1.2). Dans cette situation, l'anisotropie et l'échange jouent un rôle primordial dans la configuration d'équilibre. L'interaction dipôle-dipôle est en quelque sorte «muselée» par la création de domaines convenablement orientés. La réponse dynamique reproduit ces caractéristiques : en mouvement, la paroi de domaine conserve en effet—en première approximation— sa forme et le champ dipolaire se limite à une petite composante normale à la paroi (terme de «masse» [51]). Ainsi le problème dynamique se décrit en termes essentiellement locaux. C'est exactement l'inverse qui se produit dans notre cas : les modes propres n'ont pas une échelle latérale bien déterminée et des zones relativement éloignées interagissent entre elles. Le sytème étudié, particulièrement simple à réaliser, peut donc être vu come l'équivalent «doux» (dominé par des effets longues distances) du système-modèle des domaines en bande (système «dur», plutôt régi par des effets locaux).

2.4.2 Lien avec le problème du retournement

Le problème du retournement est un problème très non-linéaire et l'approche «modale» évoquée dans ce chapitre ne saurait s'y appliquer complètement. Néammoins, on remarque

26. On notera que l'on n'a plus dans ce cas de «règles de sélection» conduisant à l'excitation des seuls modes impairs. Ceci est à attribuer à la non-uniformité du champ de pompage dans la direction x.

que dans les premiers instants, le problème devrait rester linéaire. Considérons en particulier le cas d'un retournement dit longitudinal (par exemple lorsque l'on change brusquement le signe du champ appliqué). La première étape de ce processus peut être décrite en utilisant tous les arguments cités plus haut. La seule différence est que le champ appliqué sera négatif, ce qui —formellement— donne des fréquences imaginaires pures (voir par exemple l'équation (2.58) avec $f_0 < 0$ et $f_M > 0$.). En d'autres termes, l'aimantation s'écarte continuellement de sa position d'équilibre. Cette évolution est d'autant plus rapide que la norme de notre fréquence «de retournement» est élevée. En appliquant cette idée au système de la figure 2.8, nous avons constaté que les modes de puits d'ondes de spin sont plus «rapides» que le mode quasi-uniforme. On obtiendrait donc un renversement plus rapide près des bords, comme cela est souvent observé dans les simulations de retournement longitudinal [95]. Cet exemple illustre le fait que l'approche modale peut dans certains cas être complémentaire des approches exclusivement temporelles en autorisant un point de vue un peu différent.

Conclusion générale

Bilan

Dans cette thèse, nous avons exploré —à l'échelle du micromètre et de la nanoseconde— la réponse magnétique d'éléments minces de permalloy aimantés dans le plan. Dans ce type de systèmes, l'interaction dipôle-dipôle est largement dominante[27]. Les différentes approches théoriques que nous avons abordées peuvent ainsi être vues comme autant de moyens de circonscrire les difficultés conceptuelles liées au caractère non-local de cette interaction[28].

Une première série de résultats (chapitre 1) concerne le cas d'une couche continue excitée de manière non-uniforme (par un courant). Nous avons démontré par l'expérience et le calcul que ce cas de figure se décrivait parfaitement en termes de transduction d'ondes magnétostatiques. Les expériences d'émission-réception que nous avons réalisées constituent en fait la première application à des films métalliques de la technique dite de spectroscopie d'ondes de spin propagatives. A cette occasion, nous avons constaté que les ondes magnétostatiques suivaient une loi de relaxation identique à celle d'une excitation uniforme, sans contribution additionnelle des courants de Foucault.

Le deuxième cas de figure est celui d'un système magnétique confiné latéralement (chapitre 2). Nous nous sommes particulièrement intéressés au cas d'un ruban soumis à un champ transverse. Dans ce cas, la compétition entre le champ appliqué et l'effet démagnétisant des bords donne une configuration d'équilibre complexe, avec un phénomène de ségrégation de phases micromagnétiques (§1.4.2). Le spectre hyperfréquence mesuré est extrêmement riche, ce qui est attribué à un phénomène de confinement des ondes de spin dans chacune des phases et à leurs interfaces. Enfin l'observation de modes «mous» nous a permis d'identifier les transitions de phases du système.

D'un point de vue instrumental général (chapitres 1-3), l'utilisation d'antennes étroites et courtes nous a permis de réaliser un spectromètre large bande particulièrement adapté à l'étude de petits échantillons. La possibilité d'utiliser une grande gamme de fréquences de mesure a été validée par une étude détaillée de la réponse en réflexion dans le cas du film continu (§1.1.2) et s'est avérée décisive dans l'étude des rubans.

Perspectives

Dans ce travail, nous nous sommes limités à des sytèmes particuliers et à un régime de réponse linéaire. On pourrait imaginer l'étendre de façon à explorer des problématiques un peu différentes.

27. Dans nos expériences, nous avions en effet $H_K \ll M_s$, $H_0 \ll M_s$ et $L \gg l_e$.

28. Citons ainsi les approches simplifiées basées sur des ellipsoïdes équivalents (§1.4.1, §2.2.2, §1.1.2), les solutions analytiques exactes (solution de Bryant et Suhl §1.4.2, solution de Damon-Eshbach §2.2.2, calcul de Emtage §1.1.3) et les études numériques (§1.4.3, §2.1.3).

Tout d'abord, en augmentant légèrement les puissances de travail, on pourrait explorer le régime non-linéaire[29] (voir la section 2.3.4). D'après les arguments de Suhl [143] et les observations récentes de Silva *et al.* [133], les phénomènes d'instabilité pourraient en effet jouer un rôle significatif dans les processus de retournement de l'aimantation. On pourrait d'autre part envisager les effets non-linéaires comme une «sonde» des couplages dans le système (utilisation du pompage parallèle pour mesurer le temps de relaxation d'ondes de spin de grands vecteurs d'onde).

En augmentant l'épaisseur des films étudiés, on pourrait atteindre un régime dominé par les courants de Foucault. Les effets prédits (augmentation de la largeur de raies, renormalisation des fréquences de résonance, voir [11] et la section 2.3.3) pourraient être vérifiés en utilisant une simple mesure en réflexion sur une antenne de type serpentin (obtenue par exemple en «repliant» une dizaine de fois l'antenne de la figure 3.4).

Du point de vue micromagnétique, on pourrait mesurer les excitations relatives à d'autres types de configurations d'équilibre. Citons en particulier les structures de domaines «classiques» à rémanence : vortex dans un plot ciculaire, ou configurations de Landau dans des plots rectangulaires[30]. En travaillant avec des éléments plus épais, on pourrait également étudier le cas de configurations véritablement tridimensionnelles (inaccessibles aux méthodes d'imagerie existantes [58], toutes surfaciques).

Enfin, une problématique essentielle n'a été abordée que très indirectement dans cette thèse : dans les objets métalliques, le caractère itinérant des électrons se traduit par tout une gamme d'effets physiques intéressants. Notre laboratoire possède une certaine compétence dans le domaine des effets magnétorésistifs (travaux de Patrick Warin et Michel Viret sur la résistance des parois [161, 46]) et on peut imaginer étendre des expériences de ce type au régime hyperfréquence avec trois objectifs possibles :

- utiliser la magnétorésistance[31] hyperfréquence comme une «sonde» complémentaire de la sonde inductive que nous avons utilisée ;
- mettre en évidence de manière suffisamment directe les interactions entre les électrons et les magnons (voir la discussion du paragraphe 1.3.2) ;
- étudier les effets de «proximité» survenant lorsqu'une couche métallique normale est placée au contact d'une fine couche magnétique[32].

29. A ce propos, l'utilisation d'antennes étroites permet de produire facilement des champs de pompage élevés : l'antenne utilisée donnerait en effet un champ excitateur de l'ordre de 15 mT pour seulement 100 mW de puissance d'entrée.

30. Voir les prédictions théoriques de Guslienko *et al.* [71] et les simulations de Vaast-Paci et Leylekian [150].

31. Les effets les plus conséquents (magnétorésistances tunnel et géante) nécessitent de fabriquer des empilements appropriés. On pourrait imaginer utiliser la magnétorésistance anisotrope, qui n'exige aucune couche supplémentaire.

32. Citons en particulier l'effet d'amplification de la résonance ferromagnétique prédit lorsque l'on fait passer un courant fort à travers un empilement de deux couches de métaux ferromagnétiques autour d'une fine couche de métal normal (dispositif proposé pour réaliser un «SWASER» ou LASER à ondes de spin) [148, 137].

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Problèmes électrostatiques en géométrie elliptique

Les équations de la magnétostatique étant formellement similaires à celles de l'électrostatique (voir les équations (1.19) et (1.21)) on pourra tirer profit de l'outillage mathématique habituellement utilisé en électricité [83]. Nous envisagerons ici un objet cylindrique infini à section elliptique (pour lequel on utilisera un système de coordonnées adapté) dans trois cas (figure A.2) :

- Objet diélectrique. On cherchera alors une solution engendrant un champ uniforme à l'intérieur de l'objet, ceci pour justifier la notion de facteur dépolarisant (ou démagnétisant) introduite dans l'équation (1.22).
- Objet conducteur mis à la masse et soumis à un champ extérieur uniforme (équivalent de la situation d'expulsion du champ dans un ruban, voir la figure 1.8a).
- Objet conducteur chargé et isolé (utile pour déterminer la distribution de charge dans la zone d'expulsion du champ au bord d'un plan semi-infini, voir la figure 1.8b).

A.1 Coordonnées elliptiques

Considérons un cylindre, dont la section (figure A.1) est une ellipse d'équation :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \tag{A.1}$$

L'ensemble des coniques ayant les mêmes foyers que l'ellipse (A.1) a pour équation :

$$\frac{x^2}{a^2+\theta} + \frac{y^2}{b^2+\theta} = 1 \tag{A.2}$$

On notera λ les valeurs de θ donnant une ellipse et μ celles qui donnent une hyperbole. On peut alors repérer tout point du quart d'espace supérieur droit par (λ, μ) c.-à-d. par l'ellipse et l'hyperbole auxquelles il appartient [1] (figure A.1). Il s'avère que ces deux systèmes de courbes sont mutuellement orthogonaux en tout point. Les systèmes de coordonnées cartésiennes et elliptiques sont reliés par :

$$x = \sqrt{\frac{(a^2+\lambda)(a^2+\mu)}{a^2-b^2}} \tag{A.3}$$

$$y = \sqrt{\frac{(b^2+\lambda)(b^2+\mu)}{b^2-a^2}} \tag{A.4}$$

1. Le principal intérêt de ce système de coordonnées est qu'il permet d'écrire très facilement les conditions aux limites sur la surface du conducteur ($\lambda = 0$) et à l'infini ($\lambda \to \infty$).

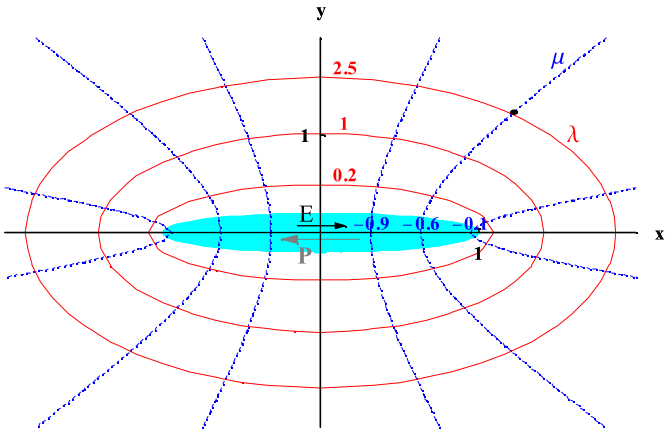


FIG. A.1 – *Système de coordonnées elliptiques* (λ, μ). *La section de l'objet (supposé infini dans la direction z) est l'ellipse pleine (équation (A.1) avec* $a = 1$, $b = 0.2$*).*

En différentiant, on obtient, en particulier :

$$\frac{\partial x}{\partial \lambda} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{(a^2+\mu)}{(a^2-b^2)(a^2+\lambda)}} \tag{A.5}$$

et :

$$\frac{\partial r}{\partial \lambda} = \frac{1}{2}\sqrt{\lambda-\mu}\frac{1}{\Delta_\lambda} \tag{A.6}$$

Où $\triangle_\theta$ est un «facteur de contraction» relatif à l'une des coordonnées elliptiques ($\theta = \lambda, \mu$) :

$$\triangle_\theta = \sqrt{(a^2+\theta)(b^2+\theta)} \tag{A.7}$$

Le laplacien s'écrit (voir [83, p. 245] pour le calcul en trois dimensions) :

$$\triangle_{(x,y)} = \frac{4}{\mu-\lambda}\left(\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial\beta^2}\right) \tag{A.8}$$

où α et β sont des primitives relatives à λ et μ :

$$\alpha = \int \frac{d\lambda}{\triangle_\lambda} \tag{A.9}$$

$$\beta = \int \frac{d\mu}{\triangle_\mu} \tag{A.10}$$

En l'absence de charges de volumes ($\triangle_{(x,y)}\phi = 0$), le problème est séparable en λ, μ et ses solutions sont des combinaisons d'harmoniques elliptiques [83, p. 252]. Si le détail de ces harmoniques ne nous importera pas ici, nous utiliserons une propriété particulière des solutions de l'équation de Laplace :

L'équation de Laplace étant de degré deux, elle admet deux solutions linéairement indépendantes. Si f est une de ces solutions et qu'elle est factorisée :

$$f = L(\alpha)M(\beta) \tag{A.11}$$

FIG. A.2 – *Schématisation des trois situations envisagées pour les calculs d'éléctrostatique. a) Calcul du facteur de dépolarisation. b) Conducteur connecté sous champ. c) Conducteur isolé et chargé.*

alors on peut démontrer que la deuxième solution est [83, p. 252]:

$$g = L(\alpha)u(\alpha)M(\beta) \tag{A.12}$$

où

$$u = \int \frac{d\alpha}{L^2} \tag{A.13}$$

A.2 Facteur dépolarisant d'un cylindre à section elliptique

On va démontrer que l'on peut trouver un potentiel donnant un champ et une polarisation uniformes dans tout le domaine (figure A.2a).

Pour que la polarisation soit uniforme, il faut que la densité volumique de charges magnétiques soit nulle partout, ϕ doit donc vérifier l'équation de Laplace. D'autre part, le champ étant uniforme dans le cylindre (sans perte de généralité, on peut le supposer aligné avec le grand axe de l'ellipse, voir la figure A.1), le potentiel vaut à l'intérieur du domaine magnétique :

$$\phi_0 = -Ex \tag{A.14}$$

On va chercher la solution sous la forme $\phi = \phi_0 + \phi_1$, ϕ_0 étant donné par (A.14) dans tout l'espace et ϕ_1 étant ajusté de manière à remplir les deux conditions aux limites :

$\phi_0 + \phi_1 \to 0$	à l'infini
$\phi_1 = 0$	sur le diélectrique

Notons d'abord que ϕ_0 est bien solution de l'équation de Laplace sans second membre et qu'il a la forme factorisée de (A.11) avec :

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{a^2 + \lambda} \\ M &= -\frac{E\sqrt{a^2+\mu}}{\sqrt{a^2-b^2}} \end{aligned} \tag{A.15}$$

ϕ_1 sera donc de la forme (A.12). La limite d'intégration sera choisie de manière à satisfaire la condition sur le domaine diélectrique ($\lambda = 0$) tandis que la solution sera multipliée par un préfacteur permettant de satisfaire la condition à l'infini ($\lambda \to \infty$), il vient ainsi :

$$\phi_1 = -\frac{ML\int_0^\lambda L^{-2}d\alpha}{\int_0^\infty L^{-2}d\alpha} \tag{A.16}$$

Comparons maintenant la discontinuité de surface du champ donné par ce potentiel :

$$\frac{\partial\phi^{int}}{\partial n} - \frac{\partial\phi^{ext}}{\partial n} = -\frac{\partial\phi_1}{\partial n} = -(\frac{\partial\phi_1}{\partial\lambda})_{\lambda=0}(\frac{\partial\lambda}{\partial n})_{\lambda=0} \tag{A.17}$$

avec la charge de surface donnée par une polarisation alignée avec le champ appliqué :

$$\sigma = Pn_x = P(\frac{\partial x}{\partial\lambda})_{\lambda=0}(\frac{\partial\lambda}{\partial n})_{\lambda=0} \tag{A.18}$$

On vérifie grâce à (A.5),(A.6),(A.15) que ces quantités sont égales à une constante près. D'après la condition de continuité (1.20), cette constante doit être égale à un, d'où une relation de proportionnalité entre le champ et la polarisation :

$$E = -N_x P \tag{A.19}$$

Où N_x est le facteur de dépolarisation (ou facteur démagnétisant en magnétostatique) :

$$N_x = \frac{ab}{2}\int_0^\infty \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda)\sqrt{a^2+\lambda}\sqrt{b^2+\lambda}} \tag{A.20}$$

On obtient :

$$N_x = \frac{b}{b+a} \tag{A.21}$$

A.3 Cylindre conducteur relié à la masse et soumis à un champ extérieur uniforme

Le cylindre étant conducteur, le potentiel y est nul en tout point (figure A.2b). Le problème se réduit donc à la détermination du potentiel à l'extérieur du cylindre, on le cherchera à nouveau sous la forme $\phi = \phi_0 + \phi_1$, où ϕ_0 est le potentiel du champ appliqué (A.14). Les conditions aux limites s'écrivent cette fois :

$\phi_1 \to 0$ à l'infini
$\phi_1 = -\phi_0$ sur le conducteur

En utilisant le résultat (A.12) et la décomposition (A.15), il vient :

$$\phi_1 = -ML\frac{\int_\lambda^\infty L^{-2}d\alpha}{\int_0^\infty L^{-2}d\alpha} \tag{A.22}$$

Calculons maintenant la charge de surface correspondant :

$$\sigma = -(\frac{\partial\Phi}{\partial n})_{\lambda=0} = (ML\cdot L^{-2})_{\lambda=0}(\frac{1}{\Delta_\lambda})_{\lambda=0}\frac{1}{\int_0^\infty L^{-2}d\alpha}(\frac{\partial\lambda}{\partial n})_{\lambda=0} \tag{A.23}$$

Dans le cas d'une bande mince ($b \to 0$), cette expression se réécrit :

$$\sigma = \frac{Ex}{\sqrt{a^2-x^2}} \tag{A.24}$$

A.4 Objet conducteur chargé

A l'intérieur du conducteur, le potentiel est constant et non nul (figure A.2c) ; à l'extérieur, il est solution de l'équation de Laplace. On cherche un potentiel respectant la symétrie elliptique de l'objet, on suppose donc qu'il ne dépend que de la coordonnée λ (ou α), soit :

$\phi = A + B\alpha$ à l'extérieur du conducteur ($\lambda > 0$)
$\phi = A + B\alpha_{\lambda=0}$ à l'intérieur du conducteur

Où on a choisi :

$$\alpha = \int_\lambda^\infty \frac{d\lambda}{\Delta_\lambda} \tag{A.25}$$

FIG. A.3 – *Utilisation du théorème d'inversion de l'électrostatique. a) Notations utilisées. b) Schématisation des deux distributions de charges transformées l'une de l'autre.*

Le potentiel doit être nul à l'infini, soit :

$$\phi(r \to \infty) = \phi(\lambda \to \infty) = \phi(\alpha = 0) = A = 0 \tag{A.26}$$

La charge de surface s'écrit donc :

$$\sigma = -(\frac{\partial \phi}{\partial n})_{\lambda=0} = -(\frac{\partial \phi}{\partial \lambda})_{\lambda=0}(\frac{\partial \lambda}{\partial n})_{\lambda=0} = \frac{-B}{\Delta_{\lambda=0}} \frac{2\Delta_{\lambda=0}}{\sqrt{-\mu}} = \frac{-2B}{\sqrt{-\mu}} \tag{A.27}$$

Dans le cas d'une bande mince ($b \to 0$), on a :

$$-\mu = a^2 - x^2 \tag{A.28}$$

La charge totale par unité de longueur du cylindre s'écrit alors :

$$Q = \oint \sigma dl = 2 \int_{-a}^{a} \sigma dx = 2 \int_{-a}^{a} \frac{-2B}{\sqrt{a^2 - x^2}} dx = -4\pi B \tag{A.29}$$

Finalement, la distribution de charges devient :

$$\sigma = \frac{Q}{2\pi \sqrt{a^2 - x^2}} \tag{A.30}$$

A.5 Conducteur sous l'influence d'une charge ponctuelle

La transformation d'inversion $\mathcal{I}_{r,O}$ de paramètre r à partir du point O est définie par (voir la figure A.3a) :

$$\mathcal{I}_{R,O} \ : \ M \mapsto M' \text{ tq } \overrightarrow{OM'} = r^2 \frac{\overrightarrow{OM}}{OM^2} \tag{A.31}$$

Le théorème d'inversion de l'électrostatique [83] s'énonce comme suit :

Soit $\rho(M)$ une distribution de charges donnée et $\{\Gamma\}$ la famille d'équipotentielles associées. Alors les transformées $\Gamma' = \mathcal{I}_{r,O}(\Gamma)$ sont les équipotentielles de la distribution de charges obtenue en ajoutant la transformée $\rho' = \mathcal{I}_{r,O}(\rho)$ et une charge ponctuelle $Q = -\int \rho(M) dM$ placée en O.

Dans le problème représenté sur la droite de la figure A.3b, le ruban conducteur AB' est influencé par une ligne de charge Q_l située en O, on cherche une distribution de charges sur le ruban qui — ajoutée à la charge linéique Q_l — ait AB' pour équipotentielle. D'après le théorème d'inversion cette distribution peut être obtenue en inversant une distribution de charges $\rho(x)$ telle que :

- ρ est définie sur le ruban AB (tq $B' = \mathcal{I}_{r,O}(B)$) ;
- AB est une équipotenttielle pour la distribution ρ ;
- $\int_A^B \rho(x) dx = -Q_l$.

La distribution de charges obtenue dans la section A.4 vérifie ces propriétés, soit, dans le repère de la figure A.3a :

$$\rho = 2\sigma = -\frac{Q_l}{\pi \sqrt{(\frac{r-b}{2})^2 - (x - \frac{r+b}{2})^2}} \tag{A.32}$$

La transformation d'inversion s'écrit ici :

$$x' = \frac{r^2}{x} \tag{A.33}$$

d'où :

$$\rho(x') = \rho(x)|\frac{dx}{dx'}| = -\frac{Q_l}{\pi\sqrt{(\frac{r-b}{2})^2 - (\frac{r^2}{x'} - \frac{r+b}{2})^2}}\frac{r^2}{x'^2} \quad . \tag{A.34}$$

Annexe B

Détail des protocoles de microfabrication

Nous présentons dans cette annexe les détails des protocoles de microfabrication utilisés pour fabriquer les échantillons de spectroscopie hyperfréquence et les réseaux denses de ruban pour les mesures de diffusion Brillouin.

B.1 Echantillons intégrés motifs magnétiques-antennes

Ce protocole est schématisé sur la figure 2.7. On a utilisé plusieurs «variantes» (épaisseur de l'espaceur, choix des matériaux) selon les échantillons réalisés. On donnera ici les variantes relatives à l'échantillon «film» (échantillon du chapitre 1), à l'échantillon ruban (échantillon des sections 2.1 et 2.2) et à l'échantillon «plots» [1] (résultats non présentés dans le manuscrit).

Dépôt de permalloy

évaporation par faisceau d'électrons [2]	substrat	lamelle de verre de 0.4 mm
	vide de base	$\sim 10^{-10}$ mbar
	taux	0.03 nm/s
	épaisseur	30 nm

Ecriture des motifs magnétiques

préparation	dégraissage	
	passage aux ultrasons dans de l'eau désionisée	
	étalement de promoteur d'adhésion Shipley à 8000 t/min	
dépôt de la résine	résine	Microposit S1805
	étalement	8000 t/min pendant 40 s
	cuisson	plaque chauffante à 115°C pendant 1 min
élimination de la résine sur le bord [3]	exposition	40 s
	développemnt	MF 319 pur pendant 20 s
exposition	9 s	
développement	MF 319 pur pendant 9 s	

1. Pour cet échantillon, le motif magnétique est constitué d'une rangée de 80 plots carrés de 3 μm de côté.

2. Les films utilisés pour les échantillons «film» et «plots» ont été recouverts d'une couche de protection de Cr de 2 nm, le film utilisé pour l'échantillon «rubans» a été laissé sans protection. Apparemment, ceci n'affecte pas significativement les propriétés magnétiques et hyperfréquences de la couche.

Gravure des motifs magnétiques

gravure par faisceau d'ions	pression d'Argon	7.10^{-4} mbar
	tension de décharge	40 V
	tension d'accélération	200 V
	tension du faisceau	500 V
	intensité du faisceau	9 mA
	temps	autour de 3 min
élimination de la résine	bain de «remover» à 70^oC pendant 2 h	
	léger brossage au coton-tige	

Dépôt de l'espaceur

pulvérisation de Si_3N_4	pression d'argon	8.10^{-3} mbar
	pression d'azote	2.10^{-3} mbar
	température du substrat	210^oC
	puissance	450 W
	taux	$\sim$ 30 nm/s
ou	épaisseur	100 nm [4] et 1 μm [5]
évaporation Joule de SiO [6]	taux	$\sim$1 nm/s
	épaisseur	$\sim$200 nm

Ecriture des antennes

préparation [7]	bain d'HCl 5%	
	rinçage à l'eau désionisée	
	étalement de promoteur d'adhésion Shipley à 8000 t/min	
dépôt de la résine	résine	Clariant AZ5214
	étalement	1500 t/min pendant 40 s puis 6500 t/min pendant 5 s
	cuisson	plaque chauffante à 90^oC pendant 1 min
élimination de la résine sur le bord	exposition	120 s
	développemnt	AZ 351 : 1, eau : 5 pendant 50 s
exposition	9 s	
renversement d'image	recuit	plaque chauffante à 120^oC pendant 1 min
	exposition	240 s (tout l'échantillon)
développement [8]	AZ 351 : 1, eau : 5 pendant 30 s (développement normal) puis au moins 10 s de surdéveloppement	

3. Cette étape sert à se débarrasser des bourrelets de résine qui se forment aux bords du substrat pendant l'étalement. Le motif utilisé pour cette exposition est un carré de taille légèrement inférieure au substrat.

4. Cas de l'échantillon «rubans».

5. Cas de l'échantillon «film».

6. Cas de l'échantillon «plots».

7. Ce protocole de préparation s'est avéré indispensable pour obtenir une bonne adhésion de la résine sur une couche d'isolant ayant été pulvérisée ou sur un substrat de verre. Nous pensons que l'acide intervient en neutralisant les charges de surface présentes sur ces matériaux très isolants. Lorsque l'on travaille directement sur une plaquette de silicium ou dans le cas de la couche de SiO évaporée, le passage à l'acide n'est pas utile.

8. Dans certains cas (par exemple quand on travaille directement sur substrat de verre très plat), un rapide passage sous plasma d'oxygène («délaqueuse», 20 s à 100 W avec 20 cc O_2) est nécessaire après le développement. Il semblerait en effet qu'il puisse rester une fine couche de résine en surface, ce qui fait que le métal déposé pour le lift-off ne peut pas tenir sans ce nettoyage plasma.

Lift-off

évaporation d'argent par faisceau d'électrons[9] ou	accrochage	5 nm Al ou Ti (0.5 nm/s)
	conduction	500 nm Ag (1 nm/s)
	protection	20 nm Au (1 nm/s)
évaporation de cuivre par effet Joule[10]	accrochage	5 nm Ti (0.3 nm/s)
	conduction	400 nm Cu (1.5 nm/s)
	protection	10 nm Au (0.8 nm/s)
dissolution de la résine	Bain d'acétone à 65°C pendant 15 min	
	rinçage à l'acétone non chauffée	

B.2 Fabrication de réseaux denses de rubans (bicouche intermédiaire résine optique-germanium)

Dépôt de permalloy

évaporation par faisceau d'électrons	substrat	plaquette de Si (111)
	vide de base	$\sim 10^{-10}$ mbar
	taux	0.03 nm/s
	épaisseur	30 nm
	protection	couche de Cr de 2 nm

Dépôt des couches nécessaires à la lithographie

résine optique	résine	Clariant AZ5214 diluée avec AZ1500 thinner (1:1)
	étalement	8000 t/min pendant 40 s
	cuisson	four à 150°C pendant 5 min
évaporation Joule de germanium	courant	140 A
	épaisseur	30 nm
résine électronique	résine	PMMA 950 A3
	étalement	8000 t/min pendant 40 s
	cuisson	four à 140°C pendant 30 min[11]

Lithographie électronique

installation utilisée	microscope SEM Philips XL30G, logiciel de lithographie Elphy Quantum	
paramètres de l'exposition	tension	25 kV
	courant	spot 4 (0.37 nA)
	focalisation	17
	grandissement	1000
	working area	96×96 μm^2
	dwell time	0.005 ms
	step size	23
	dose	1.8
développement	MIBK pendant 35 s	

9. Cas des échantillon «film» et «rubans».

10. Cas de l'échantillon «plots».

11. Cette étape a été très délicate : on recuit habituellment le PMMA à 150°C mais il s'avère qu'à cette température, la résine optique forme des gouttes quand elle est placée entre du permalloy et du germanium (cela ne se produit plus dès que l'on change une des deux couches!). Nous avons diminué la température pour que ces gouttes restent en nombre raisonnable mais une solution plus rigoureuse serait de choisir un autre matériau résistant à 150°C et se gravant bien en RIE sous O_2 (résine polymide, carbone [124]...).

Gravures ioniques réactives

RIE SF_6	débit	10 cc
	pression	2.10^{-3} mbar
	puissance	10 W
	tension	90 V
	temps	2 min
RIE O_2	débit	10 cc
	pression	2.10^{-3} mbar
	puissance	50 W
	tension	195 V
	temps	15 min

Gravure ionique

gravure par faisceau d'ions	pression d'Argon	7.10^{-4} mbar
	tension de décharge	40 V
	tension d'accélération	200 V
	tension du faisceau	500 V
	intensité du faisceau	9 mA
	temps	plus de 4 min
élimination de la résine	bain de «remover» à 70°C pendant 2 h	
	léger brossage au coton-tige	

Annexe C

Amplitudes de résonances

C.1 Puissance hyperfréquence absorbée par un mode propre dynamique de l'aimantation

On considère un mode propre dynamique de l'aimantation $\overrightarrow{m}_n(\overrightarrow{r})$. Son couplage avec un champ de pompage $\overrightarrow{h}_1$ est décrit par le terme $-\overrightarrow{m}_n(\overrightarrow{r}) \cdot \overrightarrow{h}_1$.

La puissance absorbée par le système de spin vaut donc :

$$P = \int \overrightarrow{h}_1 \cdot \frac{d\overrightarrow{m}_n}{dt} dV = \omega_n \left| \int \overrightarrow{h}_1 \cdot \overrightarrow{m}_n dV \right| \tag{C.1}$$

La difficulté dans cette formule est la détermination de l'amplitude de l'excitation du mode n. On peut contourner ce problème en utilisant une autre formulation de la puissance transférée [140]. En effet, en régime stationnaire, l'énergie prise au champ de pompage est entièrement dissipée, d'où :

$$P = \frac{\int e_n dV}{\tau_n} \tag{C.2}$$

où e_n est la densité d'énergie magnétique du mode n et τ_n le temps de relaxation associé. En écrivant $e_n = c_n |\overrightarrow{m}_n|^2$ et en combinant (C.1) et (C.2) on obtient :

$$P = \frac{\omega_n^2 \tau_n}{c_n} \frac{\left| \int \overrightarrow{h}_1 \cdot \overrightarrow{m}_n dV \right|^2}{\int |\overrightarrow{m}_n|^2 dV} \tag{C.3}$$

L'expression obtenue ne dépend plus de l'intensité d'excitation du mode et le problème est ramené à la détermination des constantes ω_n, τ_n et c_n. Ceci est particulièrement commode pour comparer les amplitudes de différents modes. ω_n est alors donné par la position de la résonance, τ_n déduit de sa largeur et c_n peut être évalué dans les cas les plus simples.

Considérons par exemple un mode quantifié d'ondes de spin (ruban aimanté axialement) à l'approximation d'un ruban très mince (voir la section 2.1.3.1). Soit (m_x, m_y) la solution propre du problème (2.4) associée à la valeur propre K_n, la densité d'énergie totale du mode s'écrit :

$$e_n = -H_0 \Delta M_z - \frac{1}{2} \overrightarrow{m} \cdot \overrightarrow{h}_d = H_0 M_s (m_x^2 + m_y^2) + \frac{1}{2}(K_n m_x^2 + m_y^2) \tag{C.4}$$

où l'on s'est limité aux termes du deuxième ordre en m/M_s. En utilisant les relations (2.3) et (2.5) il vient :

$$e_n = (\frac{H_0}{M_s} + K) |\overrightarrow{m}_x|^2 \tag{C.5}$$

Ecrivons ensuite la puissance absorbée pour un champ de pompage vertical :

$$P = \omega_n^2 \tau_n \frac{1}{\frac{H_0}{M_s} + K} \frac{|\int h_1 m_y dV|^2}{\int |m_x|^2 dV} = \omega_n^2 \tau_n \frac{1}{1 + \frac{H_0}{M_s}} \frac{|\int h_1 m_x dV|^2}{\int m_x^2 dV} \tag{C.6}$$

Cette expression, appliquée aux profils calculés dans la section 2.1.3.1, nous permettra de comparer les intensités mesurées pour les différents modes.

Dans l'approximation harmonique (2.7), on obtient un recouvrement nul pour les modes antisymétriques ($m_x = m_0 \sin kx$) et , pour les modes symétriques ($m_x = m_0 \cos kx$):

$$\frac{|\int_{-w/2}^{w/2} h_1 m_x dx|^2}{\int_{-w/2}^{w/2} m_x^2 dx} = \frac{8}{k^2 w} h_1^2 \sin^2 \frac{kw}{2} \tag{C.7}$$

Soit, pour une condition de quantification d'ancrage partiel du type (2.13) :

$$\frac{|\int_{-w/2}^{w/2} h_1 m_x dx|^2}{\int_{-w/2}^{w/2} m_x^2 dx} = \frac{2w}{\pi^2 (n - \frac{1}{3})^2} h_1^2 \ . \tag{C.8}$$

Bibliographie

[1] www.physik.uni-kl.de/w_hilleb/BLS2.html.

[2] www.sonnetusa.com.

[3] www.picoprobe.com.

[4] *Object oriented micro magnetic framework.* www.nist.gov.

[5] *S-parameter techniques.* sss-mag.com/spara.html. HP application note 95-1.

[6] *Network analyzer basics.* we.home.agilent.com, 1998. HP Back to Basics Seminar.

[7] O. Acher, J. L. Vermeulen, P. M. Jacquart, J. M. Fontaine, and P. Baclet, *Permeability measurement on ferromagnetic thin films from 50 MHz up to 18 GHz*, J. Magn. Magn. Mater., 136 (1994), pp. 269–278.

[8] Y. Acremann, C. H. Back, M. Buess, O. Portmann, A. Vaterlaus, D. Pescia, and H. Melchior, *Imaging precessional motion of the magnetization vector*, Science, 290 (2000), pp. 492–495.

[9] Y. Acremann, M. Buess, C. H. Back, M. Dumm, G. Bayreuther, and D. Pescia, *Ultrafast generation of magnetic fields in a Schottky diode*, Nature, 414 (2002), pp. 51–54.

[10] J. D. Adam and S. N. Stitzer, *A magnetostatic wave signal-to-noise enhancer*, Appl. Phys. Lett., 36 (1980), pp. 485–487.

[11] N. S. Almeida and D. L. Mills, *Eddy currents and spin excitation in conducting ferromagnetic films*, Phys. Rev. B, 53 (1996), pp. 12232–12241.

[12] B. E. Argyle, E. Terrenzio, and J. C. Slonczewski, *Magnetic vortex dynamics using the optical Cotton-Mouton effect*, Phys. Rev. Lett., 53 (1984), pp. 190–193.

[13] R. Arias and D. L. Mills, *Extrinsic contribution to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films*, Phys. Rev. B, 60 (1999), pp. 7395–7409.

[14] A. Azevedo, A. B. Oliveira, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende, *Extrinsic contributions to spin-wave damping and renormalization in thin $Ni_{50}Fe_{50}$ films*, Phys. Rev. B, 62 (2000), pp. 53331–53333.

[15] N. Bahlmann, R. Gerhardt, and H. Dötsch, *Optical investigation of domain resonances in magnetic garnet films*, J. Magn. Magn. Mater., 161 (19996), pp. 22–30.

[16] 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), pp. 741–747.

[17] F. Barlow, A. Elshabini-Riad, and R. Brown, *Film deposition techniques and processes*, McGraw-Hill, 1997, ch. 1. in Thin Film Technology Handbook, Elshabini-Riad, Barlow (Eds.).

[18] J. L. Basdevant and J. Dalibard, *Mécanique quantique*, Cours de l'Ecole Polytechnique, 1995.

[19] D. Bastian and E. Biller, *Damping of ferromagnetic resonance in Ni-Fe alloys*, Phys. Stat. Sol. (a), 35 (1976), pp. 113–120.

[20] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, and B. Hillebrands, *Suppression of magnetic-field pulse-induced magnetization precession by pulse tailoring*, Appl. Phys. Lett., 76 (2001), pp. 2758–2760.

[21] B. Bednar, J. Kralicek, and J. Zachoval, *Resists in Microlithography and Printing*, Elsevier, 1993.

[22] L. Berger, *A simple theory of spin-wave relaxation in ferromagnetic metals*, J. Phys. Chem. Solids., 38 (1977), pp. 1321–1326.

[23] N. Bloembergen and S. Wang, *Relaxation in para- and ferromagnetic resonance*, Phys. Rev., 93 (1954), pp. 72–83.

[24] S. A. Bogacz and J. B. Ketterson, *New technique for excitation of bulk and surface spin waves in ferromagnets*, J. Appl. Phys., 58 (1985), pp. 1935–1942.

[25] M. Bolsen, *AZ 5200 resists for positive and negative patterning*, note d'information technique, Hoechst, 1986.

[26] W. L. Bongianni, *Magnetostatic propagation in dielectric layered stucture*, J. Appl. Phys., 43 (1972), pp. 2541–2548.

[27] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand, 1951.

[28] M. R. Britel, D. Ménard, L. G. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon, R. W. Cochrane, M. Rouabhi, and B. Cornut, *Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance*, Appl. Phys. Lett., 77 (2000), pp. 2737–2739.

[29] I. Brodie and J. J. Muray, *The Physics of Microfabrication*, Plenum Press, 1982.

[30] R. Brown, *Thin Film for Microwave Hybrids*, McGraw-Hill, 1997, ch. 10. in Thin Film Technology Handbook, Elshabini-Riad, Barlow (Eds.).

[31] L. K. Brundle and N. J. Freedman, *Magnetostatic surface waves on a Y.I.G. slab*, Electron. Lett., 4 (1968), pp. 132–134.

[32] P. Bryant and H. Suhl, *Thin-film magnetic patterns in an external field*, Appl. Phys. Lett., 54 (1989), pp. 2224–2226.

[33] P. H. Bryant, J. F. Smyth, S. Schultz, and D. R. Fredkin, *Magnetostatic mode spectrum of rectangular ferromagnetic particles*, Phys. Rev. B, 47 (1993), pp. 11255–11262.

[34] R. E. Camley and D. L. Mills, *Theory of microwave propagation in dielectric/magnetic film multilayer structures*, J. Appl. Phys., 82 (1997), pp. 3058–3067.

[35] V. Charbois, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, and O. Klein, *Influence of the magnetic tip in ferromagnetic resonance force microscopy*, Appl. Phys. Lett., 80 (2002), pp. 4795–4797.

[36] ——, *Mechanical detection of FMR spectrum in normally magnetized YIG disk*, J. Appl. Phys., 91 (2002), pp. 7337–7339.

[37] B. C. Choi, M. Belov, W. K. Hiebert, G. E. Ballentine, and M. R. Freeman, *Ultrafast magnetization reversal dynamics investigated by time domain imaging*, Phys. Rev. Lett., 86 (2001), pp. 728–731.

[38] S. M. Chérif, Y. Roussigné, C. Dugautier, and P. Moch, *Spin waves in magnetic wires : a Brillouin study*, J. Magn. Magn. Mater., 222 (2000), pp. 337–346.

[39] J. F. Cochran, *Light scattering from Ultrathin Magnetic Layers and Bilayers*, Springer, 1994, pp. 222–260. in Ultrathin magnetic structures II, Heinrich, Bland (Eds.).

[40] J. F. Cochran, J. M. Rudd, W. B. Muir, G. Trayling, and B. Heinrich, *Temperature dependence of the LandauÛLifshitz damping parameter for iron*, J. Appl. Phys., 70 (1991), pp. 6545–6547.

[41] D. Craik, *Magnetism*, Wiley, 1995.

[42] N. Cramer, D. Lucic, R. E. Camley, and Z. Celinski, *High attenuation tunable microwave notch filters using ferromagnetic resonance*, J. Appl. Phys., 87 (2000), pp. 6911–6913.

[43] T. M. Crawford, T. J. Silva, C. W. Teplin, and C. T. Rogers, *Subnanosecond magnetization dynamics measured by the second-harmonic magneto-optic Kerr effect*, Appl. Phys. Lett., 74 (1999), pp. 3386–3388.

[44] R. W. Damon and J. R. Eshbach, *Magnetostatic modes of a ferromagnet slab*, J. Phys. Chem. Solids., 19 (1961), pp. 308–320.

[45] 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), pp. 3453–3459.

[46] R. Danneau, P. Warin, J. P. Attane, I. Petej, C. Beigne, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson, and M. Viret, *Individual domain wall resistance in submicron ferromagnetic structures*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), p. 157201.

[47] S. O. Demokritov and B. Hillebrands, *Inelastic light scattering in magnetic dots and wires*, J. Magn. Magn. Mater., 200 (1999), pp. 706–715.

[48] A. DeSimone, R. V. Kohn, S. Mùller, F. Otto, and R. Schäfer, *Low energy domain patterns in soft ferromagnetic films*, J. Magn. Magn. Mater., 242 (2002), pp. 1047–1051.

[49] J. F. Dillon, *Magnetostatic modes in disks and rods*, J. Appl. Phys., 31 (1960), pp. 1605–1614.

[50] J. F. Dillon, H. Kamimura, and J. P. Remeika, *Magneto-optical studies of chromium tribromide*, J. Appl. Phys., 34 (1963), pp. 1240–1245.

[51] U. Ebels, L. D. Buda, K. Ounadjela, and P. E. Wigen, *Small Amplitude Dynamics of Nonhomogeneous Magnetization Distributions : The Excitation Spectrum of Stripe Domains*, Springer, 2001, pp. 167–216. in Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, Hillebrands, Ounadjela (Eds.).

[52] P. R. Emtage, *Interaction of magnetostatic waves with a current*, J. Appl. Phys., 49 (1978), pp. 4475–4484.

[53] ——, *Generation of magnetostatic surface waves by a microstrip*, J. Appl. Phys., 53 (1982), pp. 5122–5125.

[54] P. Fayet, *Introduction à la théorie relativiste des champs*, Cours de l'Ecole Polytechnique, 1998.

[55] C. Fermon and F. Tasset, *Neutrons et Magnétisme*, vol. 11, Pr 9, EDP Sciences, Journal de Physique IV, 2001.

[56] A. Fessant, J. Gieraltowski, J. Loaëc, and H. Le Gall, *Strip-line method for measuring the complex permeability of magnetic materials*, J. Magn. Magn. Mater., 83 (1990), pp. 557–558.

[57] R. C. Fletcher, R. C. LeCraw, and E. G. Spencer, *Electron Spin Relaxation in Ferromagnetic Insulators*, Phys. Rev., 117 (1960), p. 955.

[58] M. R. Freeman and B. C. Choi, *Advances in Magnetic Microscopy*, Science, 294 (2001), pp. 1484–1488.

[59] M. R. Freeman and W. H. Hiebert, *Stroboscopic Microscopy of Magnetic Dynamics*, Springer, 2001, pp. 93–126. in Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, Hillebrands, Ounadjela (Eds.).

[60] L. F. Fuller, *Pattern Generation Techniques*, McGraw-Hill, 1997, ch. 2. in Thin Film Technology Handbook, Elshabini-Riad, Barlow (Eds.).

[61] A. K. Ganguly and D. C. Webb, *Microstrip excitation of magnetostatic surface waves : theory and experiment*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 23 (1975), pp. 998–1006.

[62] O. Gerardin, J. Ben Youssef, H. Le Gall, N. Vukadinovic, P. M. Jacquart, and M. J. Donahue, *Micromagnetics of the dynamic susceptibility for coupled permalloy strips*, J. Appl. Phys., 88 (2000), pp. 5899–5903.

[63] T. Gerrits, J. Hohfeld, O. Gielkens, K. J. Veenstra, K. Bal, T. Rasing, and H. A. M. Van den Berg, *Magnetization dynamics in NiFe thin films induced by short in-plane magnetic field pulses*, J. Appl. Phys., 89 (2001), pp. 7648–7650.

[64] T. L. Gilbert, *A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field*, Phys. Rev., 100 (1955), p. 1243.

[65] V. L. Grankin, G. A. Melkov, and S. M. Ryabchenko, *Two-magnon scattering of spin waves in ferrites*, Sov. Phys. Solid State, 17 (1975), pp. 228–229.

[66] O. Gérardin, *Dynamique de Spin haute fréquence des micro et nanostructures ferromagnétiques : modélisation et étude expérimentale*, PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2001.

[67] J. H. E. Griffiths, *Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals*, Nature, 158 (1946), pp. 670–671.

[68] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl, *Microstrip Lines and Slotlines*, Artech, 1979.

[69] B. N. Gusev, O. A. Chivileva, A. G. Gurevich, L. M. Emiryan, and O. B. Naronovich, *Damping of surface magnetostatic waves*, Sov. Tech. Phys. Lett., 9 (1983), pp. 70–71.

[70] K. Y. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes*. en cours de publication.

[71] K. Y. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks*, J. Appl. Phys., 91 (2002), pp. 8037–8039.

[72] D. J. Halchin, D. D. Stancil, D. M. Gualtieri, and P. F. Turnelty, *Magnetostatic propagation losses in thorium-substituted YIG*, J. Appl. Phys., 57 (1985), pp. 3724–3726.

[73] W. N. Hammer, *Effects of oxygen on properties of rf sputtered NiFe films*, J. Vac. Sci. Technol., 17 (1980), pp. 804–807.

[74] B. Heinrich, *Ferromagnetic Resonance in Ultrathin Film Structures*, Springer, 1994, pp. 195–222. in Ultrathin magnetic structures II, Heinrich, Bland (Eds.).

[75] B. Heinrich, D. Fraitova, and V. Kambersky, *The influence of s-d exchange on relaxations of magnons in metals*, Phys. Stat. Sol., 23 (1967), pp. 501–507.

[76] A. Herpin, *Théorie du magnétisme*, Presses Universitaires de France, 1968.

[77] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman, *Direct observation of magnetic relaxation in small permalloy disk by time-resolved scanning Kerr microscopy*, Phys. Rev. Lett., 79 (1997), pp. 1134–1137.

[78] B. Hillebrands, *Progress in multipass tandem Fabry-Perot interferometry : I. a fully automated, easy to use, self-aligning spectrometer with increased stability and flexibility*, Rev. Sci. Instrum., 70 (1999), pp. 1589–1598.

[79] F. Hoffmann, *Critical angles and inhomogeneities in thin ferromagnetic metal films*, Phys. Rev. B, 4 (1971), pp. 1604–1607.

[80] R. M. Hornreich, 90° *Magnetization Curling in Thin Films*, J. Appl. Phys., 34 (1963), pp. 1071–1072.

[81] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer, 1998.

[82] W. S. Ishak, *Magnetostatic wave technology: A review*, Proc. IEEE, 76 (1988), pp. 171–187.

[83] J. H. Jeans, *Theory of Electricity and Magnetism*, Cambridge University, 5 ed., 1958.

[84] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K. Guslienko, A. N. Slavin, and D. Berkov, *Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), p. 047204.

[85] J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, and A. N. Slavin, *Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires*, Phys. Rev. B, 60 (1999), p. 15194.

[86] J. Jorzick, C. Krämer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, E. Sondergard, M. Bailleul, C. Fermon, U. Memmert, A. N. Müller, A. Kounga, U. Hartmann, and E. Tsymbal, *Magneto-dipole coupling in arrays of micron-size rectangular magnetic elements*, J. Magn. Magn. Mater., 226-230 (2001), pp. 1835–1837.

[87] R. I. Joseph and E. Schlömann, *Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies*, J. Appl. Phys., 36 (1965), pp. 1579–1593.

[88] G. Ju, R. J. M. van der Veerdonk, S. Tamaru, T. M. Crawford, G. Parker, Y. Kubota, M. L. Wu, S. Batra, and D. Weller, *High frequency dynamics of the soft underlayer in perpendicular recording system*, J. Appl. Phys., 91 (2002), pp. 8052–8054.

[89] M. I. Kaganov, P. N. B., and T. N. Shalaeva, *Magnons, magnetic polaritons and magnetostatic waves*, Phys. Uspekhi, 40 (1997), pp. 181–224.

[90] B. A. Kalinikos, *Spectrum and linear excitation of spin waves in ferromagnetic films*, Sov. Phys. J., 24 (1982), pp. 718–731.

[91] B. A. Kalinikos, *Dipole-exchange spin-wave spectrum of magnetic films*, World Scientific, 1993, pp. 89–156. in Linear and nonlinear spin waves in magnetic films and superlattices, Cottam Ed.

[92] V. Kambersky, *On the Landau-Lifshitz relaxation in ferromagnetic metals*, Can. J. Phys., 48 (1970), pp. 2906–2911.

[93] M. Kamozawa, K. Yachiro, and S. Okhawa, *Influence of demagnetizing field on the magnetostatic wave dispersion*, Proceedings ICF, India, 5 (1989), pp. 1087–1091.

[94] C. Kittel, *Interpretation of anomalous Larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment*, Phys. Rev., 71 (1947), pp. 270–271.

[95] R. H. Koch, J. G. Deak, D. W. Abraham, P. L. Trouilloud, R. A. Altman, Y. Lu, R. E. Gallagher, W. J. andScheuerlein, K. P. Roche, and S. S. P. Parkin, *Magnetization reversal in micron-sized magnetic thin films*, Phys. Rev. Lett., 81 (1998), pp. 4512–4515.

[96] V. Korenman and R. E. Prange, *Anomalous damping of spin waves in magnetic metals*, Phys. Rev. B, 6 (1972), pp. 2769–2777.

[97] L. Landau and E. Lifchitz, *Physique statistique, première partie*, Mir, 1984.

[98] L. Landau and E. Lifshitz, *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*, in Collected papers of L. D. Landau, Gordon and Breach (Ter Haar Ed., 1965), (1935), pp. 101–114.

[99] R. C. LeCraw and E. G. Spencer, *Intrinsic relaxation of the uniform precession in ferromagnetic resonance of yttrium iron garnet*, J. Phys. Soc. Japan B-I, 17 (1962), pp. 401–405.

[100] L. P. Lévy, *Magnétisme et supraconductivité*, InterEditions / CNRS Editions, 1997.

[101] C. Mathieu, J. Jorzick, A. Frank, S. O. Demokritov, A. N. Slavin, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, and E. Cambril, *Lateral quantization of spin waves in micron size magnetic wires*, Phys. Rev. Lett., 81 (1998), pp. 3968–3971.

[102] R. Mattheis, K. Ramstöck, and J. McCord, *Formation and annihilation of edge walls in thin-film permalloy strips*, IEEE Trans. Mag., 33 (1997), pp. 3993–3995.

[103] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff Jr., *Ferromagnetic resonance linewidth in thin films coupled to NiO*, J. Appl. Phys., 83 (1998), pp. 7037–7039.

[104] R. D. McMichael, D. J. Twisselmann, J. E. Bonevich, W. F. Egelhoff Jr., and S. Russek, *Ferromagnetic resonance mode interactions in periodically perturbed films*, J. Appl. Phys., 91 (2002), pp. 8647–8649.

[105] G. A. Melkov, Y. V. Kobljanskyj, A. A. Serga, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, *Reversal of momentum relaxation*, Phys. Rev. Lett., 86 (2001), pp. 4918–4921.

[106] C. Miramond, *Propriétés magnétiques de réseaux de plots de permalloy, réflectivité de neutrons polarisés*, PhD thesis, Université Paris VI, 1997.

[107] Mitchell S. Cohen, *Ferromagnetic Properties of Films*, Mc Graw-Hill, 1970, ch. 17. in Handbook of Thin Film Technology, Maissel and Glang (Ed.).

[108] 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.

[109] R. Mock, B. Hillebrands, and R. Sandercock, *Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a triple-pass tandem Fabry-Perot interferometer*, J. Phys. E: Sci. Instrum., 20 (1987), pp. 656–659.

[110] E. Moriatakis, L. Kompotiatis, M. Pissas, and D. Niarchos, *Permeability measurements of permalloy films with a broad band stripline technique*, J. Magn. Magn. Mater., 222 (2000), pp. 168–174.

[111] J. A. Osborn, *Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid*, Phys. Rev., 67 (1945), pp. 351–357.

[112] F. Ott, *Réflectivité de neutrons polarisés : Diffusion hors spéculaire sur des structures périodiques.*, PhD thesis, Université Paris Sud, 1998.

[113] D. Pain, M. Ledieu, O. Acher, A. L. Adenot, and F. Duverger, *An improved permeameter for thin film measurements up to 6 GHz*, J. Appl. Phys., 85 (1999), pp. 5151–5153.

[114] C. E. Patton, Z. Frait, and C. H. Wilts, *Frequency dependence of the parallel and perpendicular ferromagnetic resonance linewidth in permalloy films, 2-36 GHz*, J. Appl. Phys., 46 (1975), pp. 5002–5003.

[115] G. Perrin, J. C. Peuzin, and O. Acher, *Control of the resonance frequency of soft ferromagnetic amorphous thin films by strip patterning*, J. Appl. Phys., 81 (1997), pp. 5166–5168.

[116] Plumer, Van Ek and Weller, *The Physics of Ultra-High-Density Magnetic Recording*, Springer, 2001.

[117] F. A. Ponce, S. M. Bhagat, and P. Lubitz, *Temperature dependence of thin-film ferromagnetic resonance linewidth*, Solid State Comm., 18 (1976), pp. 521–522.

[118] C. P. Poole, *Electron Spin Resonance*, Interscience, 1967.

[119] G. T. Rado and J. R. Weertman, *Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal*, J. Phys. Chem. Solids., 11 (1959), pp. 315–333.

[120] S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, Wiley, 2 ed., 1984.

[121] W. Rave, K. Ramstöck, and A. Hubert, *Corners and nucleation in micromagnetics*, J. Magn. Magn. Mater., 183 (1998), pp. 329–333.

[122] S. M. Rezende, A. Azevedo, M. A. Lucena, and F. M. de Aguiar, *Anomalous spin-wave damping in exchange-biased films*, Phys. Rev. B, 63 (2001), p. 214418.

[123] H. Riedel and A. Seeger, *Micromagnetic treatment of Néel walls*, Phys. Stat. Sol., (b)46 (1971), pp. 377–384.

[124] J. Romijn and E. van der Drift, *Nanometer-scale lithography for large lateral structures*, Physica B, 152 (1988), pp. 14–21.

[125] Y. Roussigné, S. M. Chérif, C. Dugautier, and P. Moch, *Experimental and theoretical study of quantized spin-wave modes in micrometer-size permalloy wires*, Phys. Rev. B, 63 (2001), p. 134429.

[126] W. Schilz, *Spin-wave propagation in epitaxial YIG films*, Philips Res. Rep., 28 (1973), pp. 50–65.

[127] D. S. Schmool and J. M. Barandiaran, *New phenomena in the study of shape effects in ferromagnetic resonance*, J. Magn. Magn. Mater., 191 (1999), pp. 211–224.

[128] F. Schreiber, J. Pflaum, Z. Frait, T. Mühge, and J. Pelzl, *Gilbert damping parameter and g-factor in Fe_xCo_{1-x} alloy films*, Solid State Comm., 93 (1995), pp. 965–968.

[129] H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, and P. P. Freitas, *Coherently suppressed ringing of the magnetization in microscopic giant magnetoresistive devices*, J. Appl. Phys., 91 (2002), pp. 8043–8045.

[130] D. J. Seagle, S. H. Charap, and J. O. Artman, *Foldover in YIG*, J. Appl. Phys., 57 (1985), pp. 3706–3708.

[131] J. C. Sethares and M. R. Stiglitz, *Propagation loss and MSSW delay lines*, IEEE Trans. Mag., 10 (1974), pp. 787–790.

[132] T. J. Silva, *Measurement of Dynamic Properties in Thin-Films*, Springer, 2001, pp. 110–143. in The Physics of Ultra-High-Density Magnetic Recording, Plumer, Van Ek, Weller (Eds.).

[133] T. J. Silva, P. Kabos, and M. R. Pufall, *Detection of coherent and incoherent spin dynamics during the magnetic switching process using vector-resolved non linear magneto-optics*, Appl. Phys. Lett., 81 (2002), pp. 2205–2207.

[134] T. J. Silva, C. S. Lee, T. W. Crawford, and C. T. Rogers, *Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in thin-film permalloy*, J. Appl. Phys., 85 (1999), pp. 7849–7862.

[135] T. J. Silva, M. R. Pufall, and P. Kabos, *Nonlinear magneto-optic measurement of flux propagation dynamics in thin Permalloy films*, J. Appl. Phys., 91 (2002), p. 1066.

[136] A. N. Slavin, S. O. Demokritov, and B. Hillebrands, *Nonlinear Spinwaves in 1- and 2-Dimensionnal Magnetic Waveguides*, Springer, 2001, pp. 35–64. in Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, Hillebrands, Ounadjela (Eds.).

[137] J. C. Slonczewski, *Excitation of spin waves by an electric current*, J. Magn. Magn. Mater., 195 (1999), pp. L261–L268.

[138] I. A. Sneddon, *Elements of Partial Differential Equations*, Mc Graw-Hill, 1957.

[139] M. Sparks, *Ferromagnetic-relaxation theory*, McGraw-Hill, 1964.

[140] ——, *Ferromagnetic Resonance in Thin Films. I. Theory of Normal-Mode Frequencies*, Phys. Rev. B, 1 (1970), pp. 3831–3856.

[141] G. Srinivasan, C. E. Patton, and J. G. Booth, *Brillouin light scattering detection of ferromagnetic resonance in thin films*, J. Appl. Phys., 63 (1998), pp. 3344–3346.

[142] D. D. Stancil, *Theory of Magnetostatic Waves*, Springer, 1993.

[143] H. Suhl, *Theory of the magnetic damping constant*, IEEE Trans. Mag., 34 (1998), pp. 1834–1838.

[144] A. Sukstanskii and V. Korenivski, *Magnetostatic spin waves in metallic multilayers*, J. Magn. Magn. Mater., 218 (2000), pp. 144–150.

[145] S. Tamaru, J. A. Bain, R. J. M. van de Veerdonk, T. M. Crawford, M. Covington, and M. H. Kryder, *Imaging of quantized magnetostatic modes using spatially resolved ferromagnetic resonance*, J. Appl. Phys., 91 (2002), pp. 8034–8036.

[146] A. Thiaville and J. Miltat, *Magnetism : Small is beautiful*, Science, 284 (1999), pp. 1939–1940.

[147] C. S. Tsaï, *Wideband tunable microwave devices using ferromagnetic film-gallium arsenide material structures*, J. Magn. Magn. Mater., 209 (2000), pp. 10–14.

[148] M. Tsoï, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. G. Chiang, V. Tsoï, and P. Wyder, *Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers*, Nature, 406 (2000), pp. 46–48.

[149] R. Urban, G. Woltersdorf, and B. Heinrich, *Gilbert damping in single and multilayer ultrathin films : Roles of interfaces in nonlocal spin dynamics*, Phys. Rev. Lett., 87 (2001), p. 217204.

[150] C. Vaast-Paci and L. Leylekian, *Numerical simulations of isolated particles susceptibilities : effects of shape and size*, J. Magn. Magn. Mater., 237 (2001), pp. 342–361.

[151] L. Van Bockstal and F. Herlach, *Ferromagnetic relaxation in 3d metals at far infrared frequencies in high magnetic fields*, J. Phys.: Condens. Matt., 2 (1990), pp. 7187–7193.

[152] H. A. M. van den Berg, *Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. I. Solenoidal distributions in elliptical thin-film elements*, J. Appl. Phys., 57 (1985), pp. 2168–2173.

[153] ——, *Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. II. Basic structures in thin film objects*, J. Appl. Phys., 57 (1986), pp. 2168–2173.

[154] ——, *Self-consistent domain theory in soft ferromagnetic media. III. Composite structures in thin film objects*, J. Appl. Phys., 62 (1987), pp. 1952–1959.

[155] ——, *Order in the domain structure in soft-magnetic film elements: A review*, IBM J. Res. Develop., 33 (1989), pp. 540–582.

[156] M. van Kampen, C. Jozsa, J. T. Kolhepp, P. LeClair, L. Lagae, W. J. M. de Jonge, and B. Koopmans, *All-optical probe of coherent spin waves*, Phys. Rev. Lett., 88 (2002), p. 227201.

[157] A. V. Vashkovskii, S. V. Gerus, I. E. Dikshtein, and V. V. Tarasenko, *Excitation of surface magnetostatic waves in a ferromagnetic plate*, Sov. Phys. Tech. Phys., 24 (1979), pp. 360–362.

[158] N. P. Vlannes and F. R. Morgenthaler, *Examination of magnetostatic waves by new optical and induction probes*, J. Appl. Phys., 57 (1985), pp. 3721–3723.

[159] S. E. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Israel Program for Scientific Translations, 1964.

[160] G. A. Vugal'ter, B. N. Gusev, A. G. Gurevich, and O. A. Chivileva, *Excitation of magnetostatic surface wave by a coplanar transducer*, Sov. Phys. Tech. Phys., 33 (1986), pp. 87–92.

[161] P. Warin, *Magnétorésistance et Configuration de domaines*, PhD thesis, Université Paris Sud, 1999.

[162] B. C. Webb, M. E. Re, C. V. Jahnes, and M. A. Russak, *High-frequency permeability of laminated and unlaminated, narrow, thin-film magnetic stripes*, J. Appl. Phys., 69 (1991), pp. 5611–5615.

[163] D. C. Webb, C. Vittoria, P. Lubitz, and H. Lessoff, *Magnetostatic propagation in thin films of liquid phase epitaxy YIG*, IEEE Trans. Mag., 11 (1975), pp. 1259–1261.

[164] J. Wu, N. D. Hughes, J. R. Moore, and R. J. Hicken, *Investigation of the rise time and damping of spin excitations in $Ni_{81}Fe_{19}$ thin films*, J. Appl. Phys., 89 (2001), pp. 6692–6694.

[165] J. Wu, J. R. Moore, and R. J. Hicken, *Optical pump-probe studies of the rise and damping of ferromagnetic resonance oscillations in a thin Fe film*, J. Magn. Magn. Mater., 222 (2000), pp. 189–198.

[166] M. Yamaguchi, O. Acher, Y. Miyazawa, K. I. Arai, and M. Ledieu, *Cross measurements of thin-film permeability up to UHF range*, J. Magn. Magn. Mater., 242 (2002), pp. 970–972.

[167] T. Yukawa and K. Abe, *FMR spectrum of magnetostatic waves in a normally magnetized YIG disk*, J. Appl. Phys., 45 (1974), pp. 3146–3153.

Publications personnelles

RF susceptibilty of $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ single crystals: magnetic signatures of structural changes

P. V. Parimi, H.Srikanth, **M. Bailleul**, S. Sridhar, R. Suryanarayanan, L. Pinsard and A. Revcolevschi.

Proc. MRS **602**, pp. 137-142 (Boston 1999)

Magneto-dipole coupling in arrays of micron-size rectangular magnetic elements

J. Jorzick, C. Krämer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, E. Sondergard, **M. Bailleul**, C. Fermon, U. Memmert, A. N. Müller, A. Kounga, U. Hartmann, E. Tsymbal

J. Mag. Mag. Mat. **226-230**, pp. 1835-1837 (2001)

Spin wave quantization in laterally confined magnetic structures

J. Jorzick, C. Krämer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, E. Sondergard, **M. Bailleul**, C. Fermon and A. N. Slavin

J. Appl. Phys. **89**, pp. 7091-7095 (2001)

Spin waves propagation and confinement in conducting films at the micrometer scale

M. Bailleul, D. Olligs, C. Fermon and S. O. Demokritov

Europhys. Lett. **56**, pp. 741-747 (2001)

Spin wave wells in non-ellipsoidal micrometer size magnetic elements

J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, **M. Bailleul**, C. Fermon, K. Guslienko, A. N. Slavin, D. V. Berkov and N. L. Gorn

Phys. Rev. Lett. **88**, 047204 (2002)

Interaction between magneto-static waves and neutrons in magnetic thin films

M. Bailleul, F. Ott and C. Fermon

Proceedings de «Polarized Neutrons in Condensed Matter Investigations», Jülich 2002. A paraître dans Physica B.