

Titre: Conception d'une cavité optique pour amplifier la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique
Title: Conception d'une cavité optique pour amplifier la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique

Auteur: Henri Paquette
Author: Henri Paquette

Date: 2025

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Paquette, H. (2025). Conception d'une cavité optique pour amplifier la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique [Mémoire de maîtrise, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/65547/>
Citation: Paquette, H. (2025). Conception d'une cavité optique pour amplifier la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique [Mémoire de maîtrise, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/65547/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/65547/>
PolyPublie URL: <https://publications.polymtl.ca/65547/>

Directeurs de recherche: David Ménard, & Sébastien Francoeur
Advisors: David Ménard, & Sébastien Francoeur

Programme: Génie physique
Program: Génie physique

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

**Conception d'une cavité optique pour amplifier la mesure magnéto-optique de
la résonance ferromagnétique**

HENRI PAQUETTE

Département de génie physique

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
Génie physique

Mai 2025

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

**Conception d'une cavité optique pour amplifier la mesure magnéto-optique de
la résonance ferromagnétique**

présenté par **Henri PAQUETTE**

en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

Yves-Alain PETER, président

David MÉNARD, membre et directeur de recherche

Sébastien FRANCOEUR, membre et codirecteur de recherche

Sébastien LORANGER, membre externe

DÉDICACE

À mes parents.

REMERCIEMENTS

Autre que tous les plaisirs, un projet de recherche contient toujours beaucoup d'incertitudes, de fausses pistes, des détours, des moments de progression plus lente et insatisfaisante ainsi que toute sorte de difficultés techniques et logistiques. De là vient l'importance de notre entourage et de la communauté de recherche. Je suis reconnaissant des professeurs, chercheurs et d'étudiants que j'ai eu la chance de côtoyer durant mon parcours en recherche.

Parmi eux, mon directeur de recherche, David Ménard, quelqu'un de passionné et toujours à l'écoute de ces étudiants. David est toujours enthousiaste de s'embarquer dans des discussions et directions du projet de toute sorte, valorisant la curiosité de ses étudiants et ayant leur succès à cœur. J'ai beaucoup apprécié les moments avec lui où l'on s'est permis de discuter au-delà de mon projet et même de l'ingénierie. En plus de son expertise en tant que chercheur et de son excellence dans l'art de vulgariser et d'enseigner, David a une personnalité inspirante. Je suis reconnaissant d'avoir eu accès à ses conseils et à sa vision.

Je tiens aussi à remercier mon codirecteur Sébastien Francoeur avec qui j'ai aussi eu l'occasion d'avoir plusieurs discussions très enrichissantes, autant pour la science que la vie à l'extérieur de l'université. Sébastien m'a offert un autre point de vue à mes travaux, m'offrant ainsi une plus grande diversité d'opinion, un point de vue complémentaire à celui de mon directeur principal. Lors de nos rencontres, Sébastien a toujours été très habile pour me poser les bonnes questions, me guidant ainsi de manière pédagogique vers la solution à mes problèmes. Je le remercie aussi pour les multiples activités de groupe qu'il a organisé, qui m'ont permis de rencontrer plusieurs de ces étudiants et de passer des moments de qualité avec eux.

Je tiens aussi à remercier Frédéric Sirois, avec qui j'ai peu travaillé durant ce mémoire, mais qui m'a initié au monde de la recherche durant le baccalauréat en génie physique. Grâce à son dynamisme et sa passion, mon stage dans son laboratoire m'a convaincu de poursuivre à la maîtrise recherche. Je tiens aussi à le remercier pour les multiples sorties et activités organisées pour le groupe LSM qui ont grandement favorisé la cohésion du groupe, engager plusieurs rencontres enrichissantes et amusantes. Depuis ce même stage jusqu'à aujourd'hui j'ai aussi pu travailler avec Christian Lacroix, un associé de recherche passionné de son travail toujours prêt à offrir son aide aux étudiants et de partager son expertise. Son aide a été grandement bénéfique à la réalisation de mon projet. Je remercie aussi Joël Bouchard, qui a été une part critique du projet, un technicien très compétent qui trouve toujours des

solutions créatives et efficaces.

Je veux aussi remercier mes collègues de laboratoire, Marianne, Gabriel et Angélique, des personnes avec qui j'ai pu me lier d'amitié et qui ont grandement enrichi la qualité des nombreuses heures passées au laboratoire et au bureau. Ce sont toutes des personnes dont j'ai beaucoup appris lors de nos nombreuses discussions sur la science, nos futures carrières, et une grande variété de sujets que nous avons en commun. Le futur leur réserve beaucoup de succès dans la poursuite de leurs objectifs respectifs.

Bien sûr, merci à ma famille, mes amis et ma partenaire Bianca de toujours s'être intéressés à mes travaux, malgré leur aspect plus abstrait pour ceux moins familiers avec le domaine, ainsi que de m'avoir toujours soutenu et encouragé à poursuivre ambitieusement mes études.

RÉSUMÉ

La résonance magnétique détectée optiquement (ODMR) est un domaine de recherche et d'application très large et varié, de l'étude fondamentale des matériaux à des applications pour la magnétométrie et la transduction. L'ODMR peut être reproduite sur plusieurs formes : un effet microscopique exploitant le pompage et la détection d'un système quantique avec des propriétés de transitions optiques dépendantes de l'état de résonance magnétique du système ou bien un effet macroscopique résultant du comportement collectif des phénomènes microscopiques tels que les effets magnéto-optiques pour mesurer la résonance ferromagnétique. Ce mémoire est dédié à une étude plus approfondie de cette deuxième approche, plus spécifiquement, à une technique pour amplifier sa sensibilité. Cette technique repose sur le fait que les effets magnéto-optiques s'additionnent au lieu de s'annuler lorsque l'onde est réfléchie dans le matériau. À l'aide de ce concept, on peut amplifier les effets magnéto-optiques en positionnant un matériau magnéto-optique dans une cavité Fabry-Pérot. Cette cavité magnéto-optique aura l'effet d'augmenter la longueur de propagation totale dans le matériau magnéto-optique et de causer une levée de dégénérescence des deux modes de cavité grâce à la biréfringence magnétique. Il est donc possible d'amplifier la mesure magnéto-optique de la précession de l'aimantation lors de la résonance ferromagnétique (MODMR). Dans la littérature, la cavité magnéto-optique a été étudiée pour des matériaux peu sensibles, mais l'étude en détail de la cavité magnéto-optique pour des matériaux fortement magnéto-optique ne semble pas avoir été faite. Cette catégorie de matériaux, particulièrement sensibles, ouvre la voie à l'amplification de la mesure optique de la résonance ferromagnétique, avec des applications potentielles en magnétométrie ultrasensible, en caractérisation de matériaux, ou encore en transduction entre photons optiques et micro-ondes. Ces avancées concernent aussi bien l'ingénierie que la recherche fondamentale, notamment dans des domaines tels que l'imagerie biomédicale, la détection d'ondes gravitationnelles, l'étude des défauts, des ondes de spin, des supraconducteurs, encore l'interconnexion des ordinateurs quantiques, etc. Cela nous conduit à étudier, dans un premier temps de manière théorique, la cavité magnéto-optique pour la mesure de la résonance ferromagnétique, puis à sa mise en œuvre expérimentale au laboratoire.

La théorie des effets magnéto-optiques à partir des équations de Maxwell pour une onde plane dans un matériau cubique naturellement isotrope et anisotrope avec une aimantation non nulle est dérivée pour différents angles entre la propagation du faisceau laser et l'aimantation. Ensuite, la théorie de la résonance ferromagnétique pour l'équation linéarisée de

Laudau-Lifshitz-Gilbert est décrite en considérant l'anisotropie de forme. À partir de cette théorie, il a été possible de modéliser la cavité magnéto-optique et il a été trouvé que les effets d'interfaces sont négligeables par rapport aux effets de volume. Les modélisations ont permis de trouver qu'il existe une réflectivité des miroirs optimale pour maximiser la sensibilité de la cavité, un compromis entre l'interaction magnéto-optique et la grandeur du signal. À partir de cette optimisation, on a trouvé qu'il existe une relation linéaire entre la sensibilité en $\%/T$ (la variation de l'intensité par rapport au champ externe) et le facteur de mérite magnéto-optique défini comme le rapport entre la constante de Verdet et la constante d'absorption, ce dernier permettant de quantifier la performance d'un matériau intracavité. D'une manière similaire, on peut définir un facteur de mérite pour quantifier la performance d'un matériau pour mesurer magnéto-optiquement la résonance ferromagnétique. Lorsque la cavité magnéto-optique est utilisée pour mesurer la résonance ferromagnétique, la configuration Voigt et Faraday sont présentées, cette première étant plus sensible, mais l'information étant modulée dans les micro-ondes. Un régime linéaire et non linéaire du signal optique avec l'aimantation ont été identifiés. Le régime linéaire est lorsque la finesse et la précession de l'aimantation sont assez faibles et la largeur du spectre mesuré est la même que celle d'une mesure FMR traditionnelle. Lorsque la figure de mérite du matériau et la précession de l'aimantation sont grandes, le régime non linéaire peut être atteint et aura l'effet d'artificiellement réduire la largeur de la résonance, ce qui offre un avantage de sensibilité pour la magnétométrie. Théoriquement, avec un cristal de YIG dans une cavité optique idéale ayant des miroirs d'une réflectivité de 96.6%, ce régime non linéaire pourrait être atteint avec un champ micro-onde de plus de 4.6 μT si on utilise le modèle linéaire de la précession de l'aimantation. Cependant, l'analyse de bruit n'a pas été faite et le bruit de photon (*shot noise*) pourrait affecter la conception optimale telle que le choix de l'angle du séparateur de polarisation et de la configuration Voigt.

Un montage expérimental a été mis sur pied pour valider le modèle théorique modélisé. Premièrement, un montage pour caractériser une cavité magnéto-optique faite à partir des interfaces d'un disque de grenat de fer et d'yttrium (YIG) d'orientation (111) de 350 microns d'épaisseur et de 5.5 mm de diamètre polis sur chaque surface avec un champ magnétique perpendiculaire aux surfaces. Dans le montage optique, un laser à 1550 nm et un diamètre de faisceau d'environ 1.4 mm sur l'échantillon et un séparateur de polarisation sont utilisés pour une mesure magnéto-optique en transmission dans la configuration où le champ magnétique est dans la même direction que la propagation de la lumière. Il y a été trouvé que les surfaces de l'échantillon n'étaient pas assez parallèles pour offrir la finesse nécessaire pour profiter de l'amplification maximale de la cavité. Le parallélisme de l'échantillon a été estimé à 20 arcsec

et 0.5 arcsec aurait été nécessaire pour atteindre la performance optimale. La sensibilité du pourcentage de l'intensité par rapport au champ externe a été mesurée à 113 %/T au lieu de la valeur de 169%/T pour des surfaces du disque parallèles. Dans le cas théorique de ce même disque, mais avec des surfaces parfaitement parallèles et des miroirs réfléchissants à 96.6%, la sensibilité serait de 2.3 %/mT. Ensuite, les résultats de la courbe d'hystérésis mesurés magnéto-optiquement sont comparés avec ceux mesurés par le VSM. On observe une grande différence au niveau de la pente entre le champ externe et l'aimantation causée par un facteur de désaimantation différent vu par le laser et le VSM. On a aussi observé que la mesure magnéto-optique possède une plus forte hystérésis causée par la plus grande sensibilité de la mesure magnéto-optique à la structure en domaine magnétique locale. Lorsqu'un amplificateur lock-in est utilisé pour mesurer cette courbe, on peut observer les sauts de domaines durant la courbe d'hystérésis par des variations très rapides de l'aimantation. La résolution spatiale de la mesure optique offre un avantage considérable face à la mesure VSM. Pour compléter les mesures préliminaires, le spectre de la résonance ferromagnétique est mesuré avec une méthode par circuit en absorption micro-onde. On observe que le spectre possède une très grande quantité de modes magnétostatiques correspondant à la distribution des modes pour des ondes FVMSW (*forward volume magnetostatic waves*).

Le montage expérimental pour la mesure magnéto-optique est modifié pour faire une mesure MODMR en ajoutant une antenne pour soumettre le cristal à un signal micro-onde. Le spectre de la mesure MODMR est présenté où l'on observe plusieurs différences avec le spectre FMR. Le spectre MODMR possède bien plus de modes magnétostatiques et certains de ces modes ont une résonance de forme quasi triangulaire. Les modes additionnels peuvent être causés par la distribution du champ micro-onde de l'antenne étant moins uniforme que celle de *stripline* pour la mesure FMR. La forme de certains pics de résonance peut être attribuée au processus non linéaire de Shul, des effets non linéaires causés par l'anisotropie de forme de l'échantillon combinée à une forte amplitude du champ micro-onde. Celle-ci est estimée à 2.19 μT , en utilisant la variation de l'intensité optique et en utilisant l'impédance de l'antenne. À partir des résultats expérimentaux et des modèles théoriques, on estime que le système MODMR avec la cavité magnéto-optique peut potentiellement atteindre une sensibilité de 431 %/mT pour la mesure d'un champ magnétique externe lorsque les surfaces de la cavité sont parallèles, que la configuration Voigt est utilisée et que la largeur de résonance est idéale. Les sensibilités prédites sont supérieures à celle des senseurs de l'art comme les centres NV dans les diamants. Il y est aussi discuté comment la cavité magnéto-optique pourrait augmenter le taux de couplage de plus de 3 ordres de grandeur pour la transduction d'un photon optique vers un photon micro-onde en exploitant l'effet Faraday inverse, une

technique prometteuse pour la lecture et l'écriture optique de qubit supraconducteur.

Un schéma pour visualiser les travaux de ce mémoire et les futurs travaux possibles est présenté lors de la conclusion. Ceux-ci étant pour la conception d'une cavité magnéto-optique optimale, le MODMR en fort couplage pour la lecture et le contrôle de qubits supraconducteurs, étudier la sensibilité du système MODMR en $T/\sqrt{\text{Hz}}$, étudier plus en profondeur les effets non linéaires lors de la résonance magnétique et comment les exploiter, utiliser le système MODMR pour des mesures de résonance à haut champ, étudier optiquement les sauts de domaines magnétiques et finalement la méthode alternative de la cavité magnéto-optique en utilisant les *wispering gallery waves* dans une sphère de YIG.

ABSTRACT

Optically detected magnetic resonance (ODMR) is a very broad and varied field of research and application, from the fundamental study of materials to applications for magnetometry and transduction. ODMR can be reproduced in several ways: as a microscopic effect exploiting the pumping and detection of a quantum system with optical transition properties dependent on the magnetic resonance state of the system, or as a macroscopic effect resulting from the collective behavior of microscopic phenomena such as magneto-optical effects to measure ferromagnetic resonance. This thesis is dedicated to a more in-depth study of this second approach, and more specifically, to a technique for amplifying its sensitivity. This technique is based on the fact that magneto-optical effects add up instead of canceling out when the wave is reflected in the material. Using this concept, magneto-optic effects can be amplified by positioning a magneto-optic material in a Fabry-Perot cavity. This magneto-optical cavity will have the effect of increasing the total propagation length in the magneto-optical material and causing degeneracy to be lifted from both cavity modes caused by magnetic birefringence. It is therefore possible to amplify the magneto-optical measurement of magnetization precession during ferromagnetic resonance (MODMR). In the literature, the magneto-optical cavity has been studied for low-sensitivity materials, but the detailed study of the magneto-optical cavity for highly magneto-optical materials does not seem to have been done.

This category of highly sensitive materials opens the door to amplification of optical measurement of ferromagnetic resonance for ultrasensitive magnetometry, material characterization, and transduction between optical photons and microwaves. These advances are relevant to both engineering and fundamental research, in fields such as biomedical imaging, gravitational wave detection, the study of defects, spin waves, superconductors, and the interconnection of quantum computers, among others. This leads us to first undertake a theoretical study of the magneto-optical cavity for ferromagnetic resonance measurement, followed by its experimental implementation in the laboratory.

The theory of magneto-optical effects from Maxwell's equations for a plane wave in a naturally isotropic and anisotropic cubic material with non-zero magnetization is derived for different angles between laser beam propagation and magnetization. Then, the ferromagnetic resonance theory for the linearized Landau-Lifshitz-Gilbert equation is described considering shape anisotropy. Based on this theory, it was possible to model the magneto-optical cavity, and it was found that interface effects are negligible compared with volume effects.

Modelling has shown that there is an optimal mirror reflectivity to maximize cavity sensitivity, a compromise between magneto-optic interaction and signal magnitude. Based on this optimization, a linear relationship was found to exist between the sensitivity in $\%/T$ (variation in intensity relative to the variation in external magnetic field) and the magneto-optical figure of merit defined as the ratio between the Verdet constant and the absorption constant, the latter enabling the performance of an intracavity material to be quantified. In a similar way, a figure of merit can be defined to quantify the performance of a material for magneto-optically measuring ferromagnetic resonance. When the magneto-optical cavity is used to measure ferromagnetic resonance, Voigt and Faraday configuration are presented, the first being more sensitive, but the information being modulated at microwaves frequency. A linear and non-linear regime of the optical signal with magnetization has been identified. The linear regime is when the fineness and precession of the magnetization are low enough, and the width of the measured spectrum is the same as that of a traditional FMR measurement. When the figure of merit of the material and the precession of the magnetization are large, the non-linear regime can be reached and will have the effect of artificially reducing the width of the resonance, offering a sensitivity advantage for magnetometry. Theoretically, with a YIG crystal in an ideal optical cavity having mirrors with a reflectivity of 96.6%, this non-linear regime could be achieved with a microwave field of over 4.6 μT if we use the linear model of magnetization precession. However, noise analysis was not performed, and the shot noise could affect the optimal design, such as the choice of the polarizing beam splitter angle and the Voigt configuration.

An experimental set-up was design to validate the theoretical model. Firstly, the set-up to characterize a magneto-optical cavity made from the interfaces of a 350 micron thick, 5.5 mm diameter yttrium iron garnet (YIG) disk with (111) orientation polished on each surface with a magnetic field perpendicular to the surfaces. In the optical setup, a 1550 nm laser with a beam diameter of approximately 1.4 mm on the sample and a polarization splitter are used for magneto-optical transmission measurement in the configuration where the magnetic field is in the same direction as light propagation. It was found that the sample surfaces were not parallel enough to offer the finesse required to take advantage of the cavity's maximum amplification. Sample parallelism was estimated at 20 arcsec and 0.5 arcsec would have been necessary to achieve the optimal performance. The sensitivity of the intensity percentage with respect to the external field was measured at 113 $\%/T$ instead of the 169 $\%/T$ value for parallel disk surfaces. In the theoretical case of the same disc, but with perfectly parallel surfaces and 96.6% mirrors used, the sensitivity would be 2.3 $\%/mT$. Next, the hysteresis curve results measured magneto-optically are compared with those measured by the VSM. A large difference was observed in the slope between external field and magnetization, caused

by a different demagnetization factor seen by the laser and VSM. It was also observed that the magneto-optical measurement has a higher hysteresis caused by the greater sensitivity of the magneto-optical measurement to the local magnetic domain structure. When a lock-in amplifier is used to measure this curve, domain jumps during the hysteresis curve can be observed as very rapid variations in magnetization. The spatial resolution of optical measurement offers a considerable advantage over VSM. Then, to complete the preliminary measurements, the ferromagnetic resonance spectrum is measured using a microwave absorption circuit method. The spectrum is found to have a very large number of magnetostatic modes, corresponding to the mode distribution for forward volume magnetostatic waves (FVMSW).

The experimental setup for the magneto-optical measurement is modified to make a MODMR measurement by adding an antenna to subject the crystal to a microwave signal. The spectrum of the MODMR measurement is presented, showing several differences from the FMR spectrum. The MODMR spectrum has many more magnetostatic modes, and some of these modes have a quasi-triangular resonance shape. The additional modes may be caused by the antenna's microwave field distribution being less uniform than that of the FMR measurement. The shape of some resonance peaks can be attributed to the non-linear Shul process, non-linear effects caused by the anisotropy of the sample shape combined with a high amplitude of the microwave field. This is estimated at 2.19 μT , using the variation in optical intensity and the antenna impedance. Based on experimental results and theoretical models, we estimate that the MODMR system with the magneto-optical cavity can potentially achieve a sensitivity of 431 $\%/m\text{T}$ for the measurement of an external magnetic field when the cavity surfaces are parallel, the Voigt configuration is used and the resonance width is ideal. Predicted sensitivities are superior to those of state of the art sensors such as NV centers in diamonds. It is also discussed how the magneto-optical cavity could increase the coupling factor by more than 3 orders of magnitude for the transduction of an optical photon to a microwave photon by exploiting the inverse Faraday effect, a promising technique for the optical reading and writing of superconducting qubits.

A diagram to visualize the work of this thesis and possible future work is presented at the conclusion. These include the design of an optimum magneto-optical cavity, MODMR in strong coupling for the reading and control of superconducting qubits, study of the sensitivity of the MODMR system in $\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$, further study of nonlinear effects during magnetic resonance and how to exploit them, use the MODMR system for high-field resonance measurements, optical study magnetic domain jumps and finally the alternative method for the magneto-optical cavity using the whispering gallery waves in a YIG sphere.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	x
TABLE DES MATIÈRES	xiii
LISTE DES TABLEAUX	xvii
LISTE DES FIGURES	xviii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxviii
LISTE DES ANNEXES	xxxiii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Contexte historique	1
1.2 Contexte actuel et applications	2
1.3 Objectifs du mémoire	4
1.4 Organisation du mémoire	4
CHAPITRE 2 FONDEMENT THÉORIQUE ET ÉTAT DE L'ART DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE ET DES EFFETS MAGNÉTO-OPTIQUES	6
2.1 Résonance paramagnétique électronique	6
2.2 Introduction à la détection microscopique de la résonance magnétique	7
2.3 Introduction à la détection macroscopique de la résonance magnétique	9
2.3.1 Effets magnéto-optiques de premier ordre : l'effet Faraday et l'effet Kerr	9
2.3.2 Effets magnéto-optiques de deuxième ordre : effet Voigt	12
2.3.3 Réciprocité et non-réciprocité des effets magnéto-optiques	13
2.3.4 Détection de la résonance magnétique avec les effets magnéto-optiques	16
2.3.5 Effets magnéto-optiques dynamiques	17
2.4 Revue de littérature	18
2.4.1 Cavité magnéto-optique pour la magnéto-métrie magnéto-optique	19

2.4.2	Résonance magnétique détectée magnéto-optiquement	20
2.4.3	Résonance magnétique avec détection par cavité magnéto-optique	22
2.4.4	Transducteur entre les micro-ondes et les ondes optiques	23
2.5	Conclusion	26
CHAPITRE 3	THÉORIE DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DÉTECTÉE MAGNÉTO-OPTIQUEMENT	27
3.1	Théorie de la biréfringence magnéto-optique d'un matériau magnétique	27
3.1.1	Configuration Faraday	30
3.1.2	Configuration Voigt	31
3.1.3	Configuration arbitraire	32
3.2	Formalisme de la modélisation magnéto-optique multicouche	34
3.3	Théorie de l'aimantation dynamique d'un ferromagnétique simple	38
3.3.1	Équation du mouvement de l'aimantation	38
3.3.2	Précession de l'aimantation pour un ellipsoïde	41
3.3.3	Transformation des coordonnées du système magnétique au système optique	42
3.4	Conclusion	44
CHAPITRE 4	MODÉLISATION DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE MESURÉE À L'AIDE DE LA CAVITÉ MAGNÉTO-OPTIQUE	45
4.1	Modélisation de la cavité magnéto-optique sans pertes optiques	45
4.1.1	Effets magnéto-optiques d'interface	46
4.1.2	Effets magnéto-optiques de propagation	48
4.1.3	Comparaison de l'ordre de grandeur des effets magnéto-optiques entre l'interface et la propagation	48
4.1.4	Modèle analytique pour la cavité magnéto-optique	49
4.1.5	Étude du spectre en transmission de la cavité magnéto-optique	52
4.1.6	Étude du spectre en réflexion de la cavité magnéto-optique	56
4.1.7	Effets des variables isotropes de la cavité magnéto-optique et importance de la finesse	58
4.2	Effets des pertes optiques sur la finesse, la transmission et la réflexion pour une cavité optique isotrope	60
4.3	Étude quantitative de la sensibilité de la cavité magnéto-optique	63
4.3.1	Optimisation de la sensibilité selon le facteur de perte	64
4.4	Mesure de la résonance magnétique à l'aide de la cavité magnéto-optique	69

4.4.1	Sensibilité de la cavité magnéto-optique pour la mesure de la résonance ferromagnétique et figure de mérite	70
4.4.2	Combinaison du modèle magnéto-optique et de la résonance ferromagnétique	72
4.4.3	Configuration du système et anisotropie statique optimale	73
4.4.4	Modélisation de la réponse de la cavité magnéto-optique lors de la résonance ferromagnétique	73
4.4.5	Méthode d'extraction du signal dans le domaine fréquentiel pour la configuration Voigt et Faraday	78
4.5	Rôle du bruit	80
4.6	Conclusion	81

CHAPITRE 5 MONTAGES EXPÉRIMENTAUX ET MESURES INDÉPENDANTES DE LA CAVITÉ MAGNÉTO-OPTIQUE ET DE LA RÉSONANCE FERROMAGNÉTIQUE

5.1	Montage expérimental pour la réponse magnéto-optique	84
5.1.1	Cavité magnéto-optique avec un disque de YIG	84
5.1.2	Émission d'un faisceau laser polarisé linéairement	85
5.1.3	Détection de l'intensité et de la polarisation d'un faisceau laser	85
5.2	Effet Faraday résonnant dans un disque de YIG	87
5.2.1	Caractérisation de la cavité magnéto-optique à l'aide du modèle théorique	87
5.2.2	Prédiction des performances pour une cavité magnéto-optique optimisée	92
5.3	Mesures magnétométriques des cycles d'hystérésis	93
5.3.1	Susceptibilité apparente et facteur de désaimantation	94
5.3.2	Magnétométrie par effet Faraday	96
5.3.3	Observation de sauts de Barkhausen dans la réponse magnéto-optique	97
5.4	Résonance ferromagnétique d'un cristal de YIG	101
5.4.1	Mesure de l'absorption en fonction du champ magnétique	101
5.4.2	Ondes de spin magnétostatiques d'un disque ferromagnétique	104
5.5	Conclusion	106

CHAPITRE 6 RÉSONANCE FERROMAGNÉTIQUE DÉTECTÉE MAGNÉTO-OPTIQUEMENT ET DISCUSSIONS

6.1	Mesure magnéto-optique de la résonance	108
6.2	Hystérésis et effets non linéaires observés dans la mesure MODMR	111
6.2.1	Estimation du champ micro-ondes avec la variation du signal optique	113
6.2.2	Estimation du champ micro-onde l'impédance du circuit micro-onde .	113

6.3	Potentiel du système MODMR avec la cavité magnéto-optique pour la mesure de champs magnétiques	114
6.4	Potentiel du système MODMR avec la cavité magnéto-optique pour la transduction	117
6.5	Conclusion	118
CHAPITRE 7 CONCLUSION		120
RÉFÉRENCES		126
ANNEXES		145

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 5.1	Constante déduite à partir de la régression ordinaire de distance (ODR) de la figure 5.3. Les constantes de Verdet sont en unité du champ externe et non pas de l'aimantation.	91
Tableau 5.2	Performance de la cavité magnéto-optique pour trois scénarios. Le premier scénario est à partir des données expérimentales. Les deux scénarios de surfaces parallèles et miroirs parallèles sont déduits à partir de la constante de Verdet et du facteur d'absorption du tableau 5.1 dans la modélisation théorique. La sensibilité en $\%/^\circ$ est le pourcentage de l'intensité pour une anisotropie de la cavité en degrés et la sensibilité en $\%/T$ est dérivée à partir de la constante de Verdet par rapport au champ externe.	92
Tableau 6.1	Grandeur du signal et sensibilité MODMR pour 6 scénarios pour l'échantillon de YIG de 5.5 mm de diamètre 0.35 micron d'épaisseur, un champ micro-onde de 2.19 μT à 6.15 GHz.	115
Tableau B.1	Liste des coefficients de Fresnel non diagonaux pour la configuration (P) polaire (configuration Faraday) et (L) longitudinale (configuration Voigt) pour une interface non magnétique à magnétique ou magnétique à non magnétique. $R = it_{ss}t_{pp}/4\alpha_{1z}$, Q le coefficient magnéto-optique de premier ordre et $m = M/M_s$. Ces coefficients ont été dérivés par Zak [130].	150
Tableau D.1	Facteurs de perte et constantes de Verdet à une longueur d'onde de 1550 nm, la largeur mi-hauteur de la résonance magnétique ΔH à 9.4 GHz ainsi que l'aimantation à saturation pour différents dopants de YIG. Les données sont tirées approximativement de la référence [150].	163
Tableau D.2	Facteur de perte, constante de Verdet, figure de mérite et sensibilité pour YIG avec et sans dopants à 1550 nm pour différentes références. La sensibilité a été estimée à partir de la modélisation magnéto-optique considérant le facteur de perte α_p et une épaisseur de 1 mm.	164
Tableau D.3	Différentes valeurs de la constante d'absorption de Gilbert pour la résonance magnétique du YIG sous plusieurs formes. La valeur pour la référence [169] a été estimée à partir de la formule $\Delta H(f) = \Delta H_0 + \frac{4\pi\alpha}{\gamma} f$ dans la zone linéaire. Il a aussi été montré par [175] que α diminue avec la température.	164

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Illustration de l'effet Zeeman, levée de dégénérescence de l'énergie E_0 d'un électron libre en présence d'un champ magnétique.	7
Figure 2.2	Schéma d'un système de pompage optique de base avec un pompage par des photons de spin 1.	8
Figure 2.3	Conséquence de la biréfringence circulaire sur la polarisation d'une onde initiale \mathbf{E}_0 polarisée linéairement dans un matériau de longueur ℓ avec un champ magnétique externe \mathbf{H} . L'onde finale \mathbf{E}_f est une onde polarisée aussi linéairement, mais tournée d'un angle θ_F par le déphasage entre l'onde circulaire droite et l'onde circulaire gauche. Cette figure illustre l'effet Faraday en ne considérant aucune perte anisotrope par absorption dans le matériau.	10
Figure 2.4	Conséquence du dichroïsme circulaire magnétique sur la polarisation d'une onde initiale \mathbf{E}_0 polarisée linéairement dans un matériau de longueur ℓ avec un champ magnétique externe \mathbf{H} . L'onde finale \mathbf{E}_f est une onde polarisée elliptiquement avec la même orientation que l'onde initiale. Cette figure illustre le dichroïsme circulaire magnétique en ne considérant aucune biréfringence circulaire.	11
Figure 2.5	Les trois différentes configurations d'une expérience d'effet Kerr magnéto-optique. Dans ce mémoire, à angle d'incidence nul, la configuration polaire sera la configuration Faraday, les configurations longitudinale et transversale seront la configuration Voigt.	12
Figure 2.6	Gauche : configuration Faraday, l'aimantation est parallèle à la propagation de la lumière (effet de premier ordre). Droite : configuration Voigt, l'aimantation est perpendiculaire à la propagation de la lumière (effet de deuxième ordre).	13
Figure 2.7	Schématisation de la non-réciprocité de l'effet Faradays avec un miroir placé à l'extrémité de droite du cylindre magnéto-optique dans le cas de l'effet Faraday.	14
Figure 2.8	Effet d'une évolution exponentiellement de la biréfringence sur un spectre Fabry-Pérot en transmission (partie 1), distance de 39 μm entre deux miroirs de $R = 0.85$, indice de réfraction de 2.18. La biréfringence est nulle à gauche et 0.0002 droite. La suite à la figure 2.9.	15

Figure 2.9	Effet d'une évolution exponentiellement de la biréfringence sur un spectre Fabry-Pérot en transmission (partie 2) avec une biréfringence de 0.0004 à droite et 0.0008 à gauche.	16
Figure 2.10	Définition des axes magnétiques (x_m, y_m, z_m) , le vecteur de l'aimantation statique \mathbf{M}_{stat} et le vecteur de l'aimantation dynamique \mathbf{M}_{dyn} lors d'un couplage entre l'aimantation et une onde électromagnétique non nul dans le plan (x_m, y_m) . Cette représentation est valide si le champ magnétique dynamique est beaucoup plus faible que l'aimantation statique.	17
Figure 3.1	Système d'angles des coordonnées sphériques du vecteur \mathbf{m} , \mathbf{m}_{xy} est la projection de \mathbf{m} sur le plan (x, y)	30
Figure 3.2	Application de la méthode de matrice de transfert de Zak pour un système à 4 interfaces avec les angles d'incidence δ illustrant l'onde incidente, réfléchie et transmise.	35
Figure 3.3	Définition des angles d'orientation $(\theta_{F,K})$ et d'ellipticité $(\varepsilon_{F,K})$ avec les axes des champs électriques perpendiculaires (E_s) et parallèles (E_p) . La direction de propagation de l'onde est dans la page et est perpendiculaire au champ s et p	36
Figure 3.4	Définition des axes et angles pour la transformation de coordonnées. Les axes magnéto-optiques sont (x, y, z) et les axes magnétiques sont (x_m, y_m, z_m) . L'axe des z est aligné avec la direction de propagation de la lumière à angle d'incidence nul. L'axe x reste toujours dans le plan (x_m, y_m)	43
Figure 3.5	Vecteur d'aimantation dans le système d'axe magnéto-optique (x, y, z) lorsque \mathbf{H}^{dc} coïncide avec l'axe des y (configuration Voigt). \mathbf{M}_{xy} est la projection de \mathbf{M} sur le plan (x, y)	43
Figure 4.1	Schéma d'une cavité magnéto-optique : interfaces d'un matériau non aimanté 1 et 3 à un matériau aimanté 2 où l'onde incidente et réfléchie du matériau 1 et l'onde incidente du matériau 3 sont illustrées avec leur angle d'incidence δ correspondant. La polarisation de l'onde est définie avec la base (s, p) où s et p sont les indices pour les ondes de polarisation perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence	46
Figure 4.2	Schéma d'une interface entre le matériau 1 non aimanté d'indice de réfraction N_1 et un matériau aimanté 2 d'indice de réfraction N_2 où l'onde incidente et réfléchie du matériau 1 et l'onde incidente du matériau 2 sont illustrées avec leur angle d'incidence δ correspondant.	46

Figure 4.3	Configuration d'une onde initiale polarisée en x et de la mesure de l'intensité et la polarisation l'onde transmise en mesurant l'intensité en x et en y après la cavité magnéto-optique à l'aide d'un séparateur de polarisation (PBS) et deux détecteurs de type photodiode (PD). . . .	50
Figure 4.4	Intensité en x y normalisée de l'onde transmise. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} et sont en fonction du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$. . .	53
Figure 4.5	Rotation et ellipticité de l'onde transmise. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de la rotation Faraday d'une allée simple θ_{F_0} et sont en fonction du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. Les lignes pointillées indiquent la condition $\Delta\varphi = \theta_{F_0}$. La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$	54
Figure 4.6	Intensité en transmise en x et y normalisées selon l'anisotropie de la cavité pour une biréfringence circulaire magnétique pour plusieurs déphasages isotropes. Chaque figure contient 5 courbes pour illustrer la variation pour une cavité dans une différente condition de déphasage isotrope $\Delta\varphi$ et est en fonction de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} . La réflectivité de cette cavité a été aussi posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$	55
Figure 4.7	Rotation et ellipticité selon l'anisotropie de la cavité pour une biréfringence circulaire magnétique pour plusieurs déphasages isotropes. Chaque figure contient 5 courbes pour illustrer la variation pour une cavité dans une différente condition de déphasage isotrope $\Delta\varphi$ et est en fonction de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} . La réflectivité de cette cavité a été aussi posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$	56
Figure 4.8	Intensité en x y normalisée de l'onde réfléchi. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de la rotation Faraday d'une allée simple θ_{F_0} et est en fonction du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$. . .	57

Figure 4.9	Intensité réfléchiée en x et y normalisées selon l'anisotropie de la cavité pour une biréfringence circulaire magnétique pour plusieurs déphasages isotropes. Chaque figure contient 5 courbes pour illustrer la variation pour une cavité dans une différente condition de déphasage isotrope $\Delta\varphi$ et est en fonction de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} . La réflectivité de cette cavité a été aussi posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$	58
Figure 4.10	Intensité en x et y normalisées illustrées pour une cavité en condition de résonance isotrope ($\varphi = 0$) pour différente réflectivité en fonction de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} . La transmission est de $1 - R$, négligeant ainsi les pertes associées aux miroirs.	59
Figure 4.11	La rotation de l'orientation de l'onde transmise illustrée pour une cavité en condition de résonance isotrope ($\varphi = 0$) pour différente réflectivité en fonction de la rotation Faraday d'une allée simple θ_{F_0} . La transmission est de $1 - R$, négligeant ainsi les pertes associées aux miroirs. . .	60
Figure 4.12	Finesse Lorentzienne en fonction de la transmission des miroirs pour 4 différents facteurs de perte du matériau magnéto-optique en échelle logarithmique à partir de l'équation (4.22), avec $R_1 = R_2$	62
Figure 4.13	Transmission et 1-réflexion à résonance en fonction de la transmission des miroirs pour 4 différents facteurs de perte du matériau magnéto-optique en échelle logarithmique. Les courbes sont tracées à l'aide des équations (4.25), lorsque $R_1 = R_2$ et φ est un multiple de π	63
Figure 4.14	Configuration d'une onde initiale polarisée en x et de la mesure de l'intensité et la polarisation l'onde transmise en mesurant l'intensité en x et en y après la cavité magnéto-optique et lame demi-onde à l'aide d'un séparateur de polarisation (PBS) et deux détecteurs de type photodiode (PD). Le schéma illustre le cas où la lame demi-onde tourne la polarisation de l'onde pour qu'elle soit à -45° par rapport à l'axe des x dans le plan (x, y)	65
Figure 4.15	Sensibilité pour l'onde transmise selon la réflectivité des miroirs pour plusieurs facteurs de pertes, avec un angle θ_{PBS} à 45° à $\varphi = 0$, avec un angle d'anisotropie initial θ_{F_0} de 0. Pour chaque courbe, la sensibilité optimale et la réflectivité associée sont indiquées.	67

Figure 4.16	Sensibilité pour l'onde réfléchi e selon la réflectivité des miroirs pour plusieurs facteurs de pertes, avec un angle θ_{PBS} à 45° à $\varphi = 0$, avec un angle d'anisotropie initial θ_{F_0} de 0. Pour chaque courbe, la sensibilité optimale et la réflectivité associée sont indiquées.	68
Figure 4.17	Schématisme de modélisation de la résonance magnétique détectée magnéto-optiquement à partir de la modélisation magnéto-optique et de l'aimantation dynamique.	72
Figure 4.18	Direction du champ magnétique externe et de la précession de l'aimantation illustrée pour la configuration Faraday (Gauche) et Voigt (Droite) pour une expérience MODMR. La propagation de la lumière est dans la direction des z	74
Figure 4.19	Régime linéaire lorsque l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 0.8° . L'intensité I_x^{rot} et I_y^{rot} transmise en fonction du champ magnétique statique externe et du déphasage isotrope ($\Delta\varphi$) de la cavité magnéto-optique sans perte avec des miroirs à 90% dans la configuration Voigt avec une biréfringence circulaire. Le séparateur de polarisation est à 45° par rapport à l'axe des x , le facteur de perte α de Gilbert est posé à $4 \cdot 10^{-5}$, la fréquence du champ magnétique statique est posée à 6.15 GHz, et une anisotropie de forme de $N_x, N_y, N_z = 0.085, 0.085, 0.83$	75
Figure 4.20	Régime non linéaire lorsque l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 10° dans la même configuration que la figure 4.20.	76
Figure 4.21	I_x^{rot} et I_y^{rot} en fonction de l'anisotropie θ_{F_0} pour différents déphasages isotropes d'une cavité magnéto-optique sans perte et des miroirs à 90% avec un angle de 45° entre le séparateur de polarisation et à l'axe des x	77
Figure 4.22	Courbes de la figure 4.19 pour un déphasage isotrope de la cavité magnéto-optique fixe à 0 pour le régime linéaire : l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 0.8° et anisotropie statique de 0	77
Figure 4.23	Courbes de la figure 4.20 pour un déphasage isotrope de la cavité magnéto-optique fixe à 0 et 10° pour le régime non linéaire : l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 10° et une anisotropie statique de 0	78

- Figure 5.1 Montage pour la cavité magnéto-optique en configuration Faraday en transmission. Les éléments en bleu sont les composantes magnétiques et les éléments en rouge sont les composantes optiques du montage. EA signifie l'électroaimant, $\lambda/2$ est une lame biréfringente demi-onde, PBS est le cube séparateur de polarisation, LC est une lentille convergente, PD est une photodiode et le TIA un amplificateur transimpédance. L'amplificateur lock-in (LIA) prend le signal des deux photodiodes converti et amplifié par les TIA en mode différentiel. L'électroaimant DC est refroidi à l'eau et est utilisé pour générer un champ magnétique jusqu'à 500 mT. La source interne du LIA est utilisée pour faire la modulation de l'électroaimant AC. La tension des deux TIA, le signal X et Y du lock-in et le champ magnétique DC sont mesurés par la carte d'acquisition. 86
- Figure 5.2 Gauche : spectre mesuré par les deux photodétecteurs dans la cavité de YIG ($R = 0.14$) selon le champ magnétique externe. Droite : sensibilité en %/T de la différence $I_x^{\text{rot}} - I_y^{\text{rot}}$ dans la zone où l'aimantation est linéaire selon la partie réelle du déphasage isotrope dans la cavité de YIG. 89
- Figure 5.3 Gauche : régression du modèle théorique sur les données expérimentales pour les mêmes données de la figure 5.2 de gauche, la légende affiche la rotation Faraday et le déphasage isotrope associé en degré. Droite : La rotation Faraday et le déphasage isotrope trouvé à partir d'une régression ordinaire de distance (ODR) en fonction du champ magnétique correspondant au spectre. 90
- Figure 5.4 Reproduction théorique des résultats de la figure 5.2 de gauche, mais pour des surfaces parfaitement parallèles ($R = 0.14$). Les paramètres utilisés sont ceux du tableau 5.1 et de la figure 5.3 de gauche. 91
- Figure 5.5 Montage pour la méthode de magnétométrie à échantillon vibrant (VSM). L'échantillon magnétique est placé sur une tige de verre dans un électroaimant DC (EA DC). Lorsque l'échantillon aimanté vibre par l'oscillateur mécanique, une variation du flux magnétique est mesurée par les bobines de détection. Le signal est préamplifié avant d'être démodulé par le lock-in. Le champ magnétique et le signal sortant du lock-in sont mesurés par la carte d'acquisition. 94

Figure 5.6	Courbe d'hystérésis de l'aimantation par rapport au champ externe pour une mesure inductive au VSM et une mesure magnéto-optique avec un faisceau de 1.4 mm de diamètre au centre du disque de 5.5 mm de diamètre. Le volume complet de l'échantillon étant environ 8.3 mm ³ et le volume traversé par le laser de 0.54 mm ³	96
Figure 5.7	Mesure de la dérivée de la courbe d'hystérésis en fonction du champ magnétique externe illustrant des sauts de domaine mesurés magnéto-optiquement avec un amplificateur lock-in. La résolution de chaque point est d'environ 0.06 mT. La courbe bleue est lorsque le champ est croissant et la courbe rouge décroissant.	98
Figure 5.8	Autre mesure de la dérivée de la courbe d'hystérésis en fonction du champ magnétique externe illustrant des sauts de domaine mesurés magnéto-optiquement avec un amplificateur lock-in lorsque l'échantillon a été légèrement déplacé au centre de l'aimant. La courbe bleue est lorsque le champ est croissant et la courbe rouge décroissant. . . .	99
Figure 5.9	Mesure la courbe d'hystérésis avec le VSM pour une mesure avec une résolution de 0.1 mT pour chaque point. Les données illustrent plus subtilement les sauts de domaines magnétiques.	100
Figure 5.10	Montage de la figure 5.1 modifié pour une mesure FMR en transmission avec une <i>stripline</i> . Le PSG (<i>performance signal generator</i>) est un générateur de signal micro-ondes. Les éléments en bleu sont les composantes magnétiques et les éléments en rouge foncé sont les composantes micro-ondes du montage.	102
Figure 5.11	Dérivée de l'absorption en fonction du champ magnétique pour une fréquence constante de 6.15 GHz avec une mesure <i>stripline</i> en transmission. La variation du champ magnétique statique pour une variation du champ magnétique statique croissante et décroissante est illustrée.	103
Figure 5.12	Fréquence de résonance mesurée pour le mode dominant en fonction du champ magnétique statique externe perpendiculaire à la surface d'un disque de YIG (111) de 350 microns d'épaisseur et 5.5 mm de diamètre. La condition de résonance suit la fonction $f = -16.5145B_e^3 + 30.1010B_e^2 + 9.9610B_e - 0.1055$ (valide de 260 mT à 750 mT) et l'interpolation à saturation suivant la fonction $\gamma(B_e - 0.1345) \cdot 10^{-9}$ (valide à plus de 500 mT) pour le substrat de YIG, avec le champ perpendiculaire mesuré sur une strip-line au VNA.	103

Figure 5.13	En haut : Distribution théorique du champ de résonance et le nombre d'onde associé des ondes de spin FVMSW possible pour les premiers 625 modes pour une fréquence de 6.15 GHz, une épaisseur de 350 μm , une aimantation à saturation de 175 mT, $N_{\perp} = 0.85$. En bas : Relation de dispersion des FVMSW pour cette configuration. Deux lignes pointillées noires verticales indiquent le champ externe de résonance du mode uniforme pour l'échantillon saturé (354 mT) et non saturé (342 mT).	106
Figure 6.1	Trace MODMR mesuré directement par la différence entre l'intensité des deux photodiodes pour une variation du champ magnétique statique croissante et décroissante.	109
Figure 6.2	Dérivée de la trace MODMR mesurée par le LIA par la modulation du champ magnétique pour une variation du champ magnétique statique croissante et décroissante.	110
Figure 6.3	En haut : Distribution des modes de résonances mesurés lors de la mesure MODMR. En bas : Relation de dispersion pour les modes FVMSW. Deux lignes pointillées noires verticales indiquent le champ externe de résonance pour l'échantillon saturé (354 mT) et non saturé (342 mT).	111
Figure 7.1	Visualisation des travaux étudiés de manière théorique et expérimentale dans ce mémoire misent en lien avec les travaux futurs possibles.	125
Figure B.1	Modélisation de la variation de l'orientation $\theta_{F,K}$ et l'ellipticité $\epsilon_{F,K}$ de l'onde par une interface pour l'onde transmise et réfléchie pour une interface de l'air : $Q = 0$, $N = 1$ avec le fer : $N = 2.8954 + 2.9179i$ et Qm variable, pour 532 nm et une onde initiale de polarisation linéaire. À gauche on a considéré un Qm strictement réel et à droite strictement imaginaire.	153
Figure B.2	Modélisation de la variation de l'ellipticité de l'onde par une interface pour l'onde transmise et réfléchie pour le fer : $N = 2.8954 + 2.9179i$ avec de l'air autour, pour 532 nm et $Qm = 0.01$ en fonction de l'ellipticité initiale de l'onde. ϵ_f est l'ellipticité finale ϵ_0 initiale.	154

Figure C.1	Spectre de la biréfringence linéaire magnétique de l'onde transmise. Deux figures du haut : Intensité en $x y$ normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différentes grandeurs du déphasage anisotrope d'une allée simple η et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$	157
Figure C.2	Spectre de la biréfringence linéaire magnétique de l'onde réfléchie. Deux figures du haut : Intensité en $x y$ normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur du déphasage anisotrope d'une allée simple η et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$	158
Figure C.3	Spectre du dichroïsme circulaire magnétique de l'onde transmise. Deux figures du haut : Intensité en $x y$ normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de $\Delta\alpha_{p,cir}$ avec $\alpha_{p,d} = 0$ et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$. La polarisation de l'onde initiale est vers les x	160
Figure C.4	Spectre du dichroïsme circulaire magnétique de l'onde transmise. Deux figures du haut : Intensité en $x y$ normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de $\Delta\alpha_{p,lin}$ avec $\alpha_{p,y} = 0$ et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$. La polarisation de l'onde initiale est à 45° de l'axe des x	161
Figure E.1	Dessins de conception du support à échantillon pour l'ajout de deux enroulements de fil de cuivre. Le support à échantillon est formé de deux pièces pouvant être vissées l'une dans l'autre. La pièce de gauche contient un trou pour y déposer l'échantillon en forme de disque. La pièce de droite permet de fixer l'échantillon en position stable après s'avoir fait vissée dans celle de gauche.	165
Figure E.2	Photos du support à échantillon pour l'ajout de deux enroulements de fil de cuivre pour former une antenne. Les fils de cuivre sont soudé à un connecteur SMA. On peut y apercevoir le disque de YIG au centre de couleur noire.	166

- Figure E.3 Photo du montage MODMR complet. On peut y voir à la fois la partie d'émission de l'onde laser à gauche, la partie de détection à droite et zone du milieu où la cavité magnéto-optique est soumise au champ magnétique statique, de modulation, au champ micro-onde et au faisceau laser. Le champ magnétique statique est aussi mesuré avec un magnétomètre à effet Hall. 167
- Figure E.4 Gauche : Photos de la partie émission où l'on voit la fibre optique PM du laser connectée à un collimateur, ce collimateur étant dans une monture translative suivit d'une monture rotative et d'un polariseur. Milieu : La cavité magnéto-optique, l'aimant DC, l'aimant AC le magnétomètre à effet Hall et le guide d'onde micro-onde. Droite : la partie détection du montage MODMR où l'on voit le séparateur de polarisation connecté à une lame demi-onde et une monture rotative. Après avoir été séparé, les deux faisceaux sont convergés par une lentille convergente dans un photodétecteur pour finalement être amplifiés et convertis en voltage par un amplificateur transimpédance. 168
- Figure E.5 Photo du centre du montage MODMR où l'on voit l'échantillon dans une monture optique au centre de l'électroaimant DC et AC. On peut bien appercevoir le guide d'onde micro-onde et le connecteur SMA sur l'antenne. 169

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

ODMR	Résonance magnétique détectés optiquement
MODMR	Résonance magnétique détectés magnéto-optiquement
∇	Opérateur vectoriel nabla
\times	Produit vectoriel
\cdot	Produit scalaire
q	Charge de l'électron en Coulomb
μ_B	Magnéton de Bohr
g_j	facteur g de Landé pour le moment magnétique total de l'électron
g_s	facteur g de Landé pour le spin de l'électron
m_j	Nombre quantique du moment magnétique total de l'électron
m_j	Nombre quantique du spin de l'électron
\hbar	Constante de Plank divisé par 2π
E	Vecteur du champ électrique
D	Vecteur de l'induction électrique
H	Vecteur du champ électrique
B	Vecteur du flux magnétique
k	Vecteur d'onde
r	Vecteur de la direction spatiale
ω	Fréquence de pulsation (fréquence angulaire)
t	Temps
c	Vitesse de la lumière dans le vide
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide
ϵ_{ij}	Composante du tenseur de permittivité diélectrique
ϵ_{ij}^0	Composante du tenseur de permittivité diélectrique d'un matériau isotrope
K_{ijk}	Composante d'un tenseur de rang 3 pour les termes anisotropiques de premier ordre proportionnels à l'aimantation
G_{ijkl}	Composante d'un tenseur de rang 4 pour les termes anisotropiques de deuxième ordre proportionnels à l'aimantation au carré
Q	Coefficient magnéto-optique de premier ordre
Q'	Partie réelle du coefficient magnéto-optique de premier ordre
Q''	Partie imaginaire du coefficient magnéto-optique de premier ordre

b_1	Coefficient magnéto-optique de deuxième ordre
b'_1	Partie réelle du coefficient magnéto-optique de deuxième ordre
b''_1	Partie imaginaire du coefficient magnéto-optique de deuxième ordre
\mathbf{m}	Vecteur de l'aimantation normalisée par l'aimantation à saturation
$m_{x,y,z}$	Composante du vecteur de l'aimantation normalisée par l'aimantation à saturation
ϵ	Tenseur de permittivité diélectrique
ϵ_{ij}	Éléments (i, j) du tenseur de permittivité
μ	Tenseur de perméabilité magnétique
N	Indice de réfraction complexe d'un matériau isotrope non aimanté
N'	Partie réelle de l'indice de réfraction d'un matériau isotrope non aimanté
N''	Partie imaginaire de l'indice de réfraction d'un matériau isotrope non aimanté
α_p	Absorption optique
\mathbf{n}	Indice de réfraction complexe vectoriel
$n_{x,y,z}$	Composante de l'indice de réfraction vectoriel
n_+	Indice de réfraction de l'onde polarisée circulairement vers la droite
n_-	Indice de réfraction de l'onde polarisée circulairement vers la gauche
n_\perp	Indice de réfraction de l'onde polarisée perpendiculaire à l'aimantation
n_\parallel	Indice de réfraction de l'onde polarisée parallèle à l'aimantation
x, y, z	Coordonnées cartésiennes des axes optiques
θ	Angle polaire en coordonnées sphériques pour les axes optiques
ϕ	Angle azimutal en coordonnées sphériques pour les axes optiques
δ	Angle d'incidence optique
$\mathbf{A}_{\mathbf{z}i}$	Matrice d'interface pour un matériau i magnéto-optique de premier ordre
$\mathbf{T}_{\mathbf{z}i}$	Matrice de propagation pour un matériau i magnéto-optique de premier ordre
$\mathbf{M}_{\mathbf{z}}$	Matrice d'un système multicouche magnéto-optique de premier ordre
$\mathbf{G}, \mathbf{H}, \mathbf{I}, \mathbf{J}$	Sous matrice de la matrice M
$\mathbf{P}_{\mathbf{z}i}$	Vecteur des champs électriques pour l'onde réfléchie et transmise
$t_{ss}, t_{sp}, t_{ps}, t_{pp}$	Coefficients de Fresnel en transmission
$r_{ss}, r_{sp}, r_{ps}, r_{pp}$	Coefficients de Fresnel en réflexion
\mathbf{A}^+	Matrice de Jones pour la transformation de la polarisation pour l'aller

\mathbf{A}^-	Matrice de Jones pour la transformation de la polarisation pour le retour
\mathbf{T}	Matrice de transmission de Jones
\mathbf{R}	Matrice de réflexion de Jones
\mathbf{P}	Matrice de rotation de Jones d'un polariseur
\mathbf{M}_T	Matrice de Jones pour la cavité magnéto-optique en transmission
\mathbf{M}_R	Matrice de Jones pour la cavité magnéto-optique en réflexion
I_0	Intensité optique initiale
I_x	Intensité du laser dans la direction x
I_y	Intensité du laser dans la direction y
θ_{PBS}	Angle entre l'orientation de l'onde et le séparateur de polarisation
x_m, y_m, z_m	Coordonnées cartésiennes des axes magnétiques
θ_m	Angle polaire en coordonnées sphériques pour les axes magnétiques
ϕ_m	Angle azimutal en coordonnées sphériques pour les axes magnétiques
Tr	Matrice de transformation entre les axes optiques et magnétiques
θ_F	Rotation de l'orientation de la polarisation de l'onde transmise
θ_K	Rotation de l'orientation de la polarisation de l'onde réfléchie
ε_F	Rotation de l'ellipticité de la polarisation de l'onde transmise
ε_K	Rotation de l'ellipticité de la polarisation de l'onde réfléchie
θ_{F_0}	Rotation de l'orientation de la polarisation de l'onde transmise pour un seul allé dans le matériau
V_H	Constante de Verdet en rad/A par rapport au champ magnétique externe pour un matériau quelconque
V_B	Constante de Verdet en rad/T/m par rapport au flux magnétique externe pour un matériau quelconque
V	Constante de Verdet en rad/m pour un matériau magnétique saturé
V_M	Constante de Verdet en rad/T/m par rapport à l'aimantation pour un matériau magnétique
H_{prop}	Champ magnétique dans la direction de propagation de la lumière
M_{prop}	Aimantation dans la direction de propagation de la lumière
\mathbf{H}^{dc}	Champ magnétique statique interne
\mathbf{H}_e^{dc}	Champ magnétique statique externe
\mathbf{M}	Vecteur d'aimantation
\mathbf{M}^{dc}	Aimantation statique
M_s	Aimantation à saturation
α	Terme de perte de Gilbert pour l'absorption micro-ondes

$\tilde{\mathbf{h}}$	Vecteur du champ magnétique dynamique micro-onde
$\tilde{\mathbf{m}}$	Vecteur d'aimantation dynamique micro-onde
γ	Ratio gyromagnétique de l'électron
ω_H	Ratio gyromagnétique de l'électron multiplié par le champ magnétique
ω_M	Ratio gyromagnétique de l'électron multiplié par l'aimantation
χ_0	Tenseur de susceptibilité magnétique intrinsèque
χ	Tenseur de susceptibilité magnétique pour la résonance magnétique
χ_e	Tenseur de susceptibilité magnétique pour un champ externe pour la résonance magnétique
$\hat{\mathbf{e}}_+$	Base vectorielle unitaire pour une onde de polarisation circulaire droite
$\hat{\mathbf{e}}_-$	Base vectorielle unitaire pour une onde de polarisation circulaire gauche
\mathbf{N}	Tenseur de désaimantation d'anisotropie de forme
N_x, N_y, N_z	Diagonal du tenseur de désaimantation d'anisotropie de forme
N_{\parallel}	Facteur de désaimantation d'anisotropie de forme parallèle à la surface
N_{\perp}	Facteur de désaimantation d'anisotropie de forme perpendiculaire à la surface
ℓ	Distance optique parcourue dans le matériau magnéto-optique
ℓ_c	Distance optique parcourue dans la cavité optique
d	Épaisseur du matériau magnéto-optique
d_c	distance entre les deux miroirs d'une cavité optique
F_c	Finesse Lorentzienne
Δ_ν	Largeur spectrale libre de la fonction Lorentzienne
$\Delta_{\nu_{FSR}}$	Largeur spectrale libre du Fabry-Pérot
S_F	Sensibilité de l'effet Faraday en %/°
S_{cmo}^0	Sensibilité de la cavité magnéto-optique en %/°
S_{cmo}^B	Sensibilité de la cavité magnéto-optique en %/T par rapport au champ externe
S_{cmo}^M	Sensibilité de la cavité magnéto-optique en %/T par rapport à l'aimantation
F_{cmo}	Figure de mérite de la cavité magnéto-optique
F_{modmr}	Figure de mérite de la cavité magnéto-optique pour la mesure de la résonance ferromagnétique
S_{modmr}^B	Sensibilité de la cavité magnéto-optique en %/T par rapport au champ externe dans le système MODMR
$\Delta I_{x,y}$	Valeur absolue de la différence entre I_x^{rot} et I_y^{rot}
ΔI	Contribution de la levée de dégénérescence sur $\Delta I_{x,y}$

$\Delta I_{\theta_{F_0}}$	Contribution de la l'amplification de la rotation Faraday sur $\Delta I_{x,y}$
\Re	Réponse d'un photodétecteur en A/W
P_{pd}	Puissance mesuré par la photodiode
ζ	Taux de couplage pour la conversion d'un photon optique à micro-onde avec la méthode MODMR dans une cavité micro-onde

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Formalisme de matrice de transfert de la modélisation magnéto-optique	145
Annexe B	Équations de Fresnel magnéto-optique et dérivation de l'effet de la polarisation pour une interface et une propagation à travers un volume	150
Annexe C	Biréfringence linéaire magnétique et dichroïsme circulaire et linéaire magnétique	156
Annexe D	Propriétés magnétiques et magnéto-optiques du YIG selon la littérature	162
Annexe E	Photos du montage et dessin du support à échantillon	165

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Contexte historique

La résonance magnétique détectée optiquement, *optically detected magnetic resonance* (ODMR), a été proposée pour la première fois en 1949 de manière théorique par Bitter en étudiant les transitions d'une orbitale 2p à 2s d'un atome à un seul électron en présence d'un champ magnétique possédant une partie oscillatoire perpendiculaire à la partie statique [1]. L'auteur suggère que lorsque la partie alternative du champ magnétique approche la fréquence de Larmor de l'un des deux niveaux, la lumière émise par cette transition verra sa fréquence, son intensité et sa polarisation modifiée. Quelques mois plus tard, Pryce montre que la variation de fréquence associée à la variation d'intensité proposée par Bitter a été surestimée et que l'énergie associée à cette variation de fréquence serait proportionnelle au champ magnétique oscillatoire et non pas uniquement proportionnelle au champ magnétique statique, ce qui rend beaucoup plus difficile la résolution de la raie de l'effet Zeeman [2]. Par la suite, à partir de la correction apportée par Pryce, Ramaseshan et Suryan ont suggéré plutôt de mesurer la rotation magnéto-optique, c'est-à-dire la rotation du plan de polarisation de l'onde émise par la transition électronique de cet atome. Cette approche permettrait d'éliminer le besoin de résoudre la raie de l'effet Zeeman étant donné que la rotation magnéto-optique est présente, même à quelque angström de la fréquence d'absorption de la transition [3].

Depuis cette proposition, plusieurs chercheurs ont exploité l'idée que les transitions électroniques des fréquences optiques soit connectées avec les transitions électroniques des fréquences micro-ondes pour mesurer des phénomènes de résonance magnétique avec des ondes optiques [4]. Alfred Kastler, gagnant le prix Nobel de 1966 pour la découverte et le développement de méthodes optique pour l'étude de la résonance magnétique dans les atomes [5], a mené avec son équipe le développement de ce nouveau champ d'études. Leurs travaux ont permis d'étudier multiples procédés de relaxations ainsi que de mesurer des facteurs de Landé et des structures fines et hyperfines pour en déduire des valeurs précises de moments magnétiques nucléaires. Ils ont aussi découvert multiples procédés complexes de transitions électroniques et plusieurs autres mécanismes d'interaction entre la résonance optique et micro-onde qui ont permis d'élargir notre compréhension de l'atome. Ces contributions ont mené à plusieurs technologies importantes telles que le développement de techniques de pompage optique qui se sont montrées fondamentales au développement du laser [6].

Une autre proposition de Alfred Kastler était que l'effet Faraday [7] devrait aussi être considérablement affecté par la résonance magnétique du matériau. Opechowski s'est intéressé à ce phénomène et a construit un cadre théorique avec la théorie quantique pour supporter cette hypothèse [8]. D'autres chercheurs ont observé cet effet dans des cristaux d'éthylsulfate de néodyme, ils ont mesuré l'effet Faraday parallèle au champ statique appliqué. Ils ont observé, comme prévu, une réduction de la rotation Faraday lors de la résonance magnétique [9]. Un peu plus tard, des chercheurs ont exploité une technique de faisceaux croisés, introduits par Dehmelt [10], pour à la fois faire un pompage optique ainsi que de mesurer l'effet Faraday. Cette fois-ci, la mesure de l'effet Faraday se fait perpendiculaire au champ statique, ce qui permet de moduler l'onde transmise à la fréquence de Larmor [11]. Ce type d'expérience a ouvert la porte à une mesure optique de la détection macroscopique de la résonance magnétique. À son début, cette méthode a mené vers l'étude des aspects énergétiques des processus d'absorption, plus spécifiquement, les transitions réelles et virtuelles, la dispersion anormale et plusieurs autres phénomènes [6], [12].

1.2 Contexte actuel et applications

Les efforts de ce mémoire seront sur cette dernière branche de l'ODMR qui exploite les effets magnéto-optiques. Plus spécifiquement sur la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique avec idée d'exploiter une cavité optique Fabry-Pérot possédant un matériau intracavité à la fois magnéto-optique et magnétique. L'idée d'exploiter une cavité Fabry-Pérot pour amplifier les effets magnéto-optiques n'est pas nouvelle. Elle a déjà été mise en pratique pour amplifier les effets magnéto-optiques de matériaux très peu sensibles. Par exemple, des chercheurs ont déjà exploité la réciprocité des effets de deuxième ordre avec un Fabry-Pérot pour mesurer l'effet Cotton-Mouton dans divers gaz [13], [14], [15], [16], [17] et même l'effet Faraday de l'air ambiant [18]. Cependant, les performances d'amplifications pour un matériau avec une forte interaction magnéto-optique, tels que les Grenats ferrimagnétiques [19], n'ont pas été étudiées en détail et peu de travaux ont été fait à ce sujet. Cette méthode d'amplification peut potentiellement offrir une alternative aux méthodes ODMR de l'art pour la magnéto-métrie ultrasensible avec des matériaux moins dispendieux en combinant l'avantage de la haute sensibilité et résolution en longueur d'onde, en intensité, en phase, spatiale, temporelle des mesures optiques et la haute sensibilité au champ magnétique de la résonance magnétique. Ces mêmes atouts pourraient être utilisés pour caractériser les propriétés d'un matériau. Un tel instrument pourrait aussi exploiter le couplage entre les magnons et les photons micro-ondes et le couplage entre les photons optiques et les magnons

pour faire de la transduction entre les photons optiques micro-ondes.

Application pour la magnétométrie

La magnétométrie ultrasensible est un domaine de recherche ayant une grande variété d'application en ingénierie à la recherche fondamentale, les SQUIDs (*superconducting quantum interference device*), SERFs (*spin exchange relaxation free*), les centres NV dans les diamants, les vapeurs atomiques et les dispositifs magnéto-résistifs et la magnéto-induction géante étant présentés comme ceux permettant de mesurer les champs magnétiques les plus faibles dans la littérature [20], [21]. En ingénierie, ces senseurs permettent de faire l'imagerie de tissus biologiques de manière non intrusive telle que celle du cerveau (Magnétoencéphalographie) et du cœur (Magnétocardiographie), des autres muscles (Magnétomyographie) et neurone (Magnéto-neurographie) [22], [23]. On peut aussi les exploiter pour la maintenance de batterie, l'imagerie sous-marine, l'étude d'échantillon géologique, la communication par induction et la détection d'objets militaires [22], [24], [25]. Il existe aussi des applications plus fondamentales comme la détection d'ondes gravitationnelles [26], l'imagerie du rayonnement micro-onde cosmique [27] et même pour la tentative de la détection de matière noire [28].

Application pour la caractérisation

Un instrument avec une haute sensibilité au champ magnétique est souvent performant pour la caractérisation de phénomènes magnétiques dans les matériaux. Par exemple, l'étude de l'aimantation et de la corrosion [29], la caractérisation des défauts dans les matériaux par tomographie par induction [24], l'étude des propriétés des supraconducteurs [30], [31], l'imagerie de la résonance magnétique [32], [33] et des ondes de spin [34].

Application pour la transduction

Le système proposé permet d'exploiter le couplage entre les magnons et les photons micro-ondes pour coupler un qubit supraconducteur à un magnon à l'aide d'une cavité micro-onde et de coupler des photons optiques à ce même magnon par les effets magnéto-optiques. Il serait possible d'utiliser ce concept pour traduire l'information quantique d'un qubit supraconducteur sous forme micro-onde à une forme optique. Étant donné que les mesures optiques permettent de facilement transporter l'information dans l'espace, la transduction optique micro-onde pour ainsi permettre l'interconnexion des ordinateurs quantiques, la distribution quantique de clés cryptographiques et réaliser une distribution d'intrication quantique sur de longue distance [35].

1.3 Objectifs du mémoire

Les deux objectifs principaux de ce mémoire sont de (1) faire la conception d'une cavité optique pour amplifier les effets magnéto-optiques et (2) comment exploiter les effets magnéto-optiques pour mesurer la résonance ferromagnétique. Pour ce faire, les sous objectifs seront les suivants. (1) Décrire en détail la physique d'une cavité magnéto-optique et la réponse de celle-ci pour mesurer la résonance ferromagnétique à l'aide de la théorie et de modélisations numériques pour comprendre son fonctionnement et le rôle des variables. (2) Décrire quantitativement la sensibilité d'une cavité magnéto-optique utilisée pour le mesure de la résonance ferromagnétique par rapport au champ magnétique externe. (3) Concevoir un montage expérimental pour comparer les performances du système aux techniques existantes et expliquer les observations. (4) Quantifier les performances expérimentales et prédire les performances possibles à atteindre dans des conditions expérimentales idéales à l'aide des outils numériques et des données expérimentales.

1.4 Organisation du mémoire

Ce mémoire débutera avec une introduction qualitative des notions de base de la résonance paramagnétique et la résonance magnétique détectée optiquement pour des systèmes microscopiques et macroscopiques. Ensuite, les effets magnéto-optiques de premier ordre, de deuxième ordre, statique et dynamique seront introduits pour ensuite expliquer comment ceux-ci peuvent être exploités pour mesurer la résonance magnétique. Ce fondement théorique a pour but de donner une intuition préliminaire pour la lecture des subséquents chapitres et de faciliter la lecture de la revue de littérature. La section suivante présente une revue de littérature sur la résonance magnétique détectée magnéto-optiquement, les cavités magnéto-optiques et sur les travaux qui ont combiné ceux-ci. Une courte revue des travaux sur la transduction entre les photons optiques et micro-ondes est aussi présentée étant donné qu'il s'agit d'une application potentielle des travaux de ce mémoire. La revue de littérature présente les travaux sur lesquels ce mémoire s'est le plus fortement basé et inspirés pour trouver le sujet de recherche.

Le chapitre 3 portant sur la théorie de la résonance magnétique détectée magnéto-optiquement dérivera les effets magnéto-optiques à partir des équations fondamentales afin de discriminer l'intervention des effets de premier ordre et de deuxième ordre selon la direction de l'aimantation et de la propagation de la lumière. Subséquemment, un formalisme de modélisation est présenté pour un système multicouche. Ensuite, la théorie de la précession de

l'aimantation d'un ferromagnétique simple est présentée, dans l'intérêt d'être combinée à la théorie magnéto-optique pour modéliser la résonance ferromagnétique détectée magnéto-optiquement.

Le chapitre 4 met en œuvre la théorie du chapitre 3 en modélisant dans un premier temps la cavité magnéto-optique indépendamment, puis en analysant sa réponse permettant de mesurer la résonance ferromagnétique. Ces modélisations permettent de cibler les grandeurs physiques du système les plus critiques pour sa performance en sensibilité et de définir des facteurs de mérite pour quantifier la performance des matériaux pour la conception du système.

Le chapitre 5 porte sur la description du montage expérimental et sur les mesures expérimentales pour l'effet Faraday résonant dans une cavité magnéto-optique faite d'un cristal de YIG et la résonance ferromagnétique de ce même matériau. Ce chapitre permet de caractériser la cavité magnéto-optique en utilisant le modèle théorique et de présenter les performances possibles dans des conditions idéales. Les performances du montage pour mesurer les cycles d'hystérésis et les sauts de domaines sont aussi présentées et comparées à une mesure VSM. Le spectre de la résonance ferromagnétique mesuré par absorption est présenté en illustrant les multiples modes magnétostatiques observés. Ce chapitre est suivi d'un deuxième chapitre expérimental réservé à la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique. Les résultats sont aussi utilisés pour prédire les performances possibles de ce système pour mesurer un champ magnétique et pour faire de la transduction dans le cas de différentes configurations du système expérimental.

Le mémoire est conclu en mettant en valeur les résultats les plus importants ainsi que les futurs travaux pouvant faire suite à ce mémoire ayant le plus de potentiel d'innovation et d'impacts scientifiques. À la toute fin du document, on y retrouve 5 annexes où l'on présente des dérivations mathématiques, des formules utiles, des résultats complémentaires, des propriétés physiques du YIG et des photos du montage expérimental.

CHAPITRE 2 FONDAMENT THÉORIQUE ET ÉTAT DE L'ART DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE ET DES EFFETS MAGNÉTO-OPTIQUES

Ce chapitre introduit les bases théoriques essentielles à la compréhension du système qui sera étudié en profondeur dans les prochains chapitres. Ces fondements sont également nécessaires pour aborder la revue de littérature, qui met en perspective les travaux et applications liés au sujet principal du mémoire. Le chapitre commence par une introduction générale à la résonance magnétique détectée optiquement pour ensuite aborder plus spécifiquement la résonance magnétique détectée magnéto-optiquement en passant par une explication de haut niveau des effets magnéto-optiques. La dernière partie de ce chapitre est réservée à une revue de l'état de l'art pour les travaux de la résonance magnétique détectée magnéto-optiquement, la cavité magnéto-optique pour la magnétométrie, la résonance magnétique détectée avec la cavité magnéto-optique et la transduction entre les ondes optiques et micro-ondes.

2.1 Résonance paramagnétique électronique

Avant d'introduire les différentes méthodes ODMR, il est important de comprendre le principe de la résonance magnétique. La résonance paramagnétique électronique est une méthode spectroscopique permettant d'étudier les matériaux possédant des électrons non appariés. Considérons la forme la plus simple d'un tel système, c'est-à-dire un seul électron (spin 1/2) non apparié dans un atome. En présence d'un champ magnétique, le niveau d'énergie de cet électron lèvera sa dégénérescence telle que le prédit l'effet Zeeman. Dans le régime des petits champs magnétiques, c'est-à-dire que le champ magnétique de l'interaction spin-orbite domine sur l'effet du champ magnétique externe, l'effet Zeeman sépare le niveau d'énergie de l'électron en deux niveaux séparés par $\mu_B B g_j m_j$ où μ_B est le magnéton de Bohr, g_j est le facteur g de Landé et m_j le nombre quantique du moment magnétique total de l'électron [36]. La figure 2.1 illustre le comportement de l'énergie en fonction du champ magnétique d'un électron libre, son moment angulaire total étant le spin de l'électron ie. $m_j = m_s = \pm 1/2$ et $g_j = g_s \approx 2$.

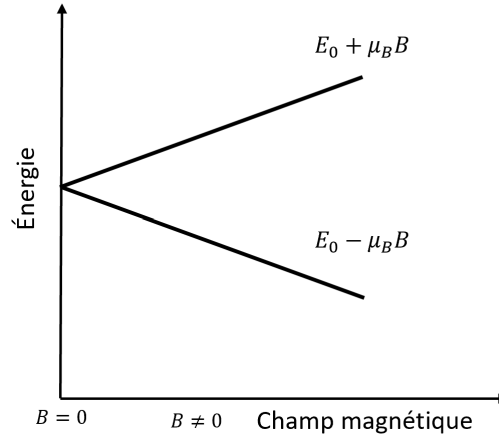


FIGURE 2.1 Illustration de l'effet Zeeman, levée de dégénérescence de l'énergie E_0 d'un électron libre en présence d'un champ magnétique.

Un champ électromagnétique d'une énergie correspondant à la différence d'énergie entre les deux niveaux ($\hbar\omega = \mu_B B g_j m_j$) peut se faire absorber ou se faire émettre par le système en changeant la polarité du spin. L'état quantique des spins électroniques sera aligné et en précession autour du champ magnétique à la fréquence de Larmor ($\omega = \mu_B B g_j m_j / \hbar$). La spectroscopie de résonance paramagnétique exploite ce phénomène et mesure la variation de la puissance par l'absorption micro-onde d'un échantillon paramagnétique dans un champ magnétique statique.

2.2 Introduction à la détection microscopique de la résonance magnétique

L'ODMR en détection microscopique est un domaine vastement étudié et qui s'est montré très utiles pour élargir significativement notre compréhension des niveaux énergétiques de systèmes quantiques complexes [37], des processus de recombinaison dans les semiconducteurs [38] ainsi que d'exploiter les avantages des expériences optiques tels que la haute sensibilité, la résolution spatiale, la grande intensité et la faible largeur spectrale accessible par les lasers [39]. Les méthodes d'ODMR microscopiques sont décrites par deux processus principaux : le pompage et la détection. Le pompage est une méthode optique polarisant les électrons du système quantique dans un état spécifique. Le mécanisme de pompage peut être complexe et varie selon le système, mais le principe de base peut être compris en considérant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement angulaire. La figure 2.2 illustre le principe de base du pompage optique.

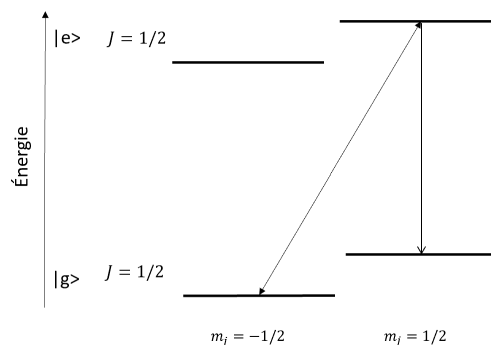


FIGURE 2.2 Schéma d'un système de pompage optique de base avec un pompage par des photons de spin 1.

Comme expliqué à la référence [39], dans le cas spécifique où seulement des photons de spin 1 se font absorber par le système, les électrons dans le niveau fondamental $|g\rangle$ de spin $-1/2$ seront excités au niveau $|e\rangle$, mais avec un spin de $1/2$. Ensuite, les électrons peuvent se désexciter dans un des deux niveaux fondamentaux $|g\rangle$, mais puisqu'aucun photon de spin -1 n'est envoyé dans le système, les électrons vont s'accumuler dans $|g\rangle$ avec des spins $1/2$. Après le pompage, il existe plusieurs approches pour détecter la résonance magnétique en mesurant optiquement certains attributs du signal optique en fonction de l'état de résonance magnétique du système : la variation de l'absorption de la polarisation circulaire droite ou circulaire gauche de la lumière (dichroïsme circulaire), la variation de l'émission spontanée du système (photoluminescence), variation de la polarisation des photons émis par émission spontanée (effet Hanle) ou par variation de la fréquence des photons émis (diffusion Raman cohérente) [39]. Chacun de ces attributs de la lumière se verra soit maximiser ou minimiser lors de la résonance magnétique.

Une des applications modernes de cette technique est la photoluminescence des centres NV dans les diamants. Ce défaut cristallin permet la mesure très sensible pour la mesure de champ magnétique, de champ électrique et de température [40] à des conditions ambiantes. Les centres de couleurs sont aussi utilisés comme un moyen de transduction pour les photons micro-ondes aux photons optiques [41], comme interface optique pour des réseaux quantiques [42], [43], comme source de photon unique [44], [45] et même comme laser [46].

2.3 Introduction à la détection macroscopique de la résonance magnétique

L'ODMR en détection macroscopique exploitera plutôt des phénomènes qui résultent du comportement collectif des phénomènes microscopiques dans un matériau. Les phénomènes macroscopiques étudiés seront les effets magnéto-optiques. Les effets magnéto-optiques sont des effets anisotropes qui décrivent comment la lumière interagit avec un matériau possédant une aimantation non nulle. Considérant que $\mu = \mu_0$ pour les ondes optiques, les effets magnéto-optiques agissent sur le tenseur de permittivité $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ qui est divisé en trois : le tenseur d'ordre 0 de la nature cristalline du matériau sans aimantation, le tenseur d'ordre 1 proportionnel à l'aimantation étant responsable des effets magnéto-optiques d'ordre 1 et le tenseur d'ordre 2 proportionnel à l'aimantation au carré étant responsable des effets magnéto-optiques d'ordre 2. Les effets magnéto-optiques seront, en premier lieu, introduits en considérant une aimantation statique et ensuite une aimantation dynamique, c'est-à-dire en précession.

2.3.1 Effets magnéto-optiques de premier ordre : l'effet Faraday et l'effet Kerr

Les effets magnéto-optiques de premier ordre découlent du bris de la symétrie du tenseur de permittivité avec la présence d'une aimantation statique dans le matériau [47], [48]. Cette asymétrie cause une biréfringence circulaire de l'onde, c'est-à-dire que les ondes polarisées vers la gauche et la droite n'ont plus le même indice de réfraction dans le matériau originaire de l'effet Zeeman longitudinal, c'est-à-dire l'effet Zeeman lorsque la lumière est parallèle au champ magnétique ou de l'aimantation [49]. Ces effets sont divisés en deux dans la littérature : l'effet Faraday et l'effet Kerr.

Effet Faraday magnéto-optique (MOFE)

L'effet Faraday est le nom donné aux effets magnéto-optiques d'une onde en transmission dans un matériau transparent en présence d'une aimantation dans la direction de propagation de cette onde. La figure 2.3 illustre la biréfringence circulaire magnétique pour l'effet Faraday. Pour les matériaux paramagnétique ou diamagnétique, l'effet Faraday est souvent modélisé par

$$\theta_F = V_H H_{prop} \ell \quad (2.1)$$

où θ_F est la rotation Faraday, c'est-à-dire la rotation du plan de polarisation en radian, V_H est la constante de Verdet d'unité rad/A par rapport au champ externe dans la direction de propagation de la lumière H_{prop} , en A/m. La constante de Verdet est une propriété du matériau qui détermine l'intensité de l'effet Faraday et dépend fortement de la longueur d'onde due à la nature dispersive des effets magnéto-optiques. ℓ la distance parcourue dans le

matériau par la lumière. Il est aussi commun d'utiliser le champ B_{prop} au lieu du champ H_{prop} , V_H deviendrait V_B avec les unités rad/T/m. Dans le cas d'un matériau ferromagnétique ou ferrimagnétique, l'équation (2.1) peut être transformée à

$$\theta_F = V \frac{M_{prop}}{M_s} \ell, \quad (2.2)$$

où V est la constante de Verdet d'unité rad/m, M_{prop} est l'aimantation dans la direction de la propagation de la lumière, M_s l'aimantation à saturation. On peut aussi définir une troisième constante de Verdet $V_M = V/M_s$ d'unité rad/T/m qui définit la constante de Verdet d'une manière similaire à V_H et V_B mais pour une variation de l'aimantation. Les équations (2.1) et (2.2) sont souvent suffisantes pour modéliser l'effet Faraday lorsque les pertes optiques anisotropes par absorption sont petites.

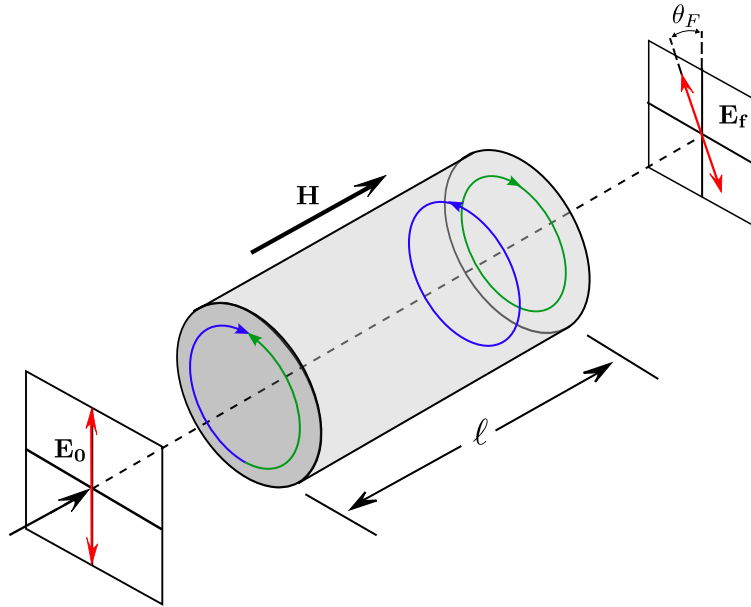


FIGURE 2.3 Conséquence de la biréfringence circulaire sur la polarisation d'une onde initiale \mathbf{E}_0 polarisée linéairement dans un matériau de longueur ℓ avec un champ magnétique externe \mathbf{H} . L'onde finale \mathbf{E}_f est une onde polarisée aussi linéairement, mais tournée d'un angle θ_F par le déphasage entre l'onde circulaire droite et l'onde circulaire gauche. Cette figure illustre l'effet Faraday en ne considérant aucune perte anisotrope par absorption dans le matériau.

De manière générale, la constante de Verdet est un nombre complexe, la partie imaginaire responsable des effets absorbants. Dans le cas où il y a des pertes optiques anisotropes induites par l'aimantation, une des deux polarisations circulaires sera absorbée davantage que l'autre, ce phénomène est le dichroïsme circulaire magnétique et induira une variation de l'ellipticité de l'onde transmise. Ce phénomène est illustré à la figure 2.4. Dans les équations (2.1) et

(2.2), la partie imaginaire de la constante de Verdet V est responsable du dichroïsme circulaire magnétique. Ces deux équations peuvent être généralisées pour le dichroïsme circulaire magnétique en considérant la partie imaginaire

$$\theta_F + i\varepsilon_F = V_H H_{prop} \ell \quad \text{et} \quad \theta_F + i\varepsilon_F = V \frac{M_{prop}}{M_s} \ell. \quad (2.3)$$

Où ε_F est l'ellipticité. En pratique, l'effet Faraday et le dichroïsme circulaire magnétique se produisent souvent en même temps.

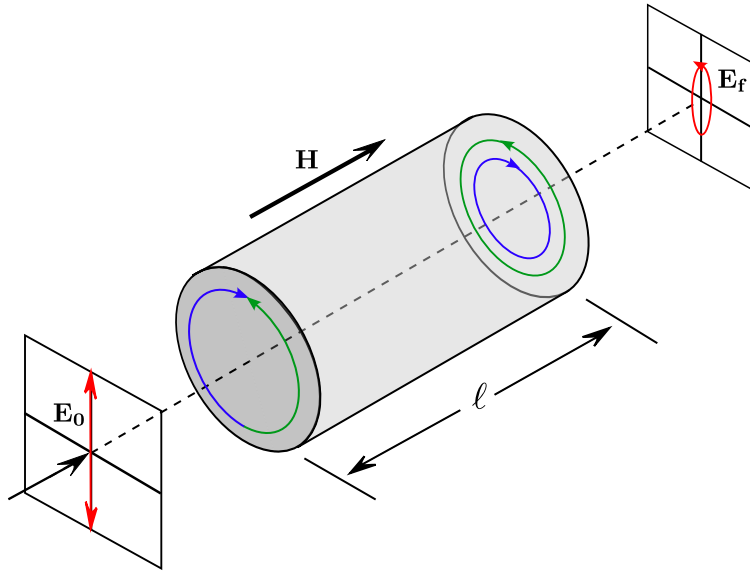


FIGURE 2.4 Conséquence du dichroïsme circulaire magnétique sur la polarisation d'une onde initiale \mathbf{E}_0 polarisée linéairement dans un matériau de longueur ℓ avec un champ magnétique externe \mathbf{H} . L'onde finale \mathbf{E}_f est une onde polarisée elliptiquement avec la même orientation que l'onde initiale. Cette figure illustre le dichroïsme circulaire magnétique en ne considérant aucune biréfringence circulaire.

Effet Kerr magnéto-optique (MOKE)

L'effet Kerr magnéto-optique regroupe les effets magnéto-optiques de premier ordre pour les ondes réfléchies d'un matériau aimanté en surface. Cette méthode est avantageuse dans le cas où le matériau étudié n'est pas transparent aux ondes optiques (tels que des matériaux métalliques), que l'aimantation à étudier est uniquement celle en surface ou pour l'étude de matériaux assez minces que l'effet Faraday devient négligeable par rapport à l'effet Kerr. Pour ce dernier cas, l'effet Kerr serait en réflexion et en transmission, car l'effet Kerr est plus spécifiquement un effet d'interface. Dans la littérature, l'effet Kerr est divisé en 3 configurations : la configuration polaire lorsque l'aimantation est normale à la surface, longitudinale lorsque

l'aimantation est parallèle à la surface et au plan d'incidence et transversale lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan d'incidence. Dans ce mémoire, lorsque l'angle d'incidence est nul, la configuration polaire sera la configuration Faraday, les configurations longitudinale et transversale seront la configuration Voigt. Ces configurations sont schématisées à la figure 2.5.

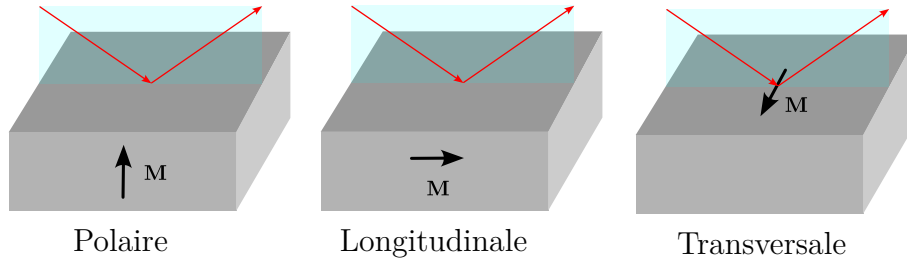


FIGURE 2.5 Les trois différentes configurations d'une expérience d'effet Kerr magnéto-optique. Dans ce mémoire, à angle d'incidence nul, la configuration polaire sera la configuration Faraday, les configurations longitudinale et transversale seront la configuration Voigt.

Ces trois configurations sont utiles afin de simplifier la résolution des coefficients de Fresnel sans avoir à considérer une aimantation arbitraire. Contrairement à l'effet Faraday, les expressions pour la rotation Kerr θ_K et l'ellipticité Kerr ε_K sont plus complexes et l'analyse simple du comportement de la polarisation en fonction de la constante de Verdet fait ci-dessus pour l'effet Faraday ne peut pas être extrapolée pour l'effet Kerr étant donné le comportement non linéaire des coefficients de Fresnel en fonction de l'indice de réfraction.

2.3.2 Effets magnéto-optiques de deuxième ordre : effet Voigt

Les effets discutés ci-dessus, l'effet Faraday, l'effet Kerr et le dichroïsme circulaire magnétique sont des effets de premier ordre qui dépendent linéairement de l'aimantation. Les effets de deuxième ordre proviennent d'une anisotropie causée par une aimantation perpendiculaire à la propagation de la lumière et sont proportionnels à l'aimantation au carré. Ces effets sont connus sous le nom de l'effet Voigt, l'effet Cotton-Mouton et le dichroïsme linéaire magnétique. L'effet Voigt et l'effet Cotton-Mouton sont les deux une biréfringence linéaire magnétique, mais leur origine physique est distinguée : l'effet Voigt provient de l'effet Zeeman transversal, c'est-à-dire lorsque le champ magnétique ou l'aimantation est perpendiculaire à la propagation de la lumière, alors que l'effet Cotton-Mouton est plutôt d'origine de l'anisotropie magnétique des molécules formant des dipôles magnétiques dans les liquides [49], [50]. La configuration pour observer l'effet Voigt et Cotton-Mouton est celle présentée à droite à la figure 2.6, l'aimantation est perpendiculaire à la propagation de la lumière, ce qui annule

les effets magnéto-optiques de premier ordre et maximise les effets de deuxième ordre. La biréfringence linéaire provient de la différence entre l'indice de réfraction des ondes de polarisation linéaire avec son champ électrique dans la direction de l'aimantation avec l'onde avec celle ayant son champ électrique perpendiculaire à l'aimantation. Comme avec les effets de premier ordre, les pertes magnétiques associées aux effets de deuxième ordre sont dues à une des deux polarisations linéaires qui est davantage absorbée par le matériau en présence d'une aimantation non nulle. La biréfringence linéaire va tourner le plan de polarisation de l'onde et changer son ellipticité, alors que le dichroïsme linéaire magnétique aura l'effet de tourner le plan de polarisation.

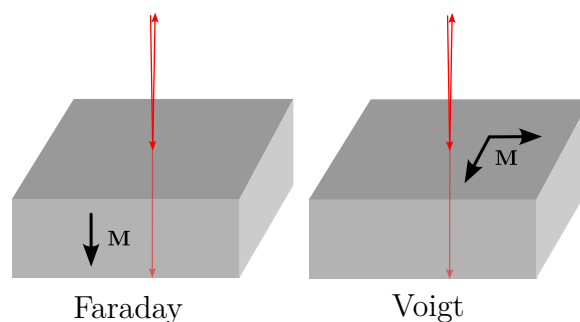


FIGURE 2.6 Gauche : configuration Faraday, l'aimantation est parallèle à la propagation de la lumière (effet de premier ordre). Droite : configuration Voigt, l'aimantation est perpendiculaire à la propagation de la lumière (effet de deuxième ordre).

2.3.3 Réciprocité et non-réciprocité des effets magnéto-optiques

Puisque les effets de premier ordre (effet Faraday) sont proportionnels à l'aimantation, ces effets sont dits non réciproques par rapport à l'aimantation et la biréfringence se verra inversée si l'aimantation est inversée par rapport à la direction de la propagation de la lumière. Alors que les effets de deuxième ordre (Voigt ou Cotton-Mouton), étant proportionnels à l'aimantation au carré, sont dits réciproques et ne dépendent pas du sens de l'aimantation. Cependant, autant les effets de premier ordre et de deuxièmes ordres vont s'accumuler lors d'une réflexion, si on garde le champ magnétique dans la même direction. Ceci s'explique par le fait que pour les effets de premier ordre, le champ magnétique est parallèle ou antiparallèle avec la direction de la propagation de la lumière. Lorsque le champ magnétique est gardé dans la même direction et on inverse la direction de propagation de la lumière, l'effet sur la polarisation sera gardé dans la même direction absolue, les deux inversement s'annulent l'un avec l'autre. Pour les effets de deuxième ordre, l'aimantation est perpendiculaire à la propagation de la lumière, donc, même si la direction de la lumière est inversée, la direction de l'aimantation est vue comme dans la même direction par l'onde. L'effet n'est donc pas

inversé et conserve sa réciprocity. Ce concept est clarifié à partir d'un exemple donné à la figure 2.7 : une onde passant au travers d'un matériau possédant une constante de Verdet non nulle va subir une rotation Faraday θ_F . Si après avoir traversé le matériau magnéto-optique, un miroir est placé perpendiculaire à la direction de propagation de cette onde pour inverser sa direction de propagation, tout en gardant la même direction du champ magnétique, l'onde ne retrouvera pas sa polarisation initiale et subira plutôt une autre rotation dans la même direction pour un total de $2\theta_F$. Ceci s'explique par le fait que les ondes circulaires ont leur sens inversé par le déphasage de π lors d'une réflexion et si la biréfringence s'inverse en même temps que le sens de la polarisation, les effets sur la polarisation continuent de s'additionner.

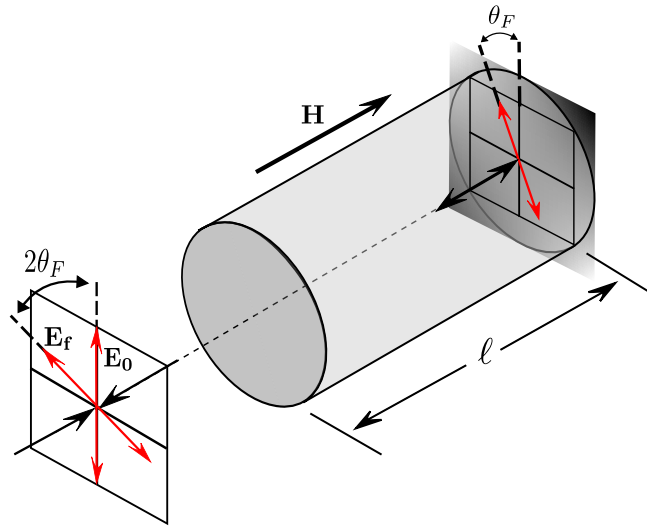


FIGURE 2.7 Schématisation de la non-réciprocité de l'effet Faradays avec un miroir placé à l'extrémité de droite du cylindre magnéto-optique dans le cas de l'effet Faraday.

Cette propriété peut être exploitée pour amplifier les effets magnéto-optiques à l'aide d'une cavité optique telle qu'une cavité Fabry-Pérot. La cavité augmentera le chemin optique effectif de la lumière à travers le matériau magnéto-optique par des réflexions multiples à travers celui-ci. Plus les miroirs de la cavité sont réfléchissants et plus la longueur du matériau magnéto-optique est grande, plus les effets sur la polarisation de l'onde seront amplifiés. Cependant, avec une cavité optique, il faut aussi considérer l'interférence multiple des ondes électromagnétiques dans la cavité. Comme introduit plus tôt, les effets magnéto-optiques induisent une biréfringence circulaire pour la configuration Faraday et une biréfringence linéaire pour la configuration Voigt. Dans la configuration Faraday, la cavité peut être résonante pour deux modes orthogonaux, le mode circulaire droit et le mode circulaire gauche, les deux ayant un indice de réfraction différent. Pour la configuration Voigt, les deux modes sont le mode linéaire perpendiculaire et le mode linéaire parallèle à l'aimantation, les deux ayant aussi

un indice de réfraction différent. Si l'aimantation est entre la configuration Faraday et Voigt, c'est-à-dire qu'elle n'est pas spécifiquement parallèle ou perpendiculaire à la propagation de la lumière, les deux modes hybrides seront le résultat d'un couplage entre les modes circulaires linéaires. Généralement, les effets de deuxième ordre dans les matériaux paramagnétiques ou diamagnétiques sont négligeables par rapport aux effets de premier ordre et les modes circulaires dominant [51], [52], [53], [54], [55], [56], [57]. Cependant, dans certains matériaux ferromagnétiques ou ferrimagnétiques, les effets de deuxième ordre sont parfois du même ordre de grandeur que les effets de premier ordre [58], [59], [60], [61]. Ces deux modes sont dégénérés lorsque l'aimantation est nulle, car la biréfringence est nulle. Avec une aimantation non nulle, la levée de dégénérescence est causée par la translation du spectre de chacun des deux modes dans une direction opposée. Le comportement du spectre en transmission d'un Fabry-Pérot avec une biréfringence est illustré aux figures 2.8 et 2.9 où l'on a illustré l'évolution d'une augmentation exponentielle de la biréfringence. À la figure 2.8 de gauche, la biréfringence est nulle et le spectre est inchangé. À partir de la figure 2.8 de droite, la biréfringence devient non nulle et on aperçoit le spectre s'aplatir, la largeur à mi-hauteur augmente légèrement et la transmission maximale diminue abruptement. En se plaçant à la fréquence de résonance de la cavité dégénérée, l'intensité transmise varie en fonction de la biréfringence de médium dans la cavité, autrement dit de son vecteur aimantation. Pareillement, si on mesurait le spectre en réflexion, la réflexion se verrait augmenter rapidement.

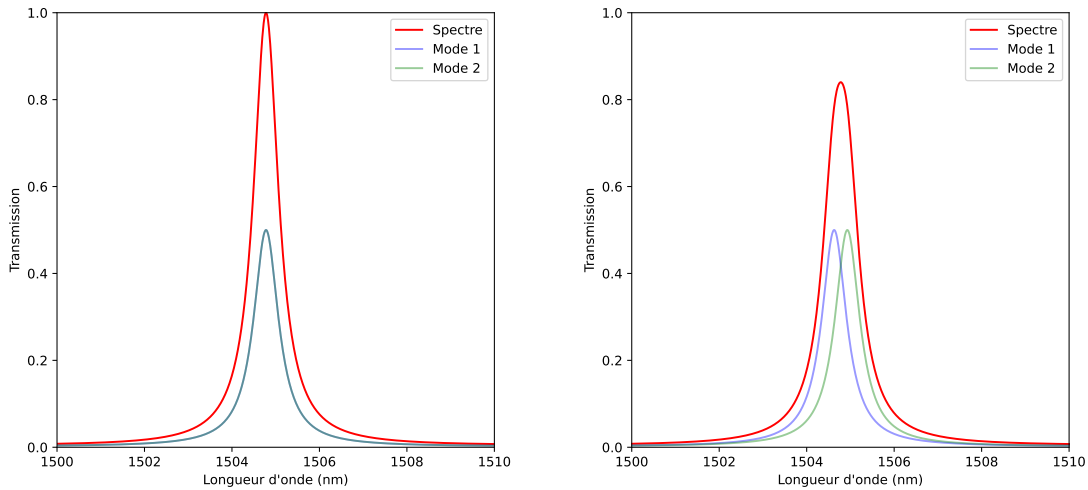


FIGURE 2.8 Effet d'une évolution exponentiellement de la biréfringence sur un spectre Fabry-Pérot en transmission (partie 1), distance de $39 \mu\text{m}$ entre deux miroirs de $R = 0.85$, indice de réfraction de 2.18. La biréfringence est nulle à gauche et 0.0002 droite. La suite à la figure 2.9.

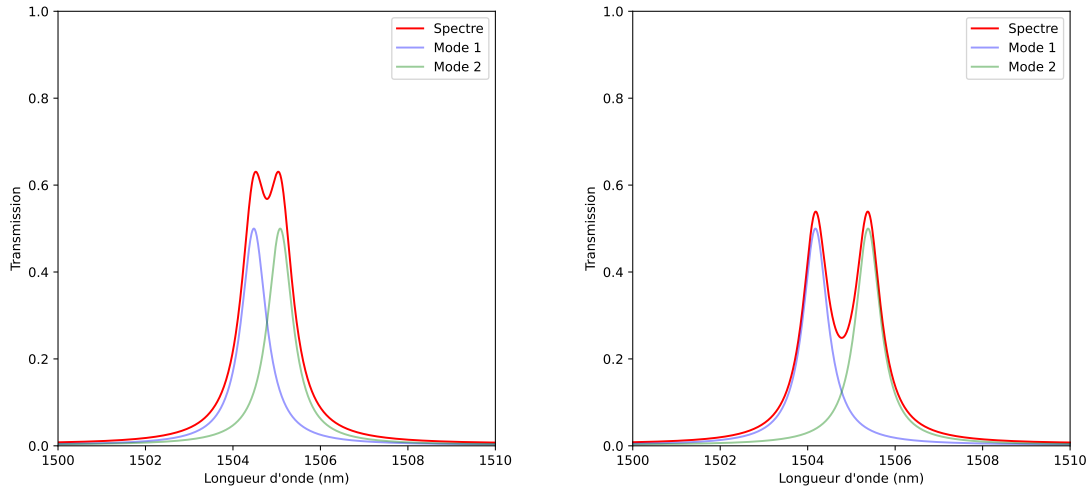


FIGURE 2.9 Effet d'une évolution exponentiellement de la biréfringence sur un spectre Fabry-Pérot en transmission (partie 2) avec une biréfringence de 0.0004 à droite et 0.0008 à gauche.

2.3.4 Détection de la résonance magnétique avec les effets magnéto-optiques

Récapitulons les points clés de la section, les effets magnéto-optiques proviennent d'une biréfringence circulaire causée par le bris de la symétrie du tenseur de permittivité par l'aimantation du matériau. Cette biréfringence dépend linéairement de l'aimantation pour les effets de premier ordre (biréfringence circulaire magnétique (effet Faraday et Kerr) et dichroïsme circulaire magnétique) et dépend de l'aimantation au carré pour les effets de deuxième ordre (biréfringence linéaire magnétique (effet Cotton-Mouton ou Voigt) et dichroïsme linéaire magnétique). Lorsque nous considérons une cavité optique contenant un matériau magnéto-optique, la non-réciprocité des effets magnéto-optiques de premier ordre et la réciprocité de ceux de deuxième ordre permettent une amplification de ceux-ci, l'amplification résultant de l'augmentation de la longueur du chemin optique. En plus de cette amplification, la biréfringence lève la dégénérescence de deux modes de la cavité et cause une variation abrupte de la transmission ou la réflexion à la fréquence de résonance de la cavité optique. Considérant tout cela, la cavité magnéto-optique permet d'exploiter l'amplification de la variation de la polarisation de l'onde en plus de la variation de l'intensité de l'onde permettant d'augmenter la sensibilité de la détection des effets magnéto-optiques.

Les effets magnéto-optiques sont des effets anisotropes qui dépendent de l'angle entre l'orientation de l'aimantation et de la propagation de la lumière, plus spécifiquement l'angle entre

ceux-ci. Les matériaux aimantés possèdent des moments magnétiques microscopiques qui définissent une aimantation macroscopique. Lorsque l'aimantation interagit avec une onde électromagnétique dans les micro-ondes, leur couplage fait précesser l'aimantation autour de sa position statique. L'efficacité de ce couplage est maximisée lorsque ce champ est à la fréquence de résonance du matériau. Cette précession est schématisée dans le système d'axe magnétique à la figure 2.10 lorsque le champ magnétique dynamique est beaucoup plus faible que l'aimantation statique.

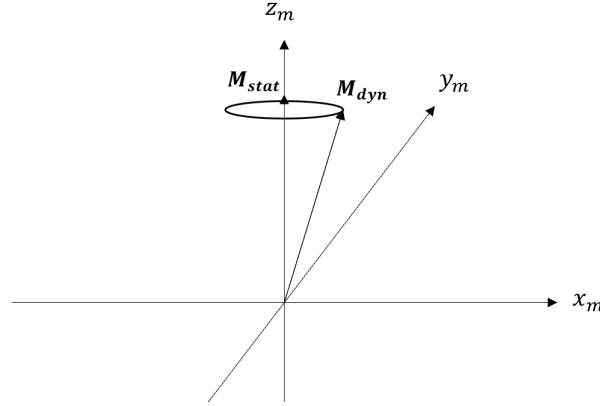


FIGURE 2.10 Définition des axes magnétiques (x_m, y_m, z_m) , le vecteur de l'aimantation statique \mathbf{M}_{stat} et le vecteur de l'aimantation dynamique \mathbf{M}_{dyn} lors d'un couplage entre l'aimantation et une onde électromagnétique non nul dans le plan (x_m, y_m) . Cette représentation est valide si le champ magnétique dynamique est beaucoup plus faible que l'aimantation statique.

À partir de cette figure, on peut voir que lorsque l'aimantation est en précession, l'aimantation diminue dans l'axe de l'aimantation statique z_m , augmente dans le plan (x_m, y_m) et oscillera dans les axes x_m et y_m . Par la nature anisotrope des effets magnéto-optiques présentée plutôt, on peut les exploiter pour détecter cette précession qui est maximisée lorsque le système est en résonance magnétique, ce qui nous permet de faire de la résonance magnétique détectée par effets magnéto-optiques (MODMR).

2.3.5 Effets magnéto-optiques dynamiques

Les effets magnéto-optiques introduits plus tôt ont été décrits quantiquement [62], [63] en considérant l'Hamiltonien d'un matériau bi-gyroélectrique, cette description prédit une diffusion spin-photon à un magnon pour les effets de premier ordre et à deux magnons pour les effets de deuxième ordre. Pour une aimantation statique, la diffusion est élastique, car les photons absorbés et réémis lors de l'interaction photon-magnon ont la même énergie. Le mécanisme est différent pour les effets de premier et deuxième ordre. Pour les effets de premier

ordre, un photon absorbé avec une polarisation sera réémis avec une polarisation tournée de 90° . Pour les effets de deuxième ordre, un photon polarisé linéairement sera réémis dans la même polarisation ou dans une polarisation perpendiculaire avec une probabilité différente.

Selon [62], [63], si on considère que l'aimantation est dynamique, des effets quantiques supplémentaires de nature inélastique prennent forme, c'est-à-dire que l'énergie du photon absorbé sera différente de celle du photon réémis. Cet effet est connu sous le nom de la diffusion Brillouin de la lumière (BLS) par magnon. Pour les effets de premier ordre, la diffusion inélastique d'un photon absorbé de polarisation linéaire sera émise avec une polarisation circulaire et un photon avec une polarisation circulaire sera réémis avec une polarisation linéaire. Les transitions de type Stokes correspondraient aux ondes circulaires droites et les transitions de type anti-Stokes aux ondes circulaires gauches. Pour les effets de deuxième ordre, un photon de polarisation linéaire absorbé sera réémis avec une polarisation linéaire lorsque le champ magnétique est perpendiculaire à la propagation et circulaire lorsque le champ magnétique est parallèle à la propagation de la lumière. L'état précis de la polarisation des photons réémis est plus complexe et ne sera pas détaillé ici.

2.4 Revue de littérature

Comme mentionné à la section 1.2 de l'introduction, la cavité magnéto-optique est une idée qui a été surtout étudiée dans la littérature avec des matériaux peu sensibles pour étudier des propriétés physiques ou faire de la magnétométrie. Cependant, très peu se sont intéressés à utiliser cette cavité magnéto-optique avec des matériaux ayant une forte réponse magnéto-optique, tels que plusieurs ferromagnétiques et ferrimagnétiques. La résonance ferromagnétique a également été mesurée magnéto-optiquement à plusieurs reprises, mais la méthode de la cavité magnéto-optique appliquée à un matériau ferromagnétique pour mesurer sa résonance a été peu étudiée. Seuls quelques chercheurs se sont intéressés au sujet, sans toutefois le décrire et l'étudier en détail. Dans cette section une revue de littérature sera faite pour couvrir les travaux sur l'amplification des effets magnéto-optiques à l'aide d'une cavité optique, la mesure magnéto-optique de la résonance magnétique, les quelques recherches combinant ces deux derniers et finalement une courte revue sur la transduction entre les photons optiques et micro-ondes, cette dernière étant une application envisageable pour le système MODMR avec la cavité magnéto-optique. Ces travaux sont la source du choix du sujet de ce mémoire et sur lesquels plusieurs idées ont été inspirées.

2.4.1 Cavité magnéto-optique pour la magnétométrie magnéto-optique

Comme expliqué à la section 2.3.3, une propriété avantageuse des effets magnéto-optiques est leur non-réciprocité pour les effets de premier ordre et réciprocité des effets de deuxième ordre qui permettent d’amplifier ceux-ci avec une cavité optique. Des chercheurs ont commencé à étudier ce phénomène il y a déjà plusieurs années. Dans l’article de Rosenberg [64], il a été étudié théoriquement et expérimentalement l’ajout d’un matériau produisant un effet Faraday. Les auteurs ont étudié la relation entre la largeur de bande de la cavité résonante et l’amplification possible de la rotation Faraday et ont dérivé le produit de la largeur de bande avec la rotation Faraday, qui est indépendante de la longueur de la cavité et des pertes optiques par absorption. Ils montrent donc qu’il y a un compromis entre l’intervalle de longueurs d’onde pouvant avoir leur rotation Faraday amplifier et l’amplitude de cette amplification. Similairement dans l’article [18], ils ont étudié l’amplification des effets magnéto-optiques, mais avec un point de vue différent, ils se sont plutôt intéressés à exploiter l’amplification de l’effet Faraday de l’air comme un senseur de champ magnétique AC. En exploitant un détecteur autobalanc  et un séparateur de polarisation de faisceau, ils ont obtenu une sensibilité de $0.754 \text{ nanorad}/\sqrt{\text{Hz}}$ et ont estimé une sensibilité de $10 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans le cas d’un senseur de champ magnétique AC.

Ensuite, avec une approche théorique, les auteurs de l’article [65] ont étudié plus en profondeur et de manière plus générale la manière dont plusieurs types de perturbation de la polarisation par anisotropie se comportent dans une cavité Fabry-Pérot. Ils commencent par énoncer un cadre théorique général pour la transmission de la cavité pour la polarisation en x et en y permettant d’obtenir toute l’information nécessaire pour décrire l’état de l’onde transmise, cependant, leur modélisation est limitée pour le cas de petites anisotropies de cavité et des miroirs, pour la limite des miroirs à haute réflectivité et les pertes par absorption ne sont pas considérés. Les auteurs ont ensuite utilisé leur modèle théorique pour différents types d’anisotropies de cavité : la biréfringence circulaire et linéaire de manière réciproque et non réciproque. Ces quatre cas ont été étudiés et il y a été montré qu’il est possible de rendre un élément réciproque non réciproque et un élément non réciproque réciproque en introduisant un élément non réciproque sur chaque côté de cet élément. Ils ont ensuite étudié l’intervalle de sensibilité de l’interféromètre, c’est-à-dire pour quelles valeurs de l’anisotropie de la cavité qui affecte le plus la transmission en x et en y et que l’ajout d’un champ magnétique DC permet d’optimiser cette sensibilité. Avec leur méthode et leurs conditions expérimentales, la sensibilité de leur spectromètre est estimée à $90 \text{ picorads}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une sensibilité optimale théorique estimée à $10 \text{ femtorads}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Il existe une autre manière d'amplifier les effets magnéto-optiques en exploitant un comportement non linéaire de l'effet Faraday, cet effet est aussi connu sous le nom de l'effet Macaluso-Corbino [66]. Cet effet consiste à exploiter des transmissions optiques de résonances de certains matériaux pour amplifier la biréfringence magnétique. Ce phénomène prend forme sous trois différents mécanismes : l'effet de la structure Bennett, les effets cohérents et la conversion d'alignement à orientation [67]. La méthode se montre très sensible, par exemple, en utilisant du gaz de rubidium, des chercheurs ont estimé que la sensibilité pourrait atteindre $0.3 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans un régime à bas champ [68] et en considérant la limite du *shot noise*.

2.4.2 Résonance magnétique détectée magnéto-optiquement

Les effets magnéto-optiques de premier ordre tel que l'effet Faraday et Kerr sont largement utilisés pour étudier des phénomènes de résonance magnétique. Premièrement, comparé à la spectroscopie par absorption, l'effet Kerr offre une technique très sensible pour les matériaux ferromagnétiques qui sont très réfléchissants dans le visible et l'infrarouge. En plus d'offrir une bonne sensibilité, l'ODMR par effet Kerr offre une très bonne résolution spatiale d'une fraction de micron permettant de faire de l'imagerie des modes magnétostatiques lors de la résonance ferromagnétique [69] et permet aussi d'étudier l'évolution temporelle avec une résolution dans les picosecondes [70]. Des techniques purement optiques exploitent aussi l'effet Kerr résolu temporellement avec une technique *pump probe* qui excite des ondes de spins avec le laser pulsé de pompe (*pump*) par l'effet Seebeck de spin et mesure leur évolution avec le deuxième pulse de mesure (*probe*) en variant le temps entre ceux-ci [71], [72]. Cette technique permet de discriminer efficacement entre les spins inclinés et les multidomains [73]. La résolution spatiale avantageuse permet également d'étudier des matériaux comme les ondes de spin des nanofils ferromagnétiques [74]. De plus, l'effet Kerr se montre utile pour mesurer les processus Suhl non linéaires dans les ferromagnétiques grâce à la mesure directe de l'aimantation permettant de mesurer l'angle de précession de la résonance [75]. De manière similaire, la technique de l'effet Faraday résolu temporellement est aussi utilisée, elle peut se montrer utile dans le cas d'un matériau très transparent, mais la résolution spatiale est réduite, étant donné que le faisceau n'interagit plus uniquement avec les moments magnétiques de surface. Des chercheurs ont exploité cette méthode pour mesurer optiquement la résonance magnétique nucléaire du GaAs [76]. La méthode permet de mesurer de manière très sensible la polarisation nucléaire permettant de distinguer le *splitting* quadripolaire dans les kilohertz, selon les auteurs, une technique impossible par photoluminescence. Des cristaux de CrBr_3 [77] et de YIG [78], [79], [80] ont aussi été utilisés pour mesure magnéto-optiquement la résonance ferromagnétique par leur grande constante de Verdet.

Montages utilisés pour le MODMR

D'une approche plus pratique, plusieurs articles proposent des montages expérimentaux pour faire du MODMR. Étant donné que la résonance magnétique va naturellement moduler les effets magnéto-optiques à la fréquence de précession, il est nécessaire d'avoir des équipements de détection optique pour mesurer le signal avec un temps de réponse assez rapide. Ces photodétecteurs sont très dispendieux et complexifient l'amplification du signal. Plusieurs techniques existent pour contourner cette limitation. Pour illustrer ceux-ci, considérons un montage de détection de l'effet Kerr composé d'un laser polarisé, un matériau magnéto-optique aimanté, un polariseur (ou un séparateur de polarisation) et un photodétecteur.

Dans le cas où les effets de premier ordre sont dominants, une première technique décrite par la référence [81] est réalisée en se mettant dans la configuration où le plan d'incidence est perpendiculaire à l'aimantation. Un polariseur est placé de manière à éliminer la transmission en l'absence de micro-ondes. Si la polarisation est linéaire en l'absence de micro-ondes, le polariseur est à 90° de l'orientation de la polarisation. Lorsque les micro-ondes sont absorbés par le matériau, la précession va rendre les effets magnéto-optiques de premier ordre non nul et ils seront modulés à la fréquence des micro-ondes. La valeur moyenne quadratique du signal modulé à la fréquence micro-onde est mesurée par le détecteur sous forme d'un signal DC. La puissance optique mesurée par le détecteur est donc proportionnelle à la variation de l'amplitude de l'aimantation dynamique dans la direction de propagation de la lumière. En modulant la puissance micro-onde, on va donc moduler à la même fréquence la puissance mesurée par le photodétecteur. La configuration transversale est préférable à celle longitudinale, car elle maximise la variation de l'amplitude de l'aimantation dynamique dans la direction de propagation de la lumière alors que la configuration transversale la minimise. La deuxième méthode proposée par la référence [81] se place dans la configuration longitudinale, c'est-à-dire le plan d'incidence parallèle à l'aimantation statique. Dans cette configuration, la précession de l'aimantation ne modulera plus le signal dans le temps, le signal dépendra de la puissance micro-onde, plus la précession est forte, moins la projection de l'aimantation sur la direction de propagation de la lumière sera grande. Comme dit plus tôt, cette variation est très faible dans la configuration longitudinale, mais en exploitant l'anisotropie magnétique prononcée des couches minces utilisées, la précession de l'aimantation est accentuée dans la direction du plan de cette couche mince et grandement réduite dans la direction normal au plan. Par ce fait, il est possible de se placer dans la configuration longitudinale et tout de même mesurer un signal significatif. Par cette anisotropie, le signal optique sera modulé légèrement à la fréquence micro-onde, mais en modulant la puissance des micro-ondes, la partie DC du signal optique sera elle aussi modulée et dominera la modulation du signal pour

être ensuite démodulée indépendamment. La première méthode est plus avantageuse dans le sens que la configuration utilisée offre une plus grande variation d'aimantation mesurable, mais la sensibilité de l'analyseur est à son minimum, alors que pour la deuxième méthode la sensibilité de l'analyseur peut être maximisée sans nécessairement trop réduire la variation de l'aimantation mesurable. Cependant, cette deuxième méthode est performante seulement dans le cas d'une couche mince.

Un autre montage est décrit à la référence [82] qui permet de mesurer la résonance magnétique à la fois avec l'effet Faraday et l'effet Kerr simultanément. Les deux mesures se font par réflexion, donc pour l'effet Faraday, le matériau est transparent et le faisceau parcourt un aller-retour dans le matériau. La configuration Voigt est utilisée pour la mesure de l'effet Faraday et l'effet Kerr, puisqu'il s'agit de la configuration maximisant la variation d'aimantation dans la direction de la propagation de la lumière pour les effets de premier ordre. Pour analyser le signal, un séparateur de polarisation de faisceau, *polarizing beam splitter* (PBS) est utilisé pour récupérer la totalité de l'information sur la polarisation du signal. Aux détecteurs, le signal est modulé à la fréquence micro-onde de la résonance magnétique, cette modulation est très rapide et difficile à démoduler avec un système de détection ordinaire. Pour surmonter ce problème, les auteurs utilisent un modulateur électro-optique pour moduler la puissance du laser à la fréquence micro-onde, cette modulation permet de créer une harmonique à plus basse fréquence facilement démodulable et qui permet d'obtenir l'information sur la phase du signal.

2.4.3 Résonance magnétique avec détection par cavité magnéto-optique

Le prochain montage MODMR décrit sera celui de la référence [79], ce montage est particulièrement intéressant puisqu'il exploite la cavité optique résonante d'une sphère de grenat de fer d'yttrium (YIG) pour mesurer la résonance magnétique. Le montage est en transmission avec l'utilisation de fibres optiques pour guider la lumière et la cavité optique est formée par l'interférence causée par le changement de médium optique de la fibre optique à l'air, à la sphère de YIG et de nouveau à l'air et à la prochaine fibre optique. L'état de polarisation n'est pas mesuré, seulement la variation de l'intensité transmise est mesurée pour détecter la résonance magnétique. Dans un autre article, les auteurs ont modifié le montage en y ajoutant des contrôleurs de polarisation, des séparateurs de polarisation de faisceau, des détecteurs différentiels et une deuxième source laser [80]. Ces ajouts leur ont permis d'étudier plus précisément l'état de la polarisation et l'intensité de l'onde transmise de la cavité en fonction de la longueur d'onde, plus précisément le comportement des bandes Stokes et anti-Stokes causé par les effets magnéto-optiques inélastiques introduits plutôt dans la section 2.3.5. Ils

observent que les états de polarisation des deux bandes sont orthogonaux et ils décrivent comment ceux-ci évoluent selon l'état de résonance magnétique de la sphère de YIG.

MODMR avec modes à ondes de galerie (*whispering-gallery waves*)

Un autre phénomène intéressant proposé par les références [83], [84] avec les sphères de YIG est la possibilité d'exploiter un mode résonant de la cavité formée par les modes à ondes de galerie *whispering-gallery waves*, des ondes se propageant par réflexion totale interne sur la surface d'un diélectrique avec une surface concave, tel qu'une sphère de YIG. Cette cavité se comporte de manière très similaire à la cavité magnéto-optique présentée plutôt, mais possède déjà deux familles de modes optiques non magnétiques, correspondant aux polarisations TE (tangentielles) et TM (radiales), déterminées par les conditions aux limites à la surface de la sphère. Ces deux modes proviennent des conditions frontières à l'interface de la sphère. En la présence d'une aimantation non nulle, ces deux modes seront modifiés par les effets magnéto-optiques, mais principalement par les effets de deuxième ordre, car les effets de premier ordre sont dominés par la biréfringence non magnétique des *whispering-gallery waves*. Les mêmes auteurs ont utilisé le concept des *whispering-gallery waves* de la sphère de YIG pour produire un état de résonance triple qui apparaît lorsque la fréquence des magnons coïncide avec l'écart entre deux modes optiques [85], [86]. Ils ont aussi montré que la diffusion Brillouin de la lumière réfléchi de la cavité suit une règle de sélection entre Stokes et anti-Stokes selon la polarisation du mode optique impliqué, une caractéristique avantageuse pour un transducteur. Dans un article précédent par les mêmes auteurs [85], uniquement le mode uniforme a été étudié, mais par la suite, des études ont aussi été réalisées sur d'autres modes magnétostatiques [87], [88], [89]. La diffusion Brillouin de la lumière (BLS) par magnon a également été exploitée par plusieurs autres chercheurs pour étudier la résonance magnétique, entre autres, l'article [90] performe une technique BLS permettant de mesurer le fort couplage des photons micro-ondes avec les magnons d'un film de YIG en résonance.

2.4.4 Transducteur entre les micro-ondes et les ondes optiques

Dans un sens général, un transducteur est un instrument permettant de convertir une forme d'énergie en un autre. Dans le cadre d'un transducteur micro-onde à optique, l'énergie provenant d'une source micro-onde est transformée en énergie optique et l'inverse pour un transducteur optique à micro-onde. Il existe plusieurs manières de faire ces transformations telles que les ensembles atomiques, les systèmes optoélectros mécaniques ainsi que les systèmes électro-optiques et magnéto-optiques [35]. Les ensembles atomiques sont une manière d'exploiter des transitions énergétiques dans les micro-ondes et dans les fréquences optiques du

même matériau tel que des ions terre rare [91], [92] ou des atomes neutres [93]. Les systèmes optoélectros mécaniques exploitent un couplage entre un résonateur électrique et optique par un résonateur mécanique pouvant offrir une transduction bidirectionnelle micro-onde optique, par exemple, un circuit RLC couplé à une cavité Fabry-Pérot par une membrane de nitrure de silicium [94] ou avec l'intermédiaire d'un piézo-électrique [95]. Avec les effets électro-optiques et magnéto-optiques, tel qu'introduit plutôt dans ce chapitre, il est possible de moduler un faisceau optique avec des micro-ondes en considérant une permittivité électrique dépendante du champ électrique ou du champ magnétique. Ces effets permettent de faire une transduction de micro-ondes à optique assez efficacement, surtout pour les effets électro-optiques [96], mais avec les effets magnéto-optiques, il est possible de faire une conversion bidirectionnelle avec un transducteur magnonique [78]. Par une analyse théorique de la performance et la faisabilité, [91] propose un transducteur exploitant un terre rare faisant partie du cristal au lieu du dopant. À très basse température ($< 1\text{K}$), certains de ces matériaux ont des modes magnoniques, ce qui permet de combiner les avantages magnoniques des ferromagnétiques et des transitions optiques des ions terre rare. Les auteurs proposent de placer un tel matériau de forme sphérique à l'intérieur d'une cavité micro-onde et une cavité optique, la cavité optique ayant une largeur spectrale libre égale à la fréquence de résonance des micro-ondes.

Étant étroitement lié au sujet principal de ce mémoire, le transducteur magnonique de la référence [78] est un transducteur de micro-ondes à ondes optiques fonctionnant à l'aide de l'effet Faraday. La précession de l'aimantation par les micro-ondes module la polarisation de l'onde optique, ceci résulte en une modulation de l'intensité du faisceau optique à la fréquence micro-onde après avoir passé par l'analyseur. Les auteurs ont reproduit l'expérience MODMR avec une sphère de YIG (0.75 mm de diamètre) dans une cavité micro-onde et un laser 1550 nm en transmission du YIG, mesuré par un polariseur et une photodiode ultrarapide. Pour ce qui est du transducteur optique à micro-ondes, la conversion est basée sur un effet opto-magnétique, plus spécifiquement l'effet Faraday inverse. L'effet Faraday inverse est l'effet d'induire une aimantation à partir d'un champ électrique, différent de l'effet Seebeck de spin qui induit une aimantation par un gradient de température, on peut retrouver plus d'information sur la manipulation magnétique à partir de photon optique à la référence [97]. Pour cette transduction, le champ électrique du faisceau laser induira des magnons qui se désexciteront en photons micro-ondes. Souvent, l'effet Faraday inverse est produit à l'aide d'un pulse laser [98], mais pour un transducteur, l'utilisation de pulse laser est moins d'intérêt. Les auteurs ont donc exploité une méthode distincte : deux lasers continus, cohérents en phase et de polarisation perpendiculaire pour remplacer le pulse laser. Pour arriver à une transduction, les deux lasers continus doivent avoir une différence de fréquence égale du mode

de Kittel excité lors du fort couplage entre les magnons et les micro-ondes par la conservation de l'énergie. Considérant ces deux lasers cohérents, perpendiculaires et de fréquence légèrement différente, la polarisation de l'onde résultante est légèrement elliptique. Donc, par la conservation de l'énergie et du moment cinétique, la création et l'annihilation des magnons sont possibles. Les magnons ayant une quantité de mouvement nulle, les deux faisceaux laser doivent être en co-propagation pour assurer la conservation de la quantité de mouvement des photons et magnons. Pour cette expérience, les auteurs ont trouvé un taux de conversion maximal de photon de 10^{-10} à cause du très bas taux de couplage entre les photons optiques et les magnons. Selon les auteurs, en exploitant les *whispering-gallery modes* de la sphère ferrimagnétique, le taux de conversion pourrait aller jusqu'à 10^{-3} . Ils proposent aussi d'utiliser un matériau possédant des propriétés magnéto-optiques plus performantes. Le taux de couplage pourrait aussi être amélioré en incorporant le concept de triple résonance [85] qui exploite aussi les ondes à modes de galeries pour faire la conversion entre les photons optiques et les magnons. Alternativement, l'exploitation de la cavité magnéto-optique pourrait aussi être une option intéressante pour amplifier l'interaction magnéto-optique et augmenter le taux de couplage.

Finalement, à la référence [99], des chercheurs ont développé une méthode complètement optique du contrôle et de la lecture ultra rapide de l'aimantation d'une sphère de YIG en fort couplage photon-magnon. Le contrôle de l'aimantation est fait à partir d'un laser pulsé produisant un peigne de fréquence possédant une harmonique à la fréquence de Larmor. La lecture de l'état de la polarisation est faite à l'aide d'un laser infrarouge en mesurant l'effet Faraday. Cette méthode se démarque des méthodes de contrôle optique de l'aimantation à l'aide de pulse ultrarapide, celles-ci focalisant plutôt sur l'étude transitoire de l'aimantation sans permettre un contrôle du système dans un état stationnaire [97], [100], [101]. Ce couplage pourrait permettre d'exploiter le long temps de cohérence du YIG pour conserver l'information quantique d'un qubit supraconducteur couplé à celui-ci et même de lire et contrôler ce qubit à partir de photon optique. Le couplage d'un qubit supraconducteur avec des magnons a été possible par l'entremise de l'excitation d'un photon virtuel dans une cavité micro-onde exploitant des matériaux ferromagnétiques pour générer des magnons par une excitation collective des spins [102], [103], [104], [105], [106] avec le YIG étant un choix populaire étant donné son haut temps de cohérence, autant pour une sphère [107], [108], [109], [110], [111], [112], [113] que pour des substrats et des couches [114], [115], [116], [117], [118], [119], [120], [121].

2.5 Conclusion

Ce chapitre présente les fondements théoriques nécessaires pour comprendre le principe de l'amplification de la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique à l'aide d'une cavité optique. Il débute par une explication de la résonance magnétique, suivie de la description de deux types de mesures optiques de cette résonance : la méthode microscopique, exploitant directement les transitions électroniques, et la méthode macroscopique, fondée sur les effets magnéto-optiques. Cette dernière, qui constitue le cœur de ce mémoire, est décrite plus en détail, en particulier l'effet Faraday, l'effet Voigt, le dichroïsme magnétique et l'effet Kerr magnéto-optique. Les aspects de réciprocity des effets magnéto-optiques sont ensuite abordés, ces derniers étant au centre du principe d'amplification par cavité optique. La méthode de mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique est ensuite décrite, avant d'introduire brièvement les effets magnéto-optiques dynamiques.

La section suivante constitue une revue de littérature portant directement sur les travaux ayant inspiré ce mémoire, ceux qui sont les plus étroitement liés. Plus précisément, elle passe en revue les recherches sur l'amplification des effets magnéto-optiques par cavité optique, appliquées à la magnétométrie, à la mesure de la résonance magnétique, ainsi que les différents montages expérimentaux utilisés. Elle se poursuit avec l'analyse de deux articles issus d'un groupe de recherche ayant combiné cavité magnéto-optique et résonance ferromagnétique. Ensuite, la méthode des ondes de galerie est introduite comme une alternative prometteuse à la cavité de type Fabry-Pérot. Enfin, une revue sur la transduction est présentée, avec un accent particulier sur la transduction optique-micro-ondes à l'aide de magnons. Le prochain chapitre présentera une description plus quantitative et détaillée de la théorie des effets magnéto-optiques et de la résonance ferromagnétique.

CHAPITRE 3 THÉORIE DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DÉTECTÉE MAGNÉTO-OPTIQUEMENT

Au chapitre 2, la résonance magnétique détectée par effets magnéto-optiques (MODMR) a été introduite de manière qualitative avec quelques équations afin de permettre au lecteur de comprendre les principes physiques de base. Une description quantitative plus en profondeur des effets magnéto-optiques et de la résonance magnétique est faite dans ce chapitre. Premièrement, la biréfringence magnéto-optique sera décrite à partir des équations de Maxwell pour le cas d'une onde plane dans un matériau magnétique. Pour mettre ces derniers résultats en application, une méthode pour modéliser le comportement d'une onde plane dans un matériau magnéto-optique multicouche est présentée. Ensuite, l'équation de l'aimantation dynamique de Landau–Lifshitz–Gilbert est résolue dans le cas simple de la résonance ferromagnétique. Finalement, on montre comment combiner le système de coordonnées utilisé pour la modélisation magnéto-optique avec celui de la modélisation de la résonance magnétique.

3.1 Théorie de la biréfringence magnéto-optique d'un matériau magnétique

Pour dériver la biréfringence magnéto-optique, on débute en posant la solution de l'équation d'onde électromagnétique d'une onde plane tel que

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \quad \text{et} \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}. \quad (3.1)$$

Cette solution satisfait les équations de Maxwell couplées

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\overset{\leftrightarrow}{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \nabla \times \mathbf{H} = \overset{\leftrightarrow}{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.2)$$

dans le cas où on considère que la charge électrique nette du matériau et la densité de courant sont nulles, où \mathbf{E} est le vecteur du champ électrique et \mathbf{H} le champ magnétique, \mathbf{k} est le vecteur d'onde, \mathbf{r} est le vecteur de propagation dans l'espace, ω est la fréquence angulaire et t le temps. Dans la troisième et quatrième équation de (3.2), on fait intervenir le tenseur de permittivité $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ et de perméabilité $\overset{\leftrightarrow}{\mu}$ qui sont définis par l'induction électrique $\mathbf{D} = \overset{\leftrightarrow}{\epsilon} \mathbf{E}$ et le flux magnétique $\mathbf{B} = \overset{\leftrightarrow}{\mu} \mathbf{H}$. Ces tenseurs 3x3 permettent de décrire le comportement macroscopique du champ électrique et magnétique dans un matériau quelconque. Si l'on

substitue, l'onde plane (3.1) dans les équations (3.2), on obtient les équations

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0, \quad \mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \vec{\mu} \mathbf{H} \quad \text{et} \quad \mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \vec{\epsilon} \mathbf{E}. \quad (3.3)$$

Les deux premières équations de (3.3) montrent que la direction de propagation est perpendiculaire au champ électrique et magnétique de l'onde. De manière plus intéressante, la troisième et quatrième équation de (3.3) peuvent être combinées pour obtenir

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = -\omega^2 \vec{\mu} \vec{\epsilon} \mathbf{E}, \quad (3.4)$$

ce qui mène à la relation de dispersion pour une onde plane. Cette relation s'obtient en réécrivant l'équation (3.4) sous la forme d'un système linéaire $\mathbf{M}\mathbf{E} = 0$, où \mathbf{M} est une matrice 3×3 dépendant de \mathbf{k} , ω , $\vec{\mu}$ et $\vec{\epsilon}$. Une solution non triviale pour \mathbf{E} existe uniquement si $\det(\mathbf{M}) = 0$, ce qui définit la condition de dispersion. Dans la région spectrale du visible et de l'infrarouge proche, le terme d'interaction magnétique est négligeable et se réduit à $\vec{\mu} = \mu_0$. Afin de simplifier la notation, on peut remplacer le vecteur \mathbf{k} par son équivalent en indice vectoriel complexe $\mathbf{n}\omega/c$, cela permet d'éliminer la variable ω et μ_0 et de transformer (3.4) sous la forme

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) = -\frac{\vec{\epsilon}}{\epsilon_0} \mathbf{E}. \quad (3.5)$$

Les effets magnéto-optiques prennent forme en considérant que le tenseur $\vec{\epsilon}$ dépend de l'aimantation du matériau, on le définit avec la convention d'Einstein à partir d'une expansion de Taylor telle que

$$\epsilon_{ij}/\epsilon_0 = \epsilon_{ij}^0 + K_{ijk}m_k + G_{ijkl}m_k m_l + \dots \quad (3.6)$$

où ϵ_{ij} sont les composantes du tenseur de permittivité $\vec{\epsilon}/\epsilon_0$ de rang 2. ϵ_{ij}^0 sont les composantes du tenseur de rang 2 correspondant au tenseur de permittivité relative en l'absence d'aimantation, K_{ijk} les composantes d'un tenseur de rang 3 et G_{ijkl} les composantes d'un tenseur de rang 4, K_{ijk} et G_{ijkl} sont complexe et sans unité, car $m_{kl} = M_{kl}/M_s$ sont les composantes du vecteur d'aimantation sur l'aimantation à saturation du matériau. Les autres termes de l'expansion de Taylor sont négligés. Considérant la symétrie par renversement du temps et la réversibilité microscopique, la relation d'Onsager permet d'éliminer plusieurs termes des composantes K_{ijk} et G_{ijkl} [48]. Pour une symétrie cubique, seulement $K_{x,y,z}$, G_{xxxx} et G_{xyyy} sont non nuls [122]. Afin de se tenir à la notation préférable proposée par R. Atkinson et P. H. Lissberger [123], nous allons poser $K_{x,y,z} = Q = Q' + iQ''$ ainsi que $b_1 = G_{xyyy}$ et $b_2 = G_{xxxx}$ où $b_1 = b'_1 + ib''_1$ et $b_2 = b'_2 + ib''_2$. Le tenseur de rang 2 est le tenseur de permittivité d'un

matériau isotrope non magnétique, il s'exprime comme

$$\vec{\epsilon}_0 = \epsilon_0 N^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.7)$$

où $N = N' + iN''$ est l'indice de réfraction complexe du matériau non aimanté. Nous considérons le matériau isotrope à la base, car les matériaux naturellement anisotropes possèdent des effets magnéto-optiques négligeables par rapport à leur biréfringence naturelle [124]. Considérant un cristal de symétrie cubique, on obtient les tenseurs pour les termes de premiers et de deuxième ordre [122] tel que

$$\vec{\epsilon}_1 = \epsilon_0 N^2 iQ \begin{bmatrix} 0 & -m_z & m_y \\ m_z & 0 & -m_x \\ -m_y & m_x & 0 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

et

$$\vec{\epsilon}_2 = \epsilon_0 N^2 \begin{bmatrix} b_2 m_x^2 + b_1 (m_y^2 + m_z^2) & \frac{b_2 - b_1}{2} m_x m_y & \frac{b_2 - b_1}{2} m_x m_z \\ \frac{b_2 - b_1}{2} m_x m_y & b_2 m_y^2 + b_1 (m_x^2 + m_z^2) & \frac{b_2 - b_1}{2} m_y m_z \\ \frac{b_2 - b_1}{2} m_x m_z & \frac{b_2 - b_1}{2} m_y m_z & b_2 m_z^2 + b_1 (m_x^2 + m_y^2) \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Le tenseur magnéto-optique sera donc la somme des tenseurs de terme d'ordre zéro, un et deux. Considérant que $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$, il suffit de résoudre l'équation (3.5) en y insérant le tenseur magnéto-optique complet pour trouver la relation de dispersion. La solution est trouvée en annulant le déterminant

$$\det \left(\begin{bmatrix} -n_y^2 - n_z^2 & n_x n_y & n_x n_z \\ n_y n_x & -n_x^2 - n_z^2 & n_y n_z \\ n_z n_x & n_z n_y & -n_x^2 - n_y^2 \end{bmatrix} + \frac{1}{\epsilon_0} (\vec{\epsilon}_0 + \vec{\epsilon}_1 + \vec{\epsilon}_2) \right) = 0. \quad (3.10)$$

Sans perte de généralité, la direction de la propagation est posée vers les z avec une aimantation quelconque et l'équation (3.10) devient

$$\det \left(\begin{bmatrix} -n^2 & 0 & 0 \\ 0 & -n^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \frac{1}{\epsilon_0} (\vec{\epsilon}_0 + \vec{\epsilon}_1 + \vec{\epsilon}_2) \right) = 0. \quad (3.11)$$

La résolution pour ce cas générale reste quand même très complexe analytiquement. Il est

donc pratique d'aborder la résolution en considérant deux cas spécifiques : la configuration Faraday ($m_x, m_y \approx 0$) et la configuration Voigt ($m_z \approx 0$). Afin de simplifier la résolution, le vecteur \mathbf{m} est exprimé en coordonnées sphériques telles que $m_x = m \sin(\theta) \cos(\phi)$, $m_y = m \sin(\theta) \sin(\phi)$, $m_z = m \cos(\theta)$ et $m = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2}$ tel qu'illustré à la figure 3.1.

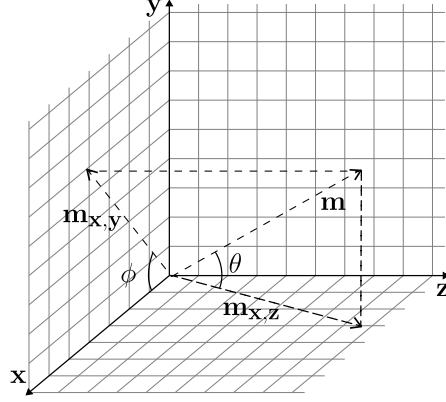


FIGURE 3.1 Système d'angles des coordonnées sphériques du vecteur \mathbf{m} , \mathbf{m}_{xy} est la projection de \mathbf{m} sur le plan (x, y) .

3.1.1 Configuration Faraday

Pour la configuration Faraday, considérons que θ est très près de 0, tel que $m_x = m_y = 0$. Le tenseur magnéto-optique complet devient

$$\vec{\epsilon}_{\text{Fara}} = \epsilon_0 N^2 \begin{bmatrix} 1 + b_1 m^2 \cos^2 \theta & -iQm \cos \theta & 0 \\ iQm \cos \theta & 1 + b_1 m^2 \cos^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 + b_2 m^2 \cos^2 \theta \end{bmatrix}. \quad (3.12)$$

En résolvant l'équation (3.11), on trouve que les valeurs propres sont

$$\frac{n_{\pm}^2}{N^2} = 1 \pm Qm \cos \theta + b_1 m^2 \cos^2 \theta \quad (3.13)$$

avec les deux valeurs propres distinguées par le \pm associés aux vecteurs propres

$$E_x = \mp i E_y \quad \text{et} \quad E_z = 0, \quad (3.14)$$

qui représente les ondes circulaires droite et gauche. On définit donc que la valeur propre n_+ est associée au vecteur propre \mathbf{E}_+ , une onde circulaire droite et la valeur propre n_- sont associées au vecteur propre \mathbf{E}_- , une onde circulaire gauche. On peut aussi remarquer que

seul le terme Q ajoute une biréfringence, b_1 n'ajoute aucune biréfringence additionnelle et change plutôt l'indice de réfraction isotrope du matériau. En considérant que $Q, b_1 \ll 1$, la biréfringence de la configuration Faraday peut être approximée comme

$$n_+ - n_- \approx NQm \cos \theta. \quad (3.15)$$

3.1.2 Configuration Voigt

Pour la configuration Voigt, on considère le cas où l'angle θ se rapproche très près de $\pi/2$ tel que $m_z = m_y = 0$. Le tenseur magnéto-optique complet devient

$$\vec{\epsilon}_{\text{Voigt}} = \epsilon_0 N^2 \begin{bmatrix} 1 + b_2 m^2 \cos^2 \phi & 0 & 0 \\ 0 & 1 + b_1 m^2 \cos^2 \phi & -iQm \cos \phi \\ 0 & iQm \cos \phi & 1 + b_1 m^2 \cos^2 \phi \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

où l'angle ϕ est très petit. En résolvant l'équation (3.11), on trouve que les valeurs propres sont

$$\frac{n_{\parallel}^2}{N^2} = 1 + b_2 m^2 \cos^2 \phi \quad \text{et} \quad \frac{n_{\perp}^2}{N^2} = 1 + b_1 m^2 \cos^2 \phi - \frac{Q^2 m^2 \cos^2 \phi}{b_1 m^2 \cos^2 \phi + 1}. \quad (3.17)$$

On voit donc que le tenseur de premier ordre induit un effet de deuxième ordre, par le terme en Q^2 . Le vecteur propre de $\frac{n_{\parallel}^2}{N^2}$ est une onde de polarisation linéaire dans la direction de l'aimantation telle que $E_x = 1$, $E_y = 0$ et $E_z = 0$. Le vecteur propre de $\frac{n_{\perp}^2}{N^2}$ est l'onde qui respecte la condition

$$E_y = i \frac{E_z (b_1 m^2 \cos^2 \phi + 1)}{Qm \cos \phi} \quad \text{et} \quad E_x = 0, \quad \text{si} \quad Q, b_1, m \cos \phi \neq 0 \quad (3.18)$$

qui est une onde elliptique dans le plan (y, z) . Considérant que $Qm \ll 1$, ce vecteur propre tend vers une onde de polarisation linéaire perpendiculaire à l'aimantation, ie. $E_x = E_z = 0$ et sa valeur propre tend vers

$$\frac{n_{\perp}^2}{N^2} = 1 + b_1 m^2 \cos^2 \phi. \quad (3.19)$$

Le tenseur d'ordre deux va donc avoir comme effet d'ajouter une biréfringence de

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = \sqrt{1 + b_2 m^2 \cos^2 \phi} - \sqrt{1 + b_1 m^2 \cos^2 \phi - \frac{Q^2 m^2 \cos^2 \phi}{b_1 m^2 \cos^2 \phi + 1}} \quad (3.20)$$

dans la configuration Voigt. Si le matériau possède des constantes b_1 et b_2 telles que $|b_2 - b_1| \gg Q^2$ et que $b_2, b_1 \ll 1$, on peut approximer la biréfringence comme

$$n_{\parallel} - n_{\perp} \approx \frac{1}{2} N (b_2 - b_1) m^2 \cos^2 \phi. \quad (3.21)$$

Les effets de deuxième ordre du tenseur de deuxième ordre sont les effets dominant dans la configuration Voigt. Plusieurs matériaux, comme le YIG et d'autres grenats ferrimagnétiques et le borate de fer possède une constante b_1 et b_2 significative [58], [59], [60], [125].

3.1.3 Configuration arbitraire

Comme mentionné plus tôt, la résolution des valeurs propres et vecteurs propres pour une aimantation arbitraire considérant le tenseur magnéto-optique d'ordre zéro, un et deux est très lourd algébriquement. Cependant, il est possible de les dériver si on considère que $b_1 = b_2 = 0$ ou que $Q = 0$ dans le tenseur de permittivité. Commençons par considérer le cas où le tenseur de deuxième ordre est négligeable tel que

$$\vec{\epsilon}_{0,1} = \begin{bmatrix} 1 & -iQm \cos(\theta) & iQm \sin(\theta) \sin(\phi) \\ iQm \cos(\theta) & 1 & -iQm \sin(\theta) \cos(\phi) \\ -iQm \sin(\theta) \sin(\phi) & iQm \sin(\theta) \cos(\phi) & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.22)$$

On peut résoudre l'équation (3.11) avec ce tenseur pour obtenir les valeurs propres

$$\frac{n_{\pm}^2}{N^2} = 1 + \frac{-(Qm)^2 \sin^2 \theta \pm (Qm) \sqrt{(Qm)^2 \sin^4 \theta + 4 \cos^2 \theta}}{2}. \quad (3.23)$$

Les valeurs propres sont indépendantes de l'angle ϕ , car le système possède une symétrie cylindrique autour de l'axe de propagation z . Si on considère le fer, un matériau possédant une très grande interaction magnéto-optique, son coefficient magnéto-optique Q est de $-(0.0376 + 0.0066i)$ à une longueur d'onde de 632 nm [126]. Alternativement, pour un matériau plus transparent possédant une très haute constant de verdet tel que le Ce :YIG peut atteindre $V = 4700 - 1400i$ °/cm à saturation à 525 nm, c'est-à-dire environ $Q = 0.0058 - 0.0017i$ [127]. On peut donc conclure que $Q^2 \ll Q$ sera toujours vrai et si $Qm \sin^2 \theta \ll 2 \cos \theta$, les valeurs propres sont ceux de la configuration Faraday calculées plutôt de

$$\frac{n_{\pm}^2}{N^2} = 1 \pm Qm \cos \theta, \quad (3.24)$$

avec les mêmes vecteurs propres, les ondes circulaires droites et gauches. Cette approximation est toujours vraie sauf si l'angle θ se rapproche très près de $\pi/2$, c'est-à-dire lorsque le système est dans la configuration Voigt. Donc si le tenseur de deuxième ordre est négligeable, les valeurs et vecteurs propres de la configuration Faraday modélisent très bien le système, peu importe l'angle θ .

Finalement, regardons le cas où le tenseur de premier ordre est négligeable et que l'aimantation est dans le plan (x, z) tel que

$$\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}_{0,2} = \begin{bmatrix} 1 + b_1 m_z^2 + b_2 m_x^2 & 0 & \frac{b_2 - b_1}{2} m_z m_x \\ 0 & 1 + b_1 (m_z^2 + m_x^2) & 0 \\ \frac{b_2 - b_1}{2} m_z m_x & 0 & 1 + b_1 m_x^2 + b_2 m_z^2 \end{bmatrix}. \quad (3.25)$$

Les deux valeurs propres sont

$$\frac{n_+^2}{N^2} = \frac{3m_x^2 m_z^2 (b_1^2 + b_2^2) + 4b_2 (m_x^2 + m_z^2) + 2b_1 b_2 (2m_x^4 + m_x^2 m_z^2 + 2m_z^4) + 4b_1 (m_x^2 + m_z^2) + 4}{4(b_1 m_x^2 + b_2 m_z^2 + 1)} \quad (3.26)$$

et

$$\frac{n_-^2}{N^2} = b_1 (m_x^2 + m_z^2) + 1. \quad (3.27)$$

On obtient les mêmes valeurs propres en considérant le plan (y, z) , mais avec bien sûr m_x substitué par m_y . Si $b_1 = b_2$, il y a été trouvé que dans la configuration Voigt le tenseur d'ordre deux n'induit aucune biréfringence. On peut montrer que c'est aussi le cas pour une aimantation arbitraire, c'est-à-dire que les deux valeurs propres sont toujours égales si $b_1 = b_2$ et $Q = 0$ pour toutes les configurations. Dans le cas où b_1 et b_2 sont significativement différents, tant que m_x n'est pas négligeable, peu importe la valeur de m_z , la biréfringence est significative. En prenant la différence des racines de l'équation (3.26) et de (3.27), la contribution de m_z à la biréfringence est petite lorsque comparée à celle de m_x , mais elle n'est pas négligeable. Si $m_z = m_x$, on commet une erreur jusqu'à 43% avec l'équation (3.17) par rapport aux équations (3.26) et (3.27).

Pour conclure l'étude des valeurs propres pour la configuration Faraday et Voigt, voici les différentes possibilités :

1. Si $\frac{1}{2}N(b_2 - b_1)m^2 \cos^2 \phi \ll NQm \cos \theta$, les modes propres sont décrits par ceux de la configuration Faraday (3.13).
2. Si $\frac{1}{2}N(b_2 - b_1)m^2 \cos^2 \phi \gg NQm \cos \theta$, les modes propres sont décrits par ceux de la configuration Voigt (3.17).

3. Si $b_2 - b_1$ est significatif et que l'aimantation $m_{x,y}$ et m_z sont significatifs, les modes propres de la configuration Faraday (3.13) et ceux du tenseur d'ordre 2 (3.26) et (3.27) doivent être considérés.

3.2 Formalisme de la modélisation magnéto-optique multicouche

Depuis que Yeh [128] a développé un formalisme de matrice de transfert pour les milieux anisotropes multicouches, plusieurs autres formalismes ont été développés à partir de sa méthode. Parmi ceux-ci, Zak [126], [129], [130] a développé un formalisme permettant de modéliser les effets magnéto-optiques de premier ordre pour la réflexion et la transmission avec une direction du faisceau et de l'aimantation arbitraire dans un système multicouche à partir de la biréfringence des matériaux. La méthode repose sur la dérivation des matrices d'interface \mathbf{A}_Z et de propagation \mathbf{T}_Z , l'indice Z est ajouté pour distinguer les matrices de la méthode de Zak aux autres matrices qui seront présentées dans ce chapitre. La matrice \mathbf{A}_Z est dérivée en résolvant l'équation d'une onde plane pour une interface entre deux matériaux différents tout en considérant la biréfringence circulaire, plus de détails sur la dérivation de ces matrices sont donnés à l'annexe A avec leur définition. Il est possible de représenter n'importe quel système de m couches en définissant une matrice

$$\mathbf{M}_Z = \mathbf{A}_{z0}^{-1} \prod_{i=1}^m \mathbf{A}_{zi} \mathbf{T}_{zi} \mathbf{A}_{zi}^{-1} \mathbf{A}_{zf} \quad (3.28)$$

tel que

$$\mathbf{P}_{Zi} = \mathbf{M}_Z \mathbf{P}_{Zf} \quad (3.29)$$

où les indices 0 et f correspondent au matériau initial et final, et les indices i représentent les couches intermédiaires. Le vecteur $\mathbf{P}_{Zi} = (E_{is}^{(i)}, E_{ip}^{(i)}, E_{is}^{(r)}, E_{ip}^{(r)})$ est le vecteur des champs électriques pour l'onde transmise et réfléchie où s et p sont les indices pour les ondes de polarisation perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence. On veut visualiser la méthode pour un système à 4 interfaces avec les angles d'incidence δ à la figure 3.2.

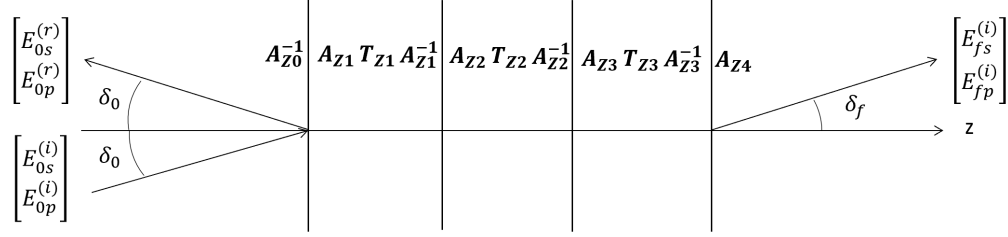


FIGURE 3.2 Application de la méthode de matrice de transfert de Zak pour un système à 4 interfaces avec les angles d'incidence δ illustrant l'onde incidente, réfléchie et transmise.

La matrice \mathbf{M}_Z contient toute l'information nécessaire pour dériver les coefficients de Fresnel magnéto-optiques et modéliser un système d'une complexité arbitraire. On pose la matrice \mathbf{M}_Z comme 4 matrices 2×2 tel que

$$\mathbf{M}_Z = \begin{bmatrix} \mathbf{G}_Z & \mathbf{H}_Z \\ \mathbf{I}_Z & \mathbf{J}_Z \end{bmatrix}. \quad (3.30)$$

Les sous-matrices \mathbf{G}_Z et \mathbf{I}_Z sont composées des coefficients de Fresnel

$$\mathbf{G}_Z^{-1} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{I}_Z \mathbf{G}_Z^{-1} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

Les sous-matrices \mathbf{H}_Z et \mathbf{J}_Z n'ont pas de sens physique puisqu'il n'existe pas d'onde réfléchie dans le matériau final du système multicouche. À l'aide de ces coefficients, on peut trouver l'état du champ électrique de l'onde réfléchie ou transmise

$$\begin{bmatrix} E_{0s}^{(r)} \\ E_{0p}^{(r)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0s}^{(i)} \\ E_{0p}^{(i)} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} E_{fs}^{(i)} \\ E_{fp}^{(i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0s}^{(i)} \\ E_{0p}^{(i)} \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

respectivement, où E_0 est l'onde se propageant dans le premier matériau du système et E_f est l'onde se propageant dans le matériau final du système. Les indices (r) et (i) sont pour l'onde réfléchie et incident (transmise). On peut alors trouver l'angle d'orientation ($\theta_{F,K}$) et d'ellipticité ($\varepsilon_{F,K}$) de l'onde avec les relations [131], [132], [133]

$$\tan(2\theta_{F,K}) = \frac{2 \operatorname{Re} \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right)}{1 - \left| \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right) \right|^2}, \quad \sin(2\varepsilon_{F,K}) = \frac{2 \operatorname{Im} \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right)}{1 + \left| \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right) \right|^2} \quad (3.33)$$

où $\theta_{F,K}$ et $\varepsilon_{F,K}$ sont entre -45° et 45° . L'indice F sera utilisé pour l'étude de l'onde transmise, tel que l'expérience de l'effet Faraday et K pour l'onde réfléchie, telle que l'expérience de

l'effet Kerr. La signification géométrique de θ et ϵ est illustrée à la figure 3.3. L'angle $\theta_{F,K}$ sera toujours spécifié avec l'indice F ou K pour éviter de le confondre avec l'angle θ qui définit l'angle entre le vecteur d'aimantation et l'axe des z . Une ellipticité de $\pm 45^\circ$ correspond à une onde polarisée circulairement, une ellipticité de 0° correspond à une onde polarisée linéairement, sinon la polarisation est elliptique. Les équations (3.33) sont définies pour qu'une ellipticité positive soit associée à une onde polarisée dans le sens horaire (*right hand polarized*) et une ellipticité négative pour une onde polarisée dans le sens antihoraire (*left hand polarized*). Étant donné que $\theta_{F,K}$ et $\epsilon_{F,K}$ sont entre -45° et 45° , un angle supérieur à 45° ou inférieur à -45° signifie une continuation de la rotation, de manière à ce qu'une orientation de 50° est équivalente à -40° . Dans tous les cas si l'angle augmente, le sens est antihoraire et si l'angle diminue, le sens est horaire.

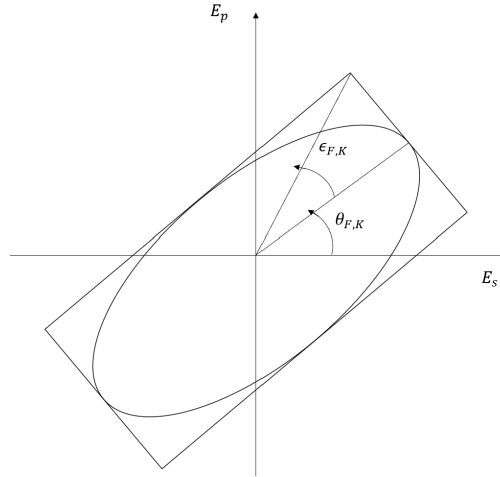


FIGURE 3.3 Définition des angles d'orientation ($\theta_{F,K}$) et d'ellipticité ($\epsilon_{F,K}$) avec les axes des champs électriques perpendiculaires (E_s) et parallèles (E_p). La direction de propagation de l'onde est dans la page et est perpendiculaire au champ s et p .

Modélisation des effets magnéto-optiques avec le formalisme de Jones

Le formalisme de la modélisation magnéto-optique multicouche permet de trouver comment la polarisation et l'intensité de l'onde réfléchiée et transmise seront modifiées sachant l'onde incidente et la biréfringence magnétique de chaque matériau. Bien que cette méthode est très générale, la forme matricielle 4×4 est peu pratique pour trouver des résultats analytiques de systèmes ayant plus d'une couche. De plus, avec cette approche basée uniquement sur la biréfringence, les indices de réfraction et l'épaisseur des couches, il est compliqué d'ajouter des éléments optiques complexes tels que des miroirs. En réalité, un miroir diélectrique est fait à partir de l'interférence de plusieurs couches minces diélectriques et fonctionne uniquement

pour un intervalle de fréquence bien précise. Afin de nous éviter la modélisation complète d'un miroir diélectrique pour chaque réflectivité, le formalisme de Jones peut être utilisé. Le formalisme de Jones est une méthode matricielle, les vecteurs de Jones représentant l'état du champ électrique d'une onde plane à angle d'incidence nulle et les matrices de Jones étant des matrices de transformation appliquées sur ces vecteurs. Pour utiliser ce formalisme, l'effet de chaque élément du montage sur l'onde optique doit être connu en termes de rotation de l'orientation et de l'ellipticité de la polarisation et en termes de l'intensité transmise et réfléchi. Donc, si on utilise le formalisme de Zak pour trouver la transformation causée par la biréfringence de chaque élément du montage, le formalisme de Jones peut ensuite être utilisé pour modéliser le système complet de manière plus simple et pratique. Le système est modélisé tel que le champ électrique de l'onde transmise ou réfléchi est

$$\mathbf{E}^{\text{out}} = \mathbf{M}\mathbf{E}^{\text{in}} \quad (3.34)$$

où \mathbf{M} est la matrice de transformation définie différemment pour l'onde transmise et l'onde réfléchi du système. \mathbf{E}^{in} est l'onde incidente et \mathbf{E}^{out} est l'onde réfléchi ou transmise dépendamment de la définition de \mathbf{M} . Pour définir la matrice \mathbf{M} , voici quelques matrices utiles. La matrice

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \cos^2(\theta_{\text{PBS}}) & \cos(\theta_{\text{PBS}})\sin(\theta_{\text{PBS}}) \\ \cos(\theta_{\text{PBS}})\sin(\theta_{\text{PBS}}) & \sin^2(\theta_{\text{PBS}}) \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

est la matrice pour modéliser un polariseur. L'angle θ_{PBS} représentant l'angle d'un séparateur de polarisation de faisceau par rapport à l'axe de propagation agissant comme polariseur. Pour un séparateur de polarisation, les deux polarisations sont extraites en utilisant cette matrice pour l'angle θ_{PBS} et $\theta_{\text{PBS}} + 90^\circ$. Les matrices

$$\mathbf{T}_i = \begin{bmatrix} t_i & 0 \\ 0 & t_i \end{bmatrix} \text{ et } \mathbf{R}_i = \begin{bmatrix} r_i & 0 \\ 0 & r_i \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

avec $i = 1, 2$ sont les matrices de transmission et de réflexion. On peut aussi définir une matrice de propagation \mathbf{A}^+ et \mathbf{A}^- pour l'aller et le retour dans un matériau. Dans le cas de l'effet Faraday, les matrices sont

$$\mathbf{A}^+ = \mathbf{A}^- = \begin{bmatrix} \cos \theta_{F_0} & -\sin \theta_{F_0} \\ \sin \theta_{F_0} & \cos \theta_{F_0} \end{bmatrix}, \quad (3.37)$$

où F_0 est la rotation de l'orientation de la polarisation après que l'onde ait traversé à travers tout le matériau. Les deux sont égaux du à la non-réciprocité de l'effet Faraday. Alternativement, un effet arbitraire entre les miroirs incluant les effets magnéto-optiques de deuxième

ordre, soit la biréfringence magnétique linéaire et les effets absorbants anisotropes tels que le dichroïsme circulaire et linéaire ou bien une combinaison de ceux-ci peuvent être modélisés, il suffit de remplacer les matrices \mathbf{A}^\pm par leurs matrices de Jones correspondantes. Une fois la matrice \mathbf{M} définie, on peut déduire l'intensité à l'aide de

$$I = \mathbf{E}^{\text{out}\dagger} \cdot \mathbf{E}^{\text{out}} \quad (3.38)$$

et l'état de la polarisation avec les équations (3.33).

3.3 Théorie de l'aimantation dynamique d'un ferromagnétique simple

Contrairement aux sections précédentes de ce chapitre où les ondes électromagnétiques optiques étaient considérées, ici on s'intéresse plutôt aux ondes électromagnétiques micro-ondes. Le but de cette section est de présenter les équations permettant de modéliser le paramètre $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ ou, alternativement, les angles θ et ϕ qui décrivent l'angle du vecteur d'aimantation en présence de micro-onde. Commençons par introduire brièvement les matériaux magnétiques, qui seront les matériaux d'intérêt pour ce travail. Les matériaux tels que les ferromagnétiques et les ferrimagnétiques sont des matériaux possédant une forte perméabilité magnétique qui peuvent être aimantés de manière permanente, c'est-à-dire posséder une aimantation sans champ magnétique externe. Dans les ferromagnétiques, les atomes forment des moments magnétiques parallèles entre eux formant ainsi des domaines magnétiques dans le matériau. Pour les ferrimagnétiques, les atomes forment des moments magnétiques antiparallèles, mais plus intenses dans une direction que l'autre, ce qui résulte en une aimantation effective dans une seule direction et des domaines magnétiques peuvent aussi se former [134].

3.3.1 Équation du mouvement de l'aimantation

Lorsqu'un échantillon ferromagnétique ou ferrimagnétique isotrope est soumis à un champ magnétique statique interne \mathbf{H}^{dc} , les domaines magnétiques commencent à s'aligner tels que la somme des moments magnétiques n'est plus nulle. On définit l'aimantation \mathbf{M} comme la somme des moments magnétiques divisés par le volume de l'échantillon. Un couplage entre cette aimantation et le champ magnétique d'une onde électromagnétique provoque une précession de l'aimantation. Pour la fréquence adéquate de l'onde, le phénomène de résonance ferromagnétique se produit. Afin d'étudier ce phénomène, Landau, Lifshitz et Gilbert ont proposé l'équation du mouvement de l'aimantation [135]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{M} \times \left(-\gamma \mu_0 \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M_s} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right), \quad (3.39)$$

où \mathbf{H} est le vecteur du champ magnétique interne, γ le ratio gyromagnétique de l'électron et α un terme de perte sans unité. Le champ magnétique interne et l'aimantation peuvent être séparés en une partie statique et une partie dynamique tels que $\mathbf{M} = \mathbf{M}^{\text{dc}} + \tilde{\mathbf{m}}$ et $\mathbf{H} = \mathbf{H}^{\text{dc}} + \tilde{\mathbf{h}}$. Il est aussi assumé que l'aimantation est à saturation telle que $|\mathbf{M}| = M_s$ pour trois raisons. (1) En pratique, l'échantillon est très souvent aimanté à saturation afin d'uniformiser l'aimantation de chaque domaine magnétique et ainsi d'assurer une fréquence de résonance constante pour tous ces domaines magnétiques. La fréquence de résonance de l'échantillon sera mieux définie et donc mesurée avec une plus grande résolution. (2) L'aimantation à saturation est un paramètre mesurable indépendamment de la résonance magnétique, ce qui permet plus aisément caractérisé et calibrer le montage. (3) Travailler à saturation permet de rendre les mesures plus facilement reproductibles avec un état magnétique mieux défini. Après avoir séparé la partie statique et dynamique de l'aimantation et du champ magnétique, on pose que $\tilde{\mathbf{m}}$ et $\tilde{\mathbf{h}}$ suivent un mouvement harmonique et prennent la forme $e^{i\omega t}$ où $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire micro-onde. Après toutes ces considérations, l'équation (3.39) devient

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}^{\text{dc}}}{dt} + i\omega\tilde{\mathbf{m}} = \mathbf{M}^{\text{dc}} \times \left(-\gamma\mu_0\mathbf{H}^{\text{dc}} + \frac{\alpha}{M_s} \frac{d\mathbf{M}^{\text{dc}}}{dt} \right) + \mathbf{M}^{\text{dc}} \times \left(-\gamma\mu_0\tilde{\mathbf{h}} + \frac{i\omega\alpha}{M_s} \tilde{\mathbf{m}} \right) \\ + \tilde{\mathbf{m}} \times \left(-\gamma\mu_0\mathbf{H}^{\text{dc}} + \frac{\alpha}{M_s} \frac{d\mathbf{M}^{\text{dc}}}{dt} \right) + \tilde{\mathbf{m}} \times \left(-\gamma\mu_0\tilde{\mathbf{h}} + \frac{i\omega\alpha}{M_s} \tilde{\mathbf{m}} \right). \end{aligned} \quad (3.40)$$

L'équation (3.40) est non linéaire et afin de la linéariser, on fait l'approximation que $\mathbf{H}^{\text{dc}} \gg \tilde{\mathbf{h}}$ et $\mathbf{M}^{\text{dc}} \gg \tilde{\mathbf{m}}$, une approximation très raisonnable en pratique. Ces approximations permettent de considérer que l'aimantation et le champ statique interne sont constants et parallèles tels que $\frac{d\mathbf{M}^{\text{dc}}}{dt} = 0$ et $\mathbf{H}^{\text{dc}} \times \mathbf{M}^{\text{dc}} = 0$ et que le produit du champ et de l'aimantation dynamique est négligeable c'est-à-dire que $\tilde{\mathbf{m}} \times \tilde{\mathbf{h}} = 0$, car $\tilde{\mathbf{m}}$ et $\tilde{\mathbf{h}}$ sont petits. Après ces simplifications, on obtient l'équation linéaire

$$i\omega\tilde{\mathbf{m}} + \gamma\mu_0\tilde{\mathbf{m}} \times \mathbf{H}^{\text{dc}} + \frac{i\alpha\omega}{M_s} \tilde{\mathbf{m}} \times \mathbf{M}^{\text{dc}} = -\gamma\mu_0\mathbf{H}^{\text{dc}} \times \tilde{\mathbf{h}}. \quad (3.41)$$

Pour résoudre cette équation, on pose que l'aimantation statique est dans la direction des z_m et est à saturation telle que $\mathbf{M}^{\text{dc}} = M_s\hat{\mathbf{z}}_m$. Il est maintenant possible de résoudre trois équations linéaires pour la variable inconnue $\tilde{\mathbf{m}}$ avec la relation

$$\tilde{\mathbf{m}} = \chi\tilde{\mathbf{h}}, \quad (3.42)$$

le tenseur de susceptibilité prend la forme

$$\boldsymbol{\chi} = \begin{bmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (3.43)$$

où $\chi = \chi' - i\chi''$ et $\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a$. Les expressions des termes réels et imaginaires sont définis comme

$$\chi' = \frac{1}{D}\omega_M\omega_H (\omega_H^2 - (1 - \alpha^2)\omega^2), \quad (3.44a)$$

$$\chi'' = \frac{1}{D}\alpha\omega_M\omega (\omega_H^2 + (1 + \alpha^2)\omega^2), \quad (3.44b)$$

$$\chi'_a = \frac{1}{D}\omega_M\omega (\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2), \quad (3.44c)$$

$$\chi''_a = \frac{1}{D}2\alpha\omega_M\omega_H\omega^2 \quad \text{et} \quad (3.44d)$$

$$\chi_{\parallel} = \frac{i\alpha\omega_M}{\omega - i\alpha(\omega_H + i\alpha\omega)}, \quad (3.44e)$$

où $D = (\omega_H^2 - \omega^2(1 + \alpha^2))^2 + 4\omega_H^2\omega^2\alpha^2$, $\omega_M = \gamma\mu_0 M_s$ et $\omega_H = \gamma\mu_0 H^{\text{dc}}$. À partir des équations (3.44), pour chaque composant de $\tilde{\mathbf{m}}$, on peut retrouver l'amplitude $\sqrt{\tilde{m}_i \tilde{m}_i^*}$ et la phase $\arctan(\text{Im}(\tilde{m}_i)/\text{Re}(\tilde{m}_i))$ de l'aimantation dynamique selon la fréquence micro-onde, le champ \mathbf{H}^{dc} , $\tilde{\mathbf{h}}$ et la constante α . Le tenseur (3.43) possède une forme antisymétrique similaire au tenseur magnéto-optique de premier ordre de la section 3.1. Cette similarité provient du fait qu'il est aussi possible de diagonaliser le tenseur (3.43) avec la base des ondes circulaires droites et gauches. Si nous posons un nouveau vecteur de $\tilde{\mathbf{h}}$ et $\tilde{\mathbf{m}}$ dans une base de polarisation circulaire telle que $\tilde{\mathbf{h}} = \tilde{h}_+ \hat{\mathbf{e}}_+ + \tilde{h}_- \hat{\mathbf{e}}_-$ et $\tilde{\mathbf{m}} = \tilde{m}_+ \hat{\mathbf{e}}_+ + \tilde{m}_- \hat{\mathbf{e}}_-$, où $\hat{\mathbf{e}}_+$ et $\hat{\mathbf{e}}_-$ sont les vecteurs unitaires des modes circulairement vers la gauche et la droite respectivement. Pour simplifier, la composante en z_m de $\tilde{\mathbf{h}}$ et $\tilde{\mathbf{m}}$ est considérée nulle. La transformation se fait à l'aide des relations

$$\tilde{h}_{\pm} = \tilde{h}_{x_m} \pm i\tilde{h}_{y_m} \quad \text{et} \quad \tilde{m}_{\pm} = \tilde{m}_{x_m} \pm i\tilde{m}_{y_m}. \quad (3.45)$$

En utilisant les relations (3.45) et le tenseur (3.43), le tenseur devient

$$\boldsymbol{\chi}_{\pm} = \begin{bmatrix} \chi_+ & 0 & 0 \\ 0 & \chi_- & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (3.46)$$

$$\text{où } \chi_{\pm} = \chi \pm \chi_a = \frac{\omega_M}{\omega_H \mp \omega + i\alpha\omega}. \quad (3.47)$$

Il peut être montré que seule la partie χ_+ participe à définir la résonance du système [135] et que sa partie imaginaire suit une Lorentzienne. L'onde circulaire gauche est celle qui interagit avec le mouvement de précession circulaire de l'aimantation. En trouvant le maximum de χ_+ et en négligeant les termes en α^4 , on trouve que la condition de résonance avec perte est

$$\omega_{\text{res}} = \frac{\omega_H}{1 + \alpha^2}. \quad (3.48)$$

En substituant la condition de résonance (3.48) dans les équations (3.44) et en négligeant les termes en α^4 , on obtient les expressions

$$\chi'_{\text{res}} = \frac{3\omega_M}{4\omega_H}, \quad \chi''_{\text{res}} = \frac{\omega_M}{2\alpha\omega_H}, \quad \chi'_{a,\text{res}} = \frac{\omega_M}{4\omega_H} \quad \text{et} \quad \chi''_{a,\text{res}} = \frac{\omega_M}{2\alpha\omega_H}, \quad (3.49)$$

où χ'_{res} et $\chi'_{a,\text{res}}$ sont inférieurs à 1 et χ''_{res} et $\chi''_{a,\text{res}}$ sont beaucoup plus grands que 1, puisque $H^{\text{dc}} > M_s$ et $\alpha \ll 1$. En considérant que seulement le terme d'absorption α contribue à l'élargissement du mode de résonance, la largeur à mi-hauteur du mode est

$$\Delta\omega = 2\alpha\omega \quad \text{ou} \quad \Delta H = \frac{2\alpha\omega}{\mu_0\gamma}. \quad (3.50)$$

À l'aide des équations (3.49) et (3.50), on peut comprendre que plus le terme de perte α est grand, plus le pic de résonance sera petit avec une plus grande largeur à mi-hauteur. Donc, plus α est grand, moins le matériau ferromagnétique absorbera les micro-ondes à résonance et aura un impact majeur sur l'amplitude de l'angle de précession de l'aimantation dynamique.

3.3.2 Précession de l'aimantation pour un ellipsoïde

La relation (3.42) avec le tenseur (3.43) nécessite la connaissance du champ statique et dynamique interne dans l'échantillon. Les champs internes sont très souvent différents des champs externes principalement à cause du champ de désaimantation causé par l'anisotropie de forme. Il existe aussi plusieurs autres sources d'anisotropie telles que l'anisotropie cristalline, l'anisotropie de surface, l'anisotropie magnétoélastique, etc. Pour l'anisotropie de forme, le champ de désaimantation statique peut être négligeable pour une tige mince et une couche mince avec un champ dans l'axe longitudinal ainsi que pour un toroïdal avec un champ dans la direction toroïdale [136], par contre, la partie dynamique de l'aimantation subira tout de même l'effet du champ de désaimantation. Dans tous les cas, il faut considérer le champ de désaimantation. On peut redéfinir le champ magnétique vu par l'échantillon tel que

$$\mathbf{H}^{\text{dc}} = \mathbf{H}_e^{\text{dc}} - \mathbf{NM}^{\text{dc}} \quad \text{et} \quad \tilde{\mathbf{h}} = \tilde{\mathbf{h}}_e - \mathbf{N}\tilde{\mathbf{m}}, \quad (3.51)$$

où \mathbf{N} est le tenseur de désaimantation symétrique de rang 2 de l'anisotropie de forme, \mathbf{H}_e^{dc} est le champ statique extérieur de l'échantillon et $\tilde{\mathbf{h}}_e$ le champ dynamique extérieur. Ces relations sont uniquement valides lorsque le champ de désaimantation et le champ de l'aimantation dynamique sont uniformes dans l'espace, ce qui est le cas pour les ellipsoïdes excités au mode uniforme. Aussi, il est nécessaire que l'échantillon soit plus petit que la longueur d'onde afin que l'effet de peau soit négligeable. Le tenseur \mathbf{N} devient diagonal dans le cas où le champ statique \mathbf{H}^{dc} est dans la direction d'un des axes de l'ellipsoïde avec la propriété que N_x , N_y et N_z somment à 1. En considérant la définition du champ magnétique dynamique de l'équation (3.42) de droite et la relation (3.51), on retrouve facilement le tenseur de susceptibilité pour un champ externe tel que

$$\boldsymbol{\chi}_e^{-1} = \boldsymbol{\chi}^{-1} + \mathbf{N} \quad (3.52)$$

tel que $\tilde{\mathbf{m}} = \chi_e \tilde{\mathbf{h}}_e$. En résolvant l'équation (3.41) considérant le facteur de désaimantation, on peut retrouver la condition de résonance pour un ellipsoïde avec le champ dans la direction de l'un de ses axes, sans champ micro-ondes externe. Si on néglige les pertes, on trouve la condition

$$\omega_{0,\text{res}} = \gamma \sqrt{[\mathbf{H}_e^{\text{dc}} + (N_x - N_z) \mathbf{M}^{\text{dc}}] [\mathbf{H}_e^{\text{dc}} + (N_y - N_z) \mathbf{M}^{\text{dc}}]} \quad (3.53)$$

et sans négliger les pertes, on trouve la condition

$$\omega_{\text{res}} = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \sqrt{\omega_{0,\text{res}}^2 / \gamma^2 - \alpha^2 \frac{1}{4} (N_x + N_y)^2 \mathbf{M}^{\text{dc}2}} \quad (3.54)$$

qui permet de déduire expérimentalement les facteurs de désaimantation de l'échantillon en mesurant la fréquence de résonance pour différentes valeurs du champ statique externe.

3.3.3 Transformation des coordonnées du système magnétique au système optique

L'équation du mouvement de l'aimantation est communément résolue en posant l'aimantation statique dans la direction des z du système, afin d'être cohérente avec cette pratique, le système d'axe (x_m, y_m, z_m) sera le système d'axe pour les équations de l'aimantation dynamique. Ce système d'axe est illustré à la figure 3.4 est mis en relation par les angles θ_m et ϕ_m en coordonnées sphériques avec avec le système d'axe (x, y, z) , introduits plutôt à la figure 3.1 de la section 3.1. La figure 3.5 illustre un exemple de la représentation du vecteur d'aimantation dans le système d'axe magnéto-optique pour la configuration Voigt. Le système de coordonnées des vecteurs du champ magnétique et de l'aimantation statique sont posés comme étant dans la direction des z_m . Pour utiliser ce modèle dans les (x, y, z) de la

modélisation optique, on peut utiliser la transformation par la matrice Tr_m définie comme

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \phi_m & \cos \phi_m & 0 \\ -\cos \theta_m \cos \phi_m & -\cos \theta_m \sin \phi_m & \sin \theta_m \\ \sin \theta_m \cos \phi_m & \sin \theta_m \sin \phi_m & \cos \theta_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_m \\ y_m \\ z_m \end{bmatrix}, \quad (3.55)$$

où l'on considère que l'axe des x reste toujours dans le plan (x_m, y_m) . Il a été choisi de garder x dans le plan (x_m, y_m) afin de simplifier la transformation avec deux angles, donc l'aimantation statique sera toujours dans le plan (y, z) . Une fois la transformation appliquée sur \mathbf{M} pour obtenir $\mathbf{M}^{Tr_m} = Tr_m \mathbf{M}$, on peut alors trouver les angles θ et ϕ définis plus tôt à la figure 3.1 comme

$$\theta = \arccos \frac{M_z^{Tr_m}}{|\mathbf{M}^{Tr_m}|}, \quad \phi = \arctan \frac{M_y^{Tr_m}}{M_x^{Tr_m}} \quad (3.56)$$

et ainsi évaluer les matrices A et T pour l'aimantation adéquate ou de modéliser adéquatement la matrice de Jones d'anisotropie.

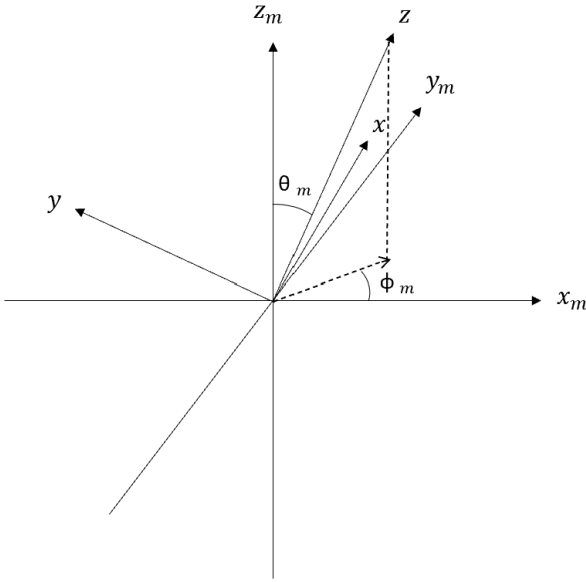


FIGURE 3.4 Définition des axes et angles pour la transformation de coordonnées. Les axes magnéto-optiques sont (x, y, z) et les axes magnétiques sont (x_m, y_m, z_m) . L'axe des z est aligné avec la direction de propagation de la lumière à angle d'incidence nul. L'axe x reste toujours dans le plan (x_m, y_m) .

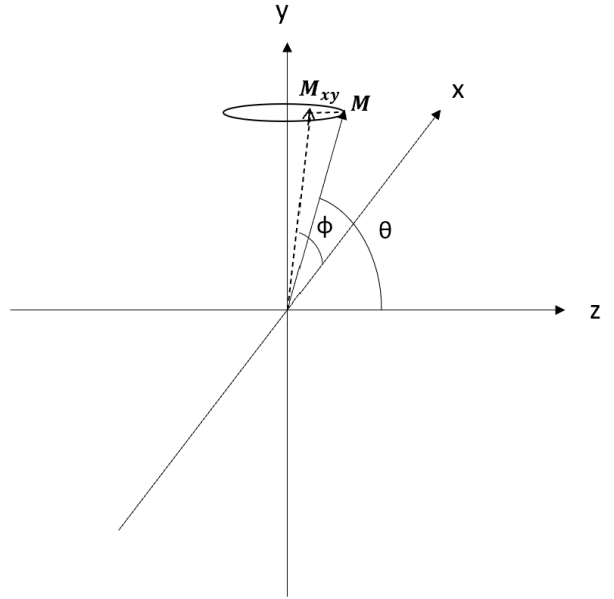


FIGURE 3.5 Vecteur d'aimantation dans le système d'axe magnéto-optique (x, y, z) lorsque \mathbf{H}^{dc} coïncide avec l'axe des y (configuration Voigt). \mathbf{M}_{xy} est la projection de \mathbf{M} sur le plan (x, y) .

3.4 Conclusion

Pour conclure, ce chapitre a dérivé les effets magnéto-optiques à partir des équations de Maxwell pour une onde plane, en utilisant un développement de Taylor d'ordre 2 du tenseur de permittivité en fonction de l'aimantation. À partir de ce tenseur, la biréfringence dans les configurations de Faraday et de Voigt a été décrite en détail. La biréfringence pour une configuration arbitraire a également été dérivée, séparément pour les effets du premier et du deuxième ordre. Ces dérivations n'ont pas été trouvées dans la littérature. Ensuite, le formalisme de matrice de transfert de Zak pour les effets magnéto-optiques du premier ordre est présenté, suivi de la méthode de la matrice de Jones. Ces méthodes permettent de modéliser un système magnéto-optique multicouche quelconque à partir de la biréfringence des matériaux, dérivé à partir de la théorie de la section précédente. La section suivante aborde la théorie de la susceptibilité magnétique lors de la résonance ferromagnétique. L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert est résolue dans son approximation linéaire, en incluant ensuite l'anisotropie de forme. Cette théorie permet de déterminer la forme du mode de résonance uniforme ainsi que sa condition de résonance. Il a été trouvé que la hauteur et la largeur à mi-hauteur du mode de résonance uniforme est inversement proportionnelle à la constante d'absorption micro-onde α du matériau. La section se termine en présentant la transformation de coordonnées nécessaire pour combiner la théorie magnéto-optique et la théorie de la résonance ferromagnétique.

CHAPITRE 4 MODÉLISATION DE LA RÉSONANCE MAGNÉTIQUE MESURÉE À L'AIDE DE LA CAVITÉ MAGNÉTO-OPTIQUE

Le chapitre 3 a permis de comprendre comment les effets magnéto-optiques génèrent une biréfringence magnétique et comment on peut prédire le comportement d'une onde plane interagissant avec un système magnéto-optique multicouche arbitraire. Ensuite, la théorie pour la résonance magnétique d'un ferromagnétique simple a été décrite. Le but de ce chapitre est d'utiliser les éléments décrits du chapitre 3 pour modéliser le comportement de la cavité magnéto-optique en ensuite pour le cas particulier où elle est utilisée pour mesurer la résonance ferromagnétique. Premièrement, la cavité magnéto-optique sera modélisée pour comprendre son comportement, déduire les grandeurs physiques les plus importantes pour sa conception ainsi que de déterminer ses performances possibles et ses limitations. Ensuite, la modélisation sera modifiée pour considérer la précession de l'aimantation causée par la résonance ferromagnétique du matériau intracavité pour modéliser la réponse de la cavité magnéto-optique pour la mesure de la résonance ferromagnétique.

4.1 Modélisation de la cavité magnéto-optique sans pertes optiques

Le formalisme nécessaire pour faire la modélisation d'une expérience magnéto-optique a été décrit à la section 3.2. Il y a été vu que le formalisme multicouche de Zak peut être utilisé pour trouver comment la biréfringence magnéto-optique du matériau, décrite par la constante complexe Q , affectera la polarisation et l'intensité lorsque l'onde traverse une interface ou se propage à travers un volume. Ensuite, une fois ces effets connus, le formalisme de Jones peut être utilisé pour faciliter l'ajout de composantes optiques isotropes, comme des miroirs, et de générer des solutions analytiques faciles à interpréter. Comme schématisé à la figure 4.1, la cavité magnéto-optique est formée d'un matériau intracavité magnéto-optique aimanté, entouré de deux interfaces où sont placés des miroirs, le tout entouré d'un matériau non aimanté, souvent de l'air. Sur cette figure, l'angle d'incidence est arbitraire et la polarisation de l'onde est définie avec la base (s, p) où s et p sont les indices pour les ondes de polarisation perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence. Pour étudier le système complet, on va d'abord étudier l'effet d'interface et de propagation de manière indépendante pour ensuite modéliser le système complet de la cavité magnéto-optique.

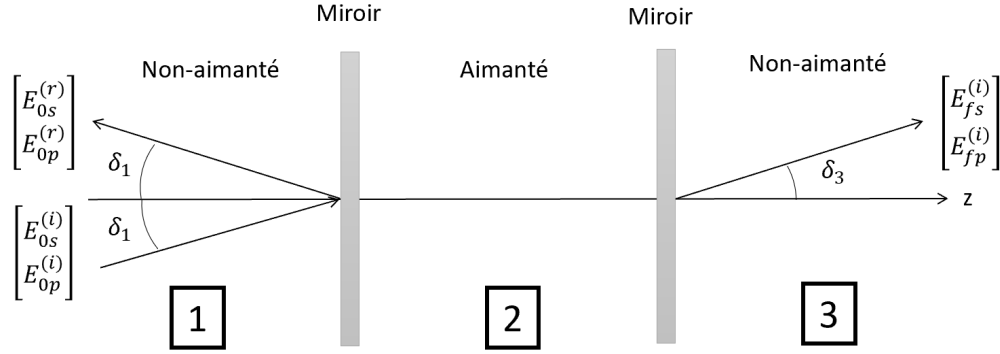


FIGURE 4.1 Schéma d'une cavité magnéto-optique : interfaces d'un matériau non aimanté 1 et 3 à un matériau aimanté 2 où l'onde incidente et réfléchie du matériau 1 et l'onde incidente du matériau 3 sont illustrées avec leur angle d'incidence δ correspondant. La polarisation de l'onde est définie avec la base (s, p) où s et p sont les indices pour les ondes de polarisation perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence

4.1.1 Effets magnéto-optiques d'interface

Commençons par étudier les effets magnéto-optiques pour une interface entre un matériau aimanté et non aimanté. En exploitant la méthode de matrice de transfert de la section 3.2, la matrice $\mathbf{M}_{\mathbf{z}}$ est simplement construite comme $\mathbf{M}_{\mathbf{z}} = \mathbf{A}_{\mathbf{z}_1}^{-1} \mathbf{A}_{\mathbf{z}_2}$ (voir équation (3.28)) pour une interface entre le matériau 1 étant non aimanté et le 2 étant aimanté. Le cas est schématisé à la figure 4.2.

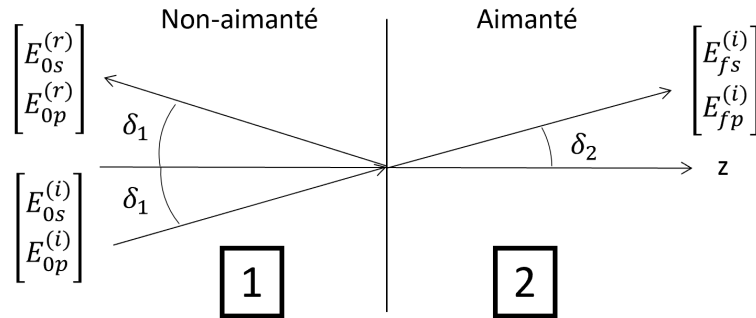


FIGURE 4.2 Schéma d'une interface entre le matériau 1 non aimanté d'indice de réfraction N_1 et un matériau aimanté 2 d'indice de réfraction N_2 où l'onde incidente et réfléchie du matériau 1 et l'onde incidente du matériau 2 sont illustrées avec leur angle d'incidence δ correspondant.

Pour trouver les coefficients de Fresnel, il suffit de calculer analytiquement la matrice $\mathbf{M}_{\mathbf{z}}$. Pour la dérivation avec un angle d'incidence et une aimantation arbitraire, isoler les coefficients de Fresnel devient algébriquement très lourd et de faible d'intérêt. Donc, seulement

le cas de l'angle d'incidence nul ($\delta = 0$) pour la configuration Faraday sera étudié ici. Les autres angles d'incidence n'ont pas d'intérêt pour le reste du chapitre puisque l'interférence dans une cavité optique est maximisée à angle d'incidence nul. À l'angle d'incidence nulle, les polarisations (s, p) sont indistinguables, nous allons donc la transformer dans la base (x, y) . Il est possible de simplifier significativement en considérant que Q^2 est très petit, une approximation validée à la section 3.1.3. Plus spécifiquement pour une interface, en dérivant algébriquement la matrice d'interface, la condition

$$N_2 - N_1 \gg \frac{N_2 Q_2^2 m_2^2}{4(N_1 + N_2)}, \quad (4.1)$$

où Q_2 est la constante magnéto-optique du matériau 2, m_2 est la composante l'aimantation normalisée vers les z du matériau 2, N_1 et N_2 sont les indices de réfraction complexes du matériau 1 et 2. La condition (4.1) est très souvent vraie si les deux matériaux sont différents et elle permet de simplifier la dérivation des équations Fresnel. Le calcul de ces coefficients a déjà été fait par Zak [130] pour le cas d'une interface non magnétique à magnétique et magnétique à non magnétique pour deux configurations de l'aimantation : polaire et longitudinale, ces équations sont données à l'annexe B. À l'aide de ces équations, on peut obtenir l'expression analytique de la polarisation de l'onde transmise et réfléchie de l'interface. En se posant à l'angle d'incidence nul et en faisant quelque approximation tel que la polarisation est près d'être linéaire vers les x et que l'effet de Qm est petit par rapport l'effet de l'indice de réfraction isotrope. L'expression pour la polarisation est

$$\theta_F + i\varepsilon_F \approx -\frac{N_1 N_2 Q_2 m_2}{N_1^2 - N_2^2} i - \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}} \quad (4.2)$$

pour l'onde réfléchie et

$$\theta_K + i\varepsilon_K \approx \frac{N_2 Q_2 m_2}{2(N_1 + N_2)} i + \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}} \quad (4.3)$$

pour l'onde transmise de l'interface. On rappelle que $\theta_{F,K}$ est la variable pour la rotation de l'orientation de la polarisation et que $\varepsilon_{F,K}$ est la variable pour la rotation de l'ellipticité de l'onde. La démarche pour obtenir ces équations est donnée à l'Annexe B. Autant pour la polarisation de l'onde réfléchie que celle transmise, si on suppose que la partie réelle de N est beaucoup plus grande que sa partie imaginaire, les équations (4.2) et (4.3) indiquent que la partie réelle de Q_2 fera varier l'ellipticité et la partie imaginaire de Q_2 fera tourner l'orientation de la polarisation par dichroïsme circulaire magnétique. Comme expliqué, à l'Annexe B, cette constatation est vraie, peu importe la polarisation de l'onde. Pour des matériaux diélectriques, on peut généralement admettre, pour certaines longueurs d'onde,

que la partie réelle de N est beaucoup plus grande que sa partie imaginaire, mais pour un matériau conducteur, ce n'est pas le cas et la partie réelle et imaginaire de Q_2 affectera l'orientation et l'ellipticité de l'onde. L'annexe B décrit aussi plus en détail l'effet d'une interface sur la polarisation.

4.1.2 Effets magnéto-optiques de propagation

Considérons maintenant le cas où l'onde initiale est déjà dans le matériau magnéto-optique et se propage à l'intérieur de celui-ci, sans interface. Ce phénomène est connu sous le nom de l'effet Faraday. Afin de dériver la formule classique de l'effet Faraday, on considère uniquement la matrice $\mathbf{M}_{\mathbf{z}}$ étant égal à la matrice de propagation $\mathbf{T}_{\mathbf{z}}$ telle que les interfaces sont ignorées. Ces matrices sont définies aux équations (3.28) et (A.13). Comme précédemment, on peut dériver une approximation de l'évolution de la polarisation de l'onde en passant à travers un matériau magnéto-optique pour un angle d'incidence nul à la configuration Faraday. Considérant que la rotation est petite ($\theta_F \ll 1$). L'expression est

$$\theta_F + i\varepsilon_F \approx -\frac{\pi}{\lambda}NQmd + \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}} \quad (4.4)$$

avec laquelle on peut déduire la formule de Verdet pour la rotation Faraday $\theta_F = Vmd$ où on pose la constante de Verdet comme $V = -\frac{\pi}{\lambda}NQ$ avec d étant l'épaisseur du matériau. Dans le régime où $\sigma_i = -\frac{\pi}{\lambda}NQmd \ll 1$ à l'équation B.12 et que $E_{1y}^{(i)} \ll E_{1x}^{(i)}$, la rotation de la polarisation sera décrite comme la partie réelle de (4.4) et la variation de l'ellipticité comme la partie imaginaire de (4.4). Dans le cas spécifique où les pertes isotropes sont faibles, c'est-à-dire que la partie imaginaire de N est petite, seule la partie réelle de Qm est responsable de la rotation Faraday. Si ce n'est pas le cas, la partie imaginaire de Qm participera à une variation de l'ellipticité par dichroïsme circulaire magnétique. Si le matériau est un métal et possède une grande partie imaginaire de N , l'ellipticité sera aussi affectée par la partie réelle de Qm . On peut remarquer que $\theta_F + i\varepsilon_F \approx 2\pi(n_- - n_+)d/\lambda$ à l'équation (3.15), tel que la variation de la polarisation est environ la moitié du déphasage anisotrope. L'équation (4.4) est aussi dérivée à l'Annexe B.

4.1.3 Comparaison de l'ordre de grandeur des effets magnéto-optiques entre l'interface et la propagation

Il est maintenant possible de comparer l'ordre de grandeur de l'effet Faraday et l'effet Kerr dans le but de trouver pour quelle épaisseur les effets de propagation sont de la même grandeur que ceux d'interfaces. Pour ce faire, comparons l'ordre de grandeur pour les trois équations

dérivées ci-dessus en considérant une onde de 1550 nm et du YIG ($N \simeq 2.22 + 6.02 \cdot 10^{-5}i$ [137], [138]) entouré d'air ($N = 1$). En égalisant les équations (4.2) et (4.3) des effets magnéto-optique d'interface avec l'équation (4.4) des effets magnéto-optique de propagation, on obtient

$$-\frac{\pi d}{\lambda} = \frac{N_1}{N_1^2 - N_2^2}, \quad (4.5)$$

en égalisant l'effet de propagation avec l'effet de transmission et

$$-\frac{\pi d}{\lambda} = \frac{1}{2(N_1 + N_2)}, \quad (4.6)$$

en égalisant l'effet de propagation avec l'effet de réflexion. En prenant la valeur absolue pour ignorer la différence de signe et en isolant l'épaisseur d , on obtient l'épaisseur

$$d = \left| -\frac{\lambda}{\pi} \frac{N_1}{N_1^2 - N_2^2} \right| \approx 126\text{nm} \quad (4.7)$$

pour la transmission et

$$d = \left| -\frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{2(N_1 + N_2)} \right| \approx 77\text{nm}, \quad (4.8)$$

pour la réflexion. Ces épaisseurs représentent l'épaisseur d'une couche pour que les effets d'interface soient du même ordre de grandeur que les effets de propagation. L'effet Faraday est donc beaucoup plus important que l'effet Kerr pour des couches macroscopiques de plusieurs microns d'épaisseur. Cependant, les matériaux avec une grande partie imaginaire de N , tels que les métaux très absorbants et très magnéto-optiques, rendraient l'effet Faraday négligeable par rapport à l'effet Kerr pour des épaisseurs macroscopiques. On peut conclure que l'effet Faraday domine pour des couches macroscopiques si l'absorption est assez petite, sinon l'effet Kerr sera dominant, peu importe l'épaisseur.

4.1.4 Modèle analytique pour la cavité magnéto-optique

Dans la première partie de ce chapitre, il y a été prouvé que les effets magnéto-optiques d'interface sont négligeables pour des couches macroscopiques transparentes. Pour la suite, il sera donc considéré que les effets de propagation dominant les effets d'interfaces, mais le modèle présenté est facilement adaptable pour inclure les effets d'interfaces. Pour des couches minces, cette approximation n'est plus valide et le modèle sous-estimera la grandeur de l'interaction magnéto-optique. La cavité magnéto-optique est modélisée comme un matériau aimanté magnéto-optique entouré de deux miroirs identiques, le tout entouré d'un matériau non aimanté. La configuration est schématisée à la figure 4.1, le matériau non aimanté sera

posé comme l'air ambiant ($N = 1$). En utilisant le formalisme de Jones de l'équation (3.34), le système est modélisé tel que le champ électrique de l'onde transmise ou réfléchi est

$$\mathbf{E}^{\text{out}} = \mathbf{P}\mathbf{M}_{T,R}\mathbf{E}^{\text{in}} \quad (4.9)$$

où

$$\mathbf{M}_T = e^{i\varphi}\mathbf{T}_2\mathbf{A}^+ \left(\sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{M}_0^n \right) \mathbf{T}_1 = e^{i\varphi}\mathbf{T}_2\mathbf{A}^+ (\mathbf{I} - \mathbf{M}_0)^{-1} \mathbf{T}_1 \quad (4.10)$$

et

$$\mathbf{M}_R = -\mathbf{R}_1 + e^{i2\varphi}\mathbf{T}_1\mathbf{A}^+\mathbf{R}_2\mathbf{A}^- (\mathbf{I} - \mathbf{M}_0)^{-1} \mathbf{T}_1, \quad (4.11)$$

où $\mathbf{M}_0 = e^{i2\varphi}\mathbf{R}_1\mathbf{A}^-\mathbf{R}_2\mathbf{A}^+$ est la matrice d'un allé retour dans la cavité et $\varphi = 2\pi Nd_c/\lambda$ le déphasage isotrope de l'onde pour un passage, d_c étant la distance entre les miroirs. \mathbf{M}_T est la matrice pour l'onde transmise et \mathbf{M}_R la matrice pour l'onde réfléchi. Pour la matrice \mathbf{M}_R , le premier terme est négatif pour considérer un déphasage isotrope de π lors de la première réflexion. Les matrices \mathbf{T} et \mathbf{R} sont les matrices de transmission et de réflexion, \mathbf{A}^\pm les matrices de propagation et \mathbf{P} la matrice pour un polariseur. Ces matrices ont été définies à la section 3.2. À partir de l'équation (4.9), on peut trouver une forme analytique de l'intensité pour une base de la polarisation. Pour une onde incidente de polarisation linéaire normalisée $\mathbf{E}_0 = \hat{x}$ strictement vers les x , on peut calculer l'intensité de l'onde en x et en y en transmission après avoir passé à travers la cavité magnéto-optique. La configuration correspond à celle de la figure 4.3.

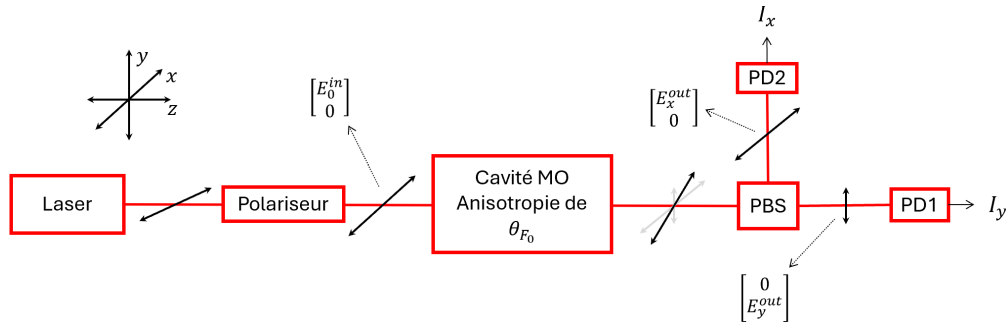


FIGURE 4.3 Configuration d'une onde initiale polarisée en x et de la mesure de l'intensité et la polarisation l'onde transmise en mesurant l'intensité en x et en y après la cavité magnéto-optique à l'aide d'un séparateur de polarisation (PBS) et deux détecteurs de type photodiode (PD).

Pour cette même configuration avec une biréfringence circulaire magnétique, les deux intensités prennent la forme de

$$I_{x,y} = I_0 \frac{K \text{Num}_{x,y}}{2 \text{Den}} \quad (4.12)$$

où

$$K = (1 - R)^2 e^{-\alpha_p \ell}, \quad (4.13)$$

$$\text{Num}_x = R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \cos^2(\theta_{F_0}) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos^2(\theta_{F_0}) \cos(2\varphi) + \cos^2(\theta_{F_0}), \quad (4.14)$$

$$\text{Num}_y = R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \sin^2(\theta_{F_0}) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \sin^2(\theta_{F_0}) \cos(2\varphi) + \sin^2(\theta_{F_0}) \quad (4.15)$$

et

$$\begin{aligned} \text{Den} = & \left(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \cos(4\varphi) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos(2\theta_{F_0}) \cos(2\varphi) + 1 \right)^2 \\ & + \left(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \sin(4\varphi) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos(2\theta_{F_0}) \sin(2\varphi) \right)^2, \end{aligned} \quad (4.16)$$

où

$$\theta_{F_0} = -\frac{\pi}{\lambda} N' Q' m d \quad (4.17)$$

est la rotation Faraday pour un passage simple dans la cavité et

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} N' \ell \quad (4.18)$$

est le déphasage isotrope. I_0 est l'intensité initiale de l'onde que nous allons poser à 1 pour le reste, α_p est le coefficient de perte isotrope de la propagation optique dans le matériau intracavité, ℓ est la distance intracavité et R est la réflectivité des miroirs. Ici, aucun dichroïsme n'est considéré. Pour simplifier, il sera considéré que la distance intracavité est égale à l'épaisseur du matériau intracavité d . On peut aussi dériver des équations similaires pour n'importe quel angle de l'onde incidente. Le reste de cette section focalisera sur le comportement physique de la cavité magnéto-optique pour la transmission et la réflexion considérant la biréfringence circulaire magnétique. Pour ce faire, l'intensité et la polarisation de l'onde transmise et réfléchi de la cavité magnéto-optique en fonction de déphasage isotrope et en fonction de l'anisotropie de la cavité magnéto-optique seront présentées et décrites. Le déphasage isotrope $\varphi = 2\pi N' \ell / \lambda$ représente l'angle de déphasage d'une onde se propageant d'un aller simple dans la cavité magnéto-optique considérant un indice de réfraction isotrope. Ce déphasage permet de définir la condition de résonance de la cavité sans aucune biréfringence de manière générale sans assumer une longueur d'onde, un indice de réfraction et une distance entre les miroirs, cette grandeur est souvent contrôlée en faisant varier la longueur d'onde. Cependant, ce n'est pas la valeur absolue du déphasage qui importe, plutôt sa variation par rapport à un multiple entier de π . En d'autres termes, seule la variation du déphasage définit

comme

$$\Delta\varphi = \varphi - m2\pi \quad (4.19)$$

sera considérée, où m est un entier. L'anisotropie de la cavité est définie comme la rotation Faraday pour un passage simple dans le matériau intracavité $\theta_{F_0} = -\pi N'Q'md/\lambda$, un angle qui définit l'anisotropie magnéto-optique de l'indice de réfraction pour les ondes circulaires droites et gauches de manière générale sans assumer l'épaisseur du matériau magnéto-optique, son interaction magnéto-optique, son indice de réfraction et la longueur d'onde. La grandeur θ_{F_0} est déterminée par le choix du matériau et de l'aimantation ce celui-ci. Afin de bien comprendre le rôle de chaque variable, les pertes optiques par absorption seront initialement négligées pour ensuite étudier leur rôle à la section 4.2. L'effet de la biréfringence linéaire magnétique et le dichroïsme linéaire et circulaire dans la cavité seront aussi décrits à l'annexe C.

4.1.5 Étude du spectre en transmission de la cavité magnéto-optique

La figure 4.4 présente l'intensité de la polarisation en x et en y et la figure 4.5 l'orientation θ_F et l'ellipticité ε_F de cette onde pour plusieurs grandeurs de l'anisotropie de la cavité θ_{F_0} , définie comme la rotation Faraday d'un aller simple. Les intensités et la polarisation sont affichées en fonction du déphasage isotrope $\Delta\varphi$ de la cavité. Pour la figure 4.4, étant donné que l'onde est initialement polarisée en x , si la rotation Faraday est nulle, il n'y aura aucune intensité en y . En augmentant tranquillement l'anisotropie de la cavité, le mode de résonance commence à diminuer en x et augmenter en y pour ensuite se diviser en deux. La variation de I_x et I_y à résonance se fait par deux causes distinguables. (1) L'anisotropie θ_{F_0} cause un déphasage égal et opposé pour les deux modes de cavité causant la levée de dégénérescence de leur mode de résonance. Donc, en conservant le même déphasage intracavité isotrope ($\Delta\varphi$), l'intensité I_x et I_y subissent tous les deux une réduction. (2) Deuxièmement, la polarisation change durant la levée de dégénérescence par l'amplification de l'effet Faraday et le séparateur de polarisation transforme cette variation de la polarisation en variation d'intensité, ce qui fait réduire l'intensité I_x et augmenter l'intensité I_y . Ces deux contributions s'additionnent pour I_x et se soustraient pour I_y , mais avec la contribution de la polarisation qui domine.

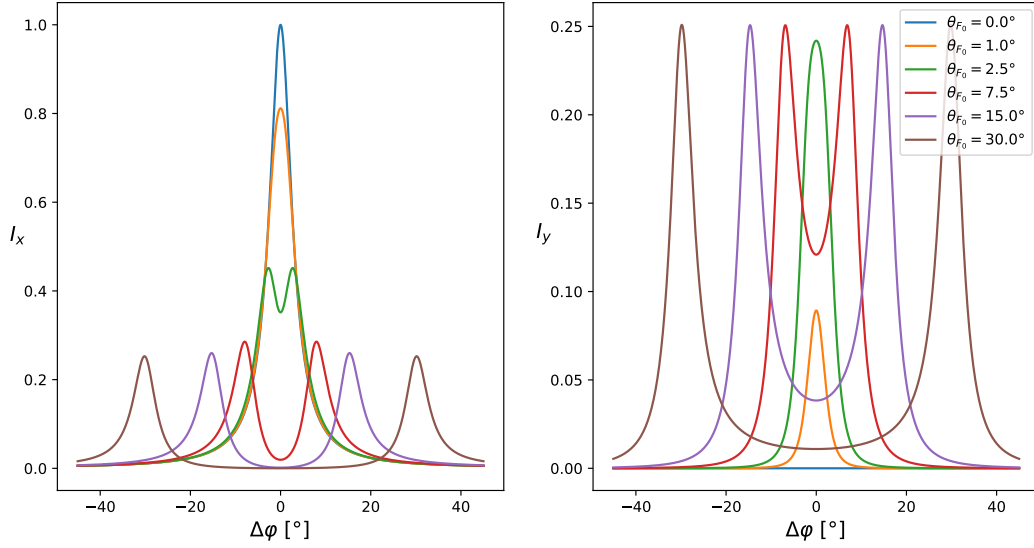


FIGURE 4.4 Intensité en $x y$ normalisée de l'onde transmise. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} et sont en fonction du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

Les pics complètement non dégénérés semblent approcher un minimum de 0.25 pour I_x et un maximum de 0.25 pour I_y . Ceci arrive étant donné que l'onde initiale est d'une polarisation linéaire en x et l'onde avec un déphasage isotrope d'un mode complètement non dégénéré est associée à une rotation d'environ 45° et une polarisation presque circulaire, l'intensité totale est divisée par deux par la levée de dégénérescence et par deux pour la polarisation de l'onde par rapport au polariseur pour un total de 0.25. Un pic complètement non dégénéré tourne de 45° et possède une polarisation circulaire, car pour que les pics soient complètement non-dégénéré, la biréfringence doit être maximisée avec un déphasage anisotrope de $\pi/4$ et puisque les deux modes sont des ondes de polarisation circulaire, les ondes complètement non dégénérées sont de polarisation circulaire. Naturellement, toujours avec une onde incidence polarisée en x , si θ_{F_0} était additionné de 90° , les spectres pour I_x et I_y seraient inversés, mais la condition de résonance $\Delta\varphi$ sera aussi additionnée de 90° . Ceci s'explique par le fait que pour une anisotropie de cavité de $\theta_{F_0} = 90^\circ$, la biréfringence ajoute un déphasage de $\pm 90^\circ$ sur les modes pour les séparer de 180° , ainsi, les modes se régénèrent en un seul mode et la cavité paraît isotrope.

À la figure 4.5, l'orientation de la polarisation de l'onde transmise θ_F et son ellipticité ε_F

sont affichées en fonction du déphasage isotrope pour plusieurs valeurs de l'anisotropie θ_{F_0} , une ligne pointillée délimite lorsque $\Delta\varphi = \theta_{F_0}$. On peut y voir qu'à $\Delta\varphi = 0$, θ_F varie le plus en fonction de θ_{F_0} et que ε_F reste à 0. Les lignes pointillées illustrent où le signal se maximise sur chaque figure. À l'aide de cette figure, on peut comprendre que lorsque la cavité est à résonance, la rotation Faraday est grandement amplifiée et que la variation de l'ellipticité est presque nulle.

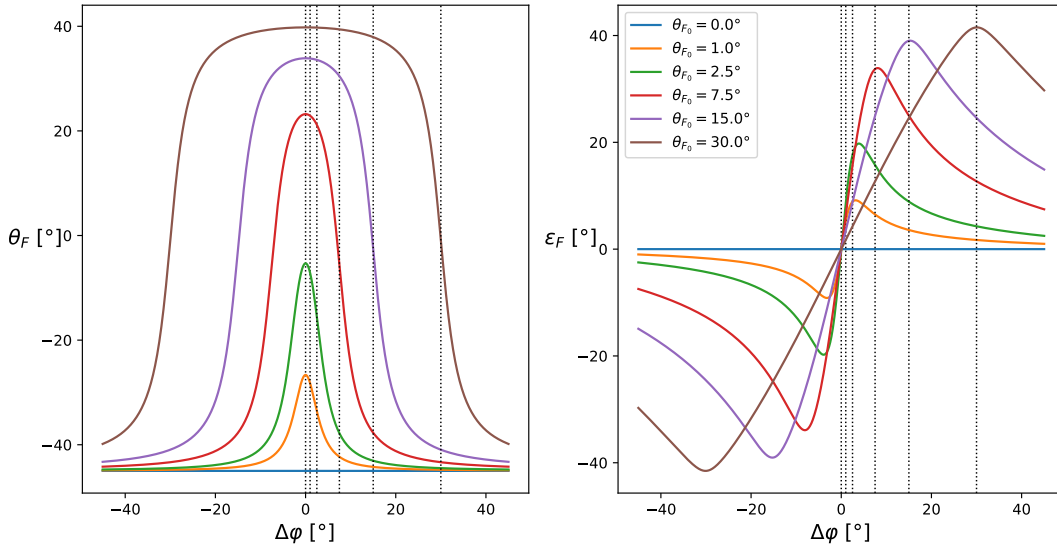


FIGURE 4.5 Rotation et ellipticité de l'onde transmise. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de la rotation Faraday d'une allée simple θ_{F_0} et sont en fonction du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. Les lignes pointillées indiquent la condition $\Delta\varphi = \theta_{F_0}$. La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

Aux figures 4.6 et 4.7, l'information est similaire qu'aux figures 4.4 et 4.5, mais en observant directement comment I_x et I_y varient en fonction de l'anisotropie de la cavité pour différente condition du déphasage isotrope. On voit que plus les modes sont dégénérées, plus on obtient une grande variation en fonction de θ_{F_0} . Il est important d'ajouter qu'un θ_{F_0} strictement positif a été considéré depuis le début de la section, mais θ_{F_0} pourrait très bien être négatif. Dans ce cas, les courbes de l'orientation et l'ellipticité seraient de signe opposé, mais le signe de I_x et I_y resterait bien sûr inchangé. En agrandissant la courbe de $\Delta\varphi = 0$ à la figure 4.6, on observe que pour l'intensité, la pente maximale de la courbe n'est pas autour de $\theta_{F_0} = 0$, mais plutôt légèrement après $\theta_{F_0} = 0$. Plus spécifiquement, dans le cas ci-dessus, la pente maximale est à environ $\theta_F = 1.35^\circ$, mais la pente de la rotation θ_F est toujours maximale à $\theta_{F_0} = 0$. Peu importe la réflectivité des miroirs, la pente maximale pour l'intensité sera

de plus en plus près de 0 si la réflectivité augmente et restera toujours à 0 pour la rotation de la polarisation. Pour les intensités, on peut aussi remarquer que lorsque le déphasage est près d'un multiple de 90° , le comportement est quadratique en fonction de θ_{F_0} . Ceci peut être illustré en considérant que $\Delta\varphi$ et θ_F sont petits à l'équation (4.12) telle que $\sin(\varphi) \approx 0$, $\cos(\varphi) \approx 1$, $\sin(\theta_F) \approx \theta_F^2$ et que $\cos(\theta_F) \approx 1 - \theta_F^2/2$ ainsi qu'en considérant que $R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \approx 1$. Cette dernière hypothèse permet d'annuler la dépendance en θ_F au dénominateur. Le résultat est

$$I_x \approx \frac{e^{-\alpha_p \ell} (1 - R)^2 (R^2 e^{-\alpha_p \ell} + 1)^2 (1 - \theta_F^2/2)}{(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} + 1)^2 - 4R^2 e^{-2\alpha_p \ell}} \quad (4.20)$$

$$I_y \approx \frac{e^{-\alpha_p \ell} (1 - R)^2 (R^2 e^{-\alpha_p \ell} + 1)^2 \theta_F^2}{(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} + 1)^2 - 4R^2 e^{-2\alpha_p \ell}}. \quad (4.21)$$

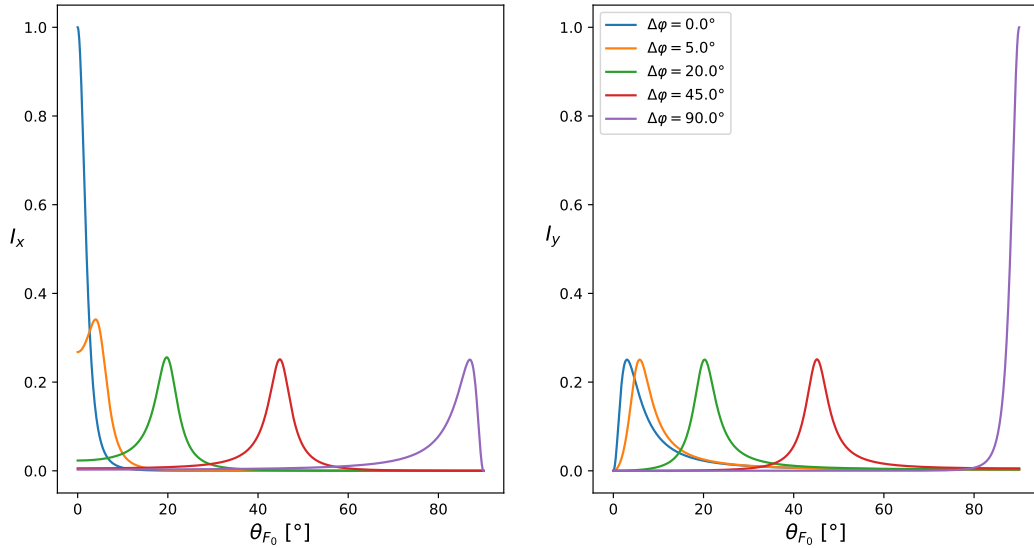


FIGURE 4.6 Intensité en transmise en x et y normalisées selon l'anisotropie de la cavité pour une biréfringence circulaire magnétique pour plusieurs déphasages isotropes. Chaque figure contient 5 courbes pour illustrer la variation pour une cavité dans une différente condition de déphasage isotrope $\Delta\varphi$ et est en fonction de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} . La réflectivité de cette cavité a été aussi posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

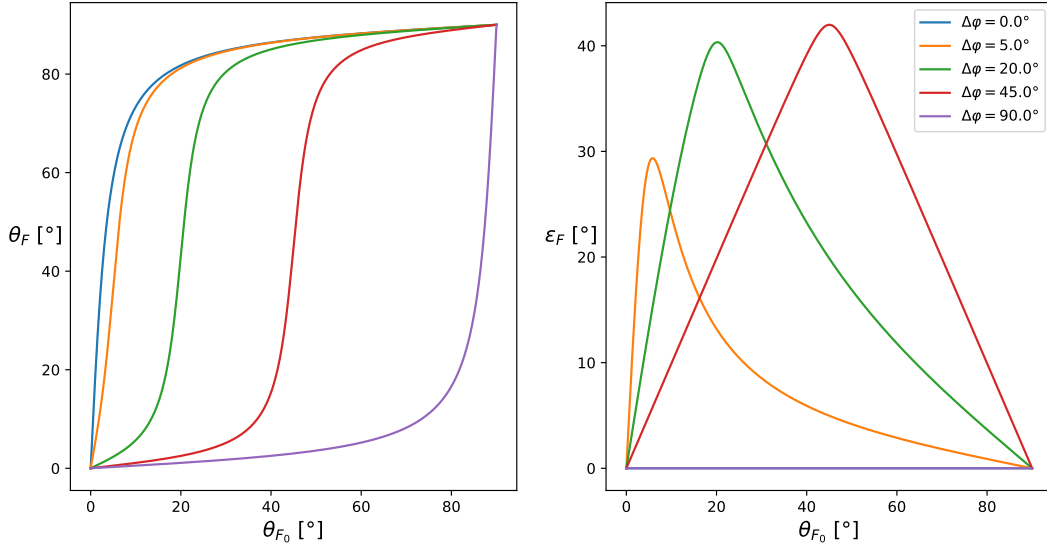


FIGURE 4.7 Rotation et ellipticité selon l'anisotropie de la cavité pour une biréfringence circulaire magnétique pour plusieurs déphasages isotropes. Chaque figure contient 5 courbes pour illustrer la variation pour une cavité dans une différente condition de déphasage isotrope $\Delta\varphi$ et est en fonction de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} . La réflectivité de cette cavité a été aussi posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

4.1.6 Étude du spectre en réflexion de la cavité magnéto-optique

Précédemment, les spectres de transmission de la cavité ont été analysés en fonction de l'anisotropie de la cavité θ_{F_0} et du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. Il a été vu que l'intensité I_x et I_y peuvent être exploitée pour mesurer une variation de θ_{F_0} avec la variation de la transmission à résonance causée par l'éloignement des deux modes de cavité et par la rotation de la polarisation. Cette variation est grandement amplifiée en augmentant la réflectivité des miroirs. De la même manière, regardons maintenant comment ces variables interagissent pour le spectre en réflexion. À la figure 4.8, on peut directement remarquer que le spectre de l'intensité I_y semble être le même que pour la figure 4.4 de la transmission. Ceci s'explique, parce qu'autant pour la réflexion que la transmission, I_y commence à 0 à résonance et augmente initialement à cause de la rotation de la polarisation de l'onde mesurée. Ensuite, comme pour la transmission, I_y en réflexion se maximise à 0.25 et commence à diminuer à cause de la levée de dégénérescence des modes de la cavité. Pour ce qui est de I_x , la réflexion à résonance varie visiblement moins qu'en transmission. Ceci s'explique puisque contrairement à la transmission, la levée de dégénérescence des modes de la cavité fait augmenter l'intensité I_x en réflexion alors que la rotation Faraday fait diminuer l'intensité I_x . Aussi, puisque la variation

de θ_K est forte lorsque l'intensité est faible, sa contribution sera moindre face à celle de la transmission. L'orientation de la polarisation varie de la même manière pour le spectre en réflexion que pour en transmission. L'ellipticité de l'onde réfléchie varie différemment à celle de l'onde transmise, mais comme pour l'onde transmise, l'ellipticité de l'onde réfléchie aura très peu d'effet sur l'intensité I_x et I_y . La raison est qu'elle varie seulement fortement lorsque $\Delta\varphi$ est près de 0, autrement dit, elle varie seulement lorsque la cavité est à résonance et que toute l'intensité est transmise et aucune réfléchie.

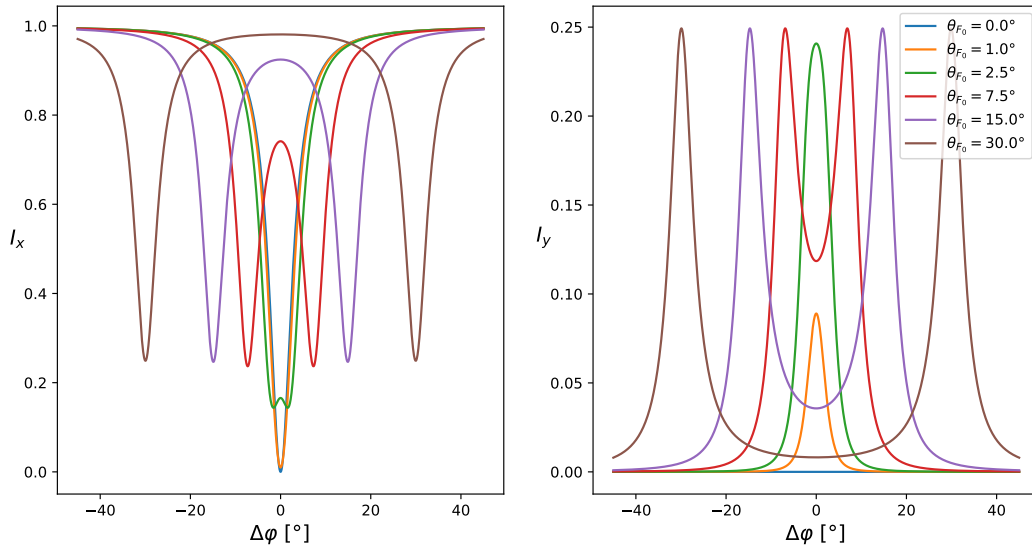


FIGURE 4.8 Intensité en x y normalisée de l'onde réfléchie. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de la rotation Faraday d'une allée simple θ_{F_0} et est en fonction du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

Comme plus tôt, regardons maintenant comment l'intensité en x et y change en fonction de l'anisotropie θ_{F_0} . À la figure 4.9, on peut voir que pour la cavité en résonance à $\Delta\varphi = 0$, la pente de I_x est moins forte en réflexion qu'en transmission. Ceci est sans surprise, car comme mentionné plutôt, la variation de I_x en réflexion est ralentie par le fait que le polariseur diminue le signal en x alors que la séparation des deux modes de cavité augmente le signal en réflexion.

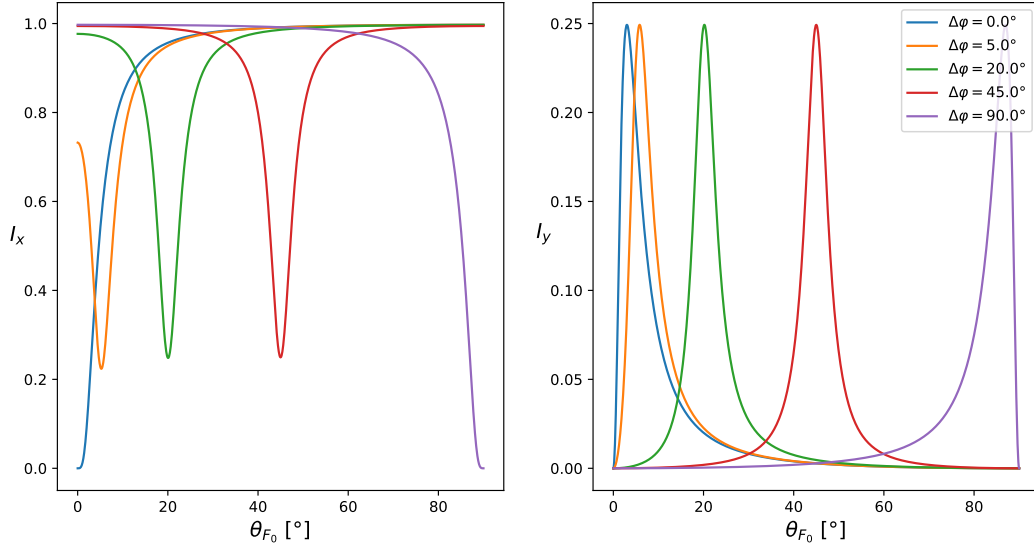


FIGURE 4.9 Intensité réfléchi en x et y normalisées selon l’anisotropie de la cavité pour une biréfringence circulaire magnétique pour plusieurs déphasages isotropes. Chaque figure contient 5 courbes pour illustrer la variation pour une cavité dans une différente condition de déphasage isotrope $\Delta\varphi$ et est en fonction de la rotation Faraday d’un aller simple θ_{F_0} . La réflectivité de cette cavité a été aussi posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

4.1.7 Effets des variables isotropes de la cavité magnéto-optique et importance de la finesse

Depuis le début de cette section, les résultats ont été analysés en fonction de la rotation Faraday d’un aller simple θ_{F_0} qui représente l’anisotropie de la cavité et de $\Delta\varphi$ qui représente le déphasage isotrope d’un aller simple de la cavité où l’on considèrerait que le matériau intracavité magnéto-optique prend tout l’espace d’un miroir à l’autre. Ici pour discriminer entre la propagation dans le matériau magnéto-optique et la distance entre les miroirs, nous allons garder la définition de l’anisotropie comme $\theta_{F_0} = -\pi N'Q'md/\lambda$ et redéfinir le déphasage isotrope comme $\varphi = 2\pi N'd_c/\lambda$ où d_c est la distance entre les miroirs. Dans ces deux formules, le rôle de l’indice de réfraction et des distances d et d_c est le même, ces variables contribuent à augmenter le chemin optique de l’onde dans la cavité et afin de simplifier, considérons N constant pour cette analyse. La variable d ne peut pas être plus grande que d_c , mais elle peut être plus petite dans le cas où le matériau magnéto-optique est plus petit que la distance intracavité. Le fait d’augmenter d_c n’aura donc aucun impact sur la sensibilité de la cavité si d est constant, d_c affectera seulement l’intervalle spectral libre de la cavité.

La figure 4.10 montre la courbe de l'intensité en x et y et la figure 4.11 l'orientation de la polarisation θ_F pour la transmission en fonction de l'anisotropie de la cavité représentée par θ_{F_0} , mais pour différente réflectivité des miroirs. On voit qu'une cavité avec une grande réflectivité augmente grandement la pente de la courbe, mais réduit la plage dynamique de l'anisotropie où cette pente est grande, autant pour l'intensité que la polarisation.

La figure 4.11 illustre bien l'amplification de la rotation Faraday par la cavité magnéto-optique. On voit que pour de grandes réflectivités, la rotation Faraday est très amplifiée et lorsque la réflectivité tend vers 0, θ_F tend vers θ_{F_0} . Similairement, les intensités I_x et I_y deviennent $\cos^2(\theta_{F_0})$ et $\sin^2(\theta_{F_0})$ lorsque la réflectivité est 0.

Théoriquement, en négligeant les pertes optiques, on pourrait augmenter arbitrairement la réflectivité de la cavité et par conséquent, la pente de l'intensité I_x ou I_y en fonction de l'anisotropie serait aussi arbitrairement grande. Le rôle des pertes par absorption est donc très important pour comprendre les limitations de la cavité magnéto-optique et est décrit en détail à la section 4.2.

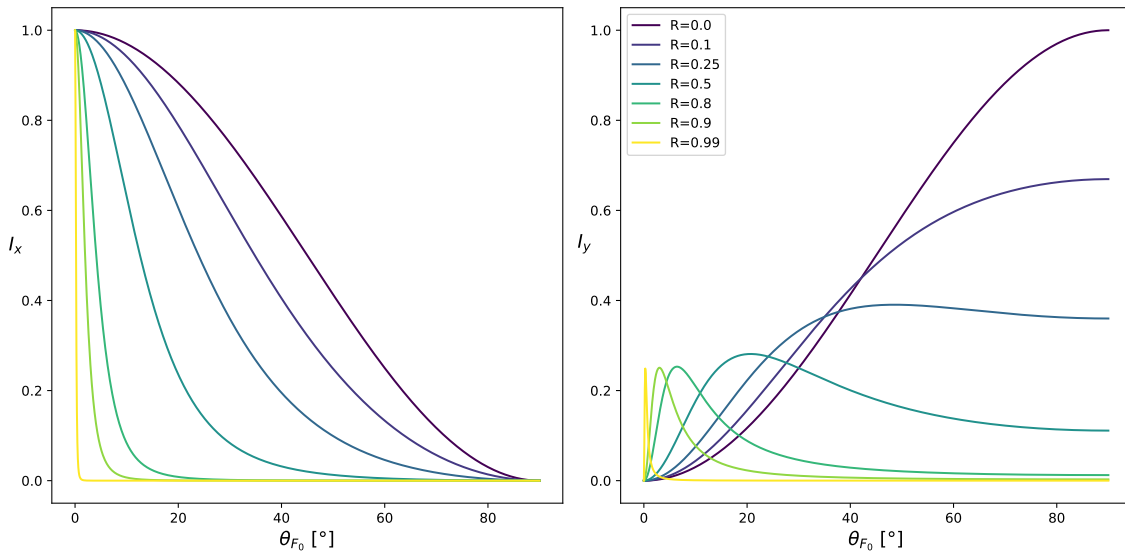


FIGURE 4.10 Intensité en x et y normalisées illustrées pour une cavité en condition de résonance isotrope ($\varphi = 0$) pour différente réflectivité en fonction de la rotation Faraday d'un aller simple θ_{F_0} . La transmission est de $1 - R$, négligeant ainsi les pertes associées aux miroirs.

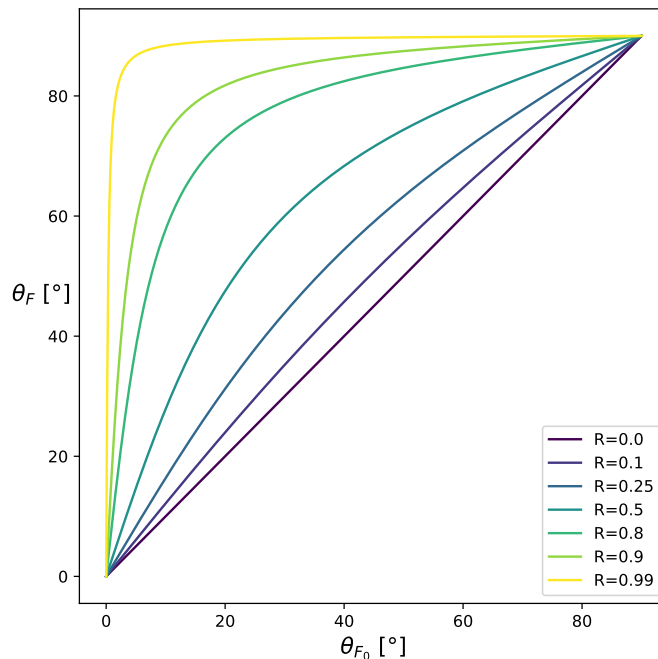


FIGURE 4.11 La rotation de l'orientation de l'onde transmise illustrée pour une cavité en condition de résonance isotrope ($\varphi = 0$) pour différente réflectivité en fonction de la rotation Faraday d'une allée simple θ_{F_0} . La transmission est de $1 - R$, négligeant ainsi les pertes associées aux miroirs.

4.2 Effets des pertes optiques sur la finesse, la transmission et la réflexion pour une cavité optique isotrope

Depuis le début de ce chapitre, afin d'expliquer le rôle indépendant des différentes variables, la cavité magnéto-optique a été étudiée sans considérer de perte isotrope, autant pour les miroirs que pour le milieu entre les deux miroirs. Bien que négliger les pertes peut être utile pour modéliser des milieux magnéto-optiques peu absorbants tels que des gaz, des verres ou des liquides, cette section étudiera la cavité lorsque les pertes optiques isotropes sont importantes, comme c'est le cas pour les matériaux intéressants pour la résonance magnétique comme les ferrimagnétiques ou ferromagnétiques. Pour cela, nous allons débiter par étudier comment une cavité optique isotrope se comporte lorsque le matériau intracavité induit des pertes optiques. À la section 4.1.7, il a été montré que la distance entre les miroirs n'a pas d'effet sur la sensibilité. La finesse de la cavité, une quantité indépendante de la distance entre les miroirs, est donc une grandeur utile pour caractériser la cavité magnéto-optique. La finesse est complètement expliquée par la réflectivité des miroirs et les pertes par absorption, indépendante de la largeur spectrale libre. La finesse peut aussi être comprise

comme la grandeur définissant l'interaction totale d'un photon avec l'intérieur de la cavité optique. Considérons la finesse Lorentzienne d'une cavité optique avec un matériau intracavité absorbant tel que [139]

$$F_c = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\Delta\nu} = \frac{2\pi}{-\ln(R_1 R_2 e^{-\alpha_p 2\ell})}, \quad (4.22)$$

où $\Delta\nu_{FSR}$ est la largeur spectrale libre du Fabry-Pérot, $\Delta\nu_c$ la largeur spectrale de la fonction Lorentzienne associée à la même cavité, ces deux grandeurs s'expriment comme

$$\Delta\nu_{FSR} \approx \frac{c}{2\ell N'} \quad \text{et} \quad (4.23)$$

$$\Delta\nu_c = \frac{c}{2\pi N'} \left(\frac{-\ln(R_1 R_2)}{2\ell} + \alpha_p \right), \quad (4.24)$$

c étant la vitesse de la lumière, N' la partie réelle de l'indice de réfraction, R_1 et R_2 étant la réflectivité du miroir 1 et 2 respectivement, $\ell = d/\cos(\delta)$ est la distance parcourue par la lumière d'un aller, α_p est le facteur de perte optique qui définit tel que $I = I_0 e^{-\alpha_p \ell}$. Cette définition de la finesse est une indication de la capacité de la cavité à résoudre deux Lorentziennes sous la distribution Airy de cette cavité, si la finesse est inférieure à 1, cela indique que la cavité est incapable de résoudre les deux Lorentziennes associées et que leurs maximums sont séparés spectralement par moins que leur largeur à mi-hauteur. Parmi $\Delta\nu_{FSR}$ et $\Delta\nu_c$, seulement la largeur spectrale $\Delta\nu_c$ dépend du facteur de perte, mais elle dépend aussi de N' et ℓ qui ne contribuent pas à augmenter la sensibilité de la cavité magnéto-optique. La finesse est la grandeur d'intérêt, car elle permet de distinguer la contribution de ℓ pour la largeur spectrale $\Delta\nu_c$ et sa contribution pour les pertes par absorption en conservant uniquement cette dernière. Considérons deux miroirs identiques et un angle d'incidence de $\delta = 0$ ($\ell = d$) pour observer le comportement de la finesse selon la réflectivité des miroirs et les pertes anisotropes d'un aller dans le matériau ($\alpha_p \ell$). À la figure 4.12, on voit que la finesse tend vers un plateau à partir d'une certaine réflectivité. On voit aussi que plus l'épaisseur est grande, plus ce plateau est à basse finesse et commence à converger à une réflectivité bien plus basse. Observons maintenant comment la transmission et la réflexion à résonance se comportent pour une cavité isotrope selon le facteur de perte $\alpha_p \ell$. Les expressions pour la transmission et la réflexion sont [139]

$$T = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)e^{-\alpha_p \ell}}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}e^{-\alpha_p \ell}\right)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}e^{-\alpha_p \ell} \sin^2 \varphi} \quad \text{et} \quad (4.25a)$$

$$R = \frac{\left(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}e^{-\alpha_p \ell}\right)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}e^{-\alpha_p \ell} \sin^2 \varphi}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}e^{-\alpha_p \ell}\right)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}e^{-\alpha_p \ell} \sin^2 \varphi}, \quad (4.25b)$$

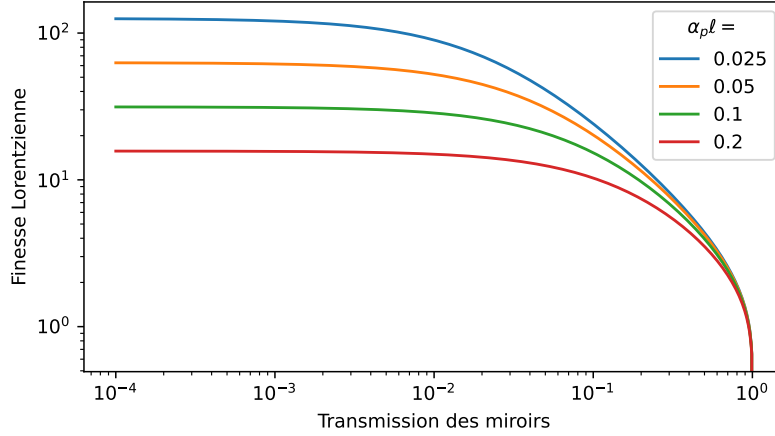


FIGURE 4.12 Finesse Lorentzienne en fonction de la transmission des miroirs pour 4 différents facteurs de perte du matériau magnéto-optique en échelle logarithmique à partir de l'équation (4.22), avec $R_1 = R_2$.

où $\sin^2 \varphi = 0$ à résonance. En traçant les équations (4.25) à la figure 4.13, on voit que la transmission et la réflexion ne varient pas au même ordre de grandeur. La grandeur 1-réflexivité du Fabry-Pérot à résonance devient plus grande que la transmission à résonance, puisqu'en considérant l'interférence de toutes les ondes réfléchies dans la cavité, le rayon le plus intense est le premier rayon réfléchi et n'interagit pas avec l'intérieur de la cavité, donc ne subit pas de perte. Dans le modèle de matrice de Jones utilisé, c'est le terme $-\mathbf{R}_1$ dans l'équation 4.11 qui explique cette différence. Cette différence n'implique pas d'avantage entre la mesure en transmission et en réflexion, puisque ce rayon ne pourra pas interagir magnéto-optique avec le matériau intracavité magnétique. Cela implique plutôt qu'une réflectivité plus grande doit être utilisée lorsqu'on mesure en réflexion pour obtenir la même interaction magnéto-optique que pour une mesure en transmission.

Considérant les figures 4.12 et 4.13, il est clair qu'il existe une réflectivité des miroirs optimale ayant un compromis entre maximiser la finesse et maximiser l'intensité du signal transmis ou réfléchi à résonance. Le terme de pertes optiques α_p affectera grandement la sensibilité atteignable par la cavité magnéto-optique en limitant la finesse optimale. On s'attend donc à ce que plus les pertes soient faibles, plus la réflectivité des miroirs optimale tend vers 1 et plus les pertes sont grandes, moins réfléchissant peuvent être les miroirs et plus faible sera l'amplification des effets magnéto-optiques. On s'attend aussi à ce que la réflectivité optimale soit plus grande pour l'onde réfléchie que pour l'onde transmise, comme on peut le voir à la figure 4.13, puisque $1 - R$ diminue moins rapidement en fonction des pertes que T à résonance. Ceci est causé par le fait que l'onde réfléchie traversera moins de fois l'étalon

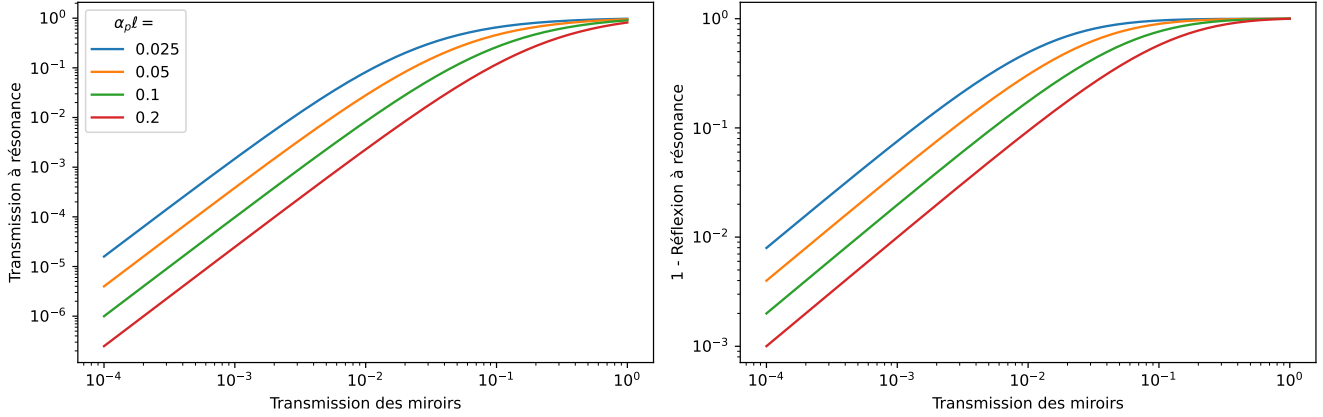


FIGURE 4.13 Transmission et 1-réflexion à résonance en fonction de la transmission des miroirs pour 4 différents facteurs de perte du matériau magnéto-optique en échelle logarithmique. Les courbes sont tracées à l'aide des équations (4.25), lorsque $R_1 = R_2$ et φ est un multiple de π .

entre les miroirs que l'onde transmise et des miroirs plus réfléchissants seront nécessaire pour compenser pour cette moindre interaction.

4.3 Étude quantitative de la sensibilité de la cavité magnéto-optique

Dans les sections précédentes, le spectre pour la transmission et la réflexion ont été étudiés de manière qualitative sans considérer les pertes par absorption afin d'expliquer comment des valeurs mesurables indépendantes telles que I_x et I_y se comporte en fonction de la phase isotrope φ , mais surtout en fonction de l'anisotropie θ_{F_0} défini par la rotation Faraday d'une onde traversant un allé du matériau magnéto-optique dans la cavité. Ensuite, il a été mis de l'accent sur le fait que les pertes optiques par absorption ont un impact majeur sur la performance de la cavité pour détecter une petite variation de θ_{F_0} et qu'il existe une réflectivité des miroirs optimale qui permet de maximiser la performance d'amplification de la cavité pour un facteur de perte donné. Cette performance sera quantifiée par la sensibilité de la cavité magnéto-optique, afin de combiner la contribution de I_x et I_y , celle-ci est définie comme

$$S_{\text{cmo}}^0 = \frac{1}{I_0} \left| \frac{\partial}{\partial \theta_{F_0}} (I_x - I_y) \right|, \quad (4.26)$$

valide lorsque la variation de θ_{F_0} est dans la plage dynamique de la cavité optique à un déphasage isotrope $\varphi = 0$, c'est-à-dire près de 0. I_0 étant l'intensité initiale pour normaliser la sensibilité. On peut soustraire les deux intensités puisque, dans cette plage dynamique, I_x et I_y varient toujours dans une direction opposée. Cette sensibilité est définie comme une

variation de l'intensité normalisée sur l'anisotropie de la cavité θ_{F_0} en rad^{-1} qui peut être convertie en $[\%/^\circ]$ en multipliant par $100 \cdot 2\pi/360 \approx 0.017$. Cette valeur de la sensibilité sera générale pour n'importe quel matériau magnéto-optique de dimension arbitraire et dans un champ magnétique arbitraire.

4.3.1 Optimisation de la sensibilité selon le facteur de perte

Précédemment, le comportement de la cavité magnéto-optique a été étudié pour une onde incidente polarisée en x avec un séparateur de polarisation permettant de mesurer les intensités I_x et I_y des deux polarisations. Il a aussi été expliqué plutôt qu'en mesurant I_x et I_y , si l'onde initiale est polarisée linéaire vers les x , la mesure de I_y varie très peu par rapport à I_x autant pour la transmission que la réflexion. Aussi, spécifiquement pour la réflexion, la variation de I_x en réflexion est ralentie par le fait que le polariseur diminue le signal en x alors que la séparation des deux modes de cavité l'augmente. Considérant cela, il pourrait être plus avantageux de tourner l'angle du polariseur par rapport à l'angle de l'onde à la sortie de la cavité magnéto-optique. En pratique, une lame demi-onde peut être ajoutée au montage pour tourner l'angle avant le séparateur de polarisation, le montage associé est illustré à la figure 4.14 où l'on définit les intensités mesurées comme I_x^{rot} et I_y^{rot} . En tournant la polarisation, les deux intensités mesurées ne seront plus I_x et I_y et vont dépendre de l'angle entre la polarisation de l'onde transmise (ou réfléchie) de la cavité magnéto-optique et l'axe de la lame demi-onde. On va définir l'angle entre l'onde sortant de la cavité magnéto-optique (transmise ou réfléchie) et le séparateur de polarisation comme θ_{PBS} (PBS : *polarizing beam splitter*). La relation entre l'angle de rotation et l'intensité suit

$$I_x^{\text{rot}} = I_0^{T,R} \cos^2(\theta_F - \theta_{\text{PBS}}) \quad \text{et} \quad I_y^{\text{rot}} = I_0^{T,R} \sin^2(\theta_F - \theta_{\text{PBS}}), \quad (4.27)$$

pour les deux intensités mesurées, $I_0^{T,R}$ étant l'intensité transmise ou réfléchie de la cavité magnéto-optique. Si le but est de maximiser la sensibilité, on conclure que l'angle optimal de θ_{PBS} est lorsque celui-ci est choisi pour que $\theta_F - \theta_{\text{PBS}}$ soit 45° .

Maintenant que l'angle optimal θ_{PBS} a été posé à 45° , il est possible de trouver la réflectivité optimale des miroirs et l'anisotropie θ_{F_0} initiale de la cavité selon le facteur de perte $\alpha_p \ell$. Tel qu'expliqué à la section 4.2, à partir d'une réflectivité spécifique, on s'attend à ce que les pertes optiques par absorption maximisent la sensibilité et que celle-ci tend vers 0 lorsque la réflectivité tend vers 1. À l'aide du modèle théorique de l'équation (4.9), on peut dériver les expressions analytiques des intensités I_x^{rot} et I_y^{rot} lorsque l'angle du séparateur de polarisation

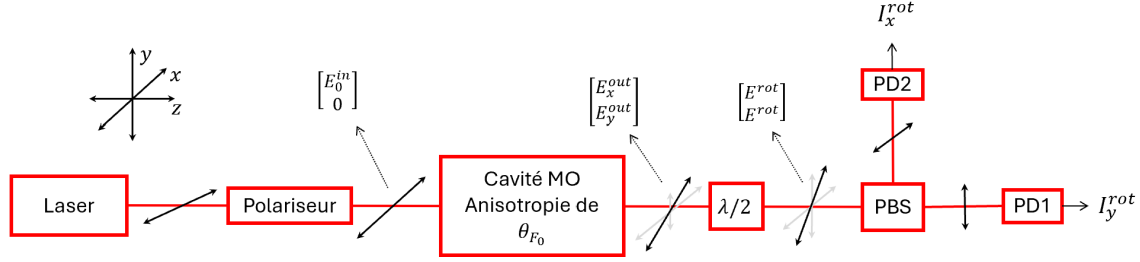


FIGURE 4.14 Configuration d'une onde initiale polarisée en x et de la mesure de l'intensité et la polarisation l'onde transmise en mesurant l'intensité en x et en y après la cavité magnéto-optique et lame demi-onde à l'aide d'un séparateur de polarisation (PBS) et deux détecteurs de type photodiode (PD). Le schéma illustre le cas où la lame demi-onde tourne la polarisation de l'onde pour qu'elle soit à -45° par rapport à l'axe des x dans le plan (x, y) .

est de 45° avec l'axe des x . Ces expressions sont données par

$$\frac{I_{x,y}^{rot}}{I_0} = \frac{K \text{ Num}_{\pm}}{2 \text{ Den}} \quad (4.28)$$

où

$$K = (1 - R)^2 e^{-\alpha_p \ell}, \quad (4.29)$$

$$\text{Num}_{\pm} = R^2 e^{-2\alpha_p \ell} (1 \pm \sin(2\theta_{F_0})) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos(2\theta_{F_0}) \cos(2\varphi) + 1 \mp \sin(2\theta_{F_0}) \quad (4.30)$$

et

$$\begin{aligned} \text{Den} = & \left(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \cos(4\varphi) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos(2\theta_{F_0}) \cos(2\varphi) + 1 \right)^2 \\ & + \left(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \sin(4\varphi) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos(2\theta_{F_0}) \sin(2\varphi) \right)^2. \end{aligned} \quad (4.31)$$

À partir de l'équation (4.28), on peut facilement calculer l'équation (4.26), la dérivée de la différence des deux intensités par rapport à θ_{F_0} . On peut directement poser que $\varphi = 0$, étant le déphasage le plus sensible. On trouve que la sensibilité est donnée par

$$S_{\text{cmo}}^0 = K \frac{2 \left(e^{-2\alpha_p \ell} R^2 - 1 \right) \left[\left(e^{-2\alpha_p \ell} R^2 + 1 \right) \cos(2\theta_{F_0}) + e^{-\alpha_p \ell} R (\cos(4\theta_{F_0}) - 3) \right]}{\left(e^{-2\alpha_p \ell} R^2 - 2e^{-\alpha_p \ell} R \cos(2\theta_{F_0}) + 1 \right)^3}, \quad (4.32)$$

où les unités sont en rad^{-1} , on peut les transformer en $\%/\circ$ en multipliant par $100 \cdot 2\pi/360 \approx 0.017$. La sensibilité dépend encore de 3 paramètres : les pertes $\alpha_p \ell$, l'anisotropie θ_{F_0} et la réflectivité des miroirs R . En dérivant la sensibilité par rapport à θ_{F_0} , on peut trouver qu'elle se maximise pour $\theta_{F_0} = n\pi$ si $e^{-\alpha_p \ell} R \neq 1$ où n est un nombre entier. Aux figures 4.6 et 4.9,

nous avons vu que la variation d'intensité n'est pas maximisée lorsque $\theta_{F_0} = 0$, autant pour la transmission que la réflexion. Ici, on vient de montrer que ce n'est pas le cas lorsqu'on fixe l'angle à 45° . Pour trouver l'angle θ_{F_0} qui maximise la sensibilité, il faudrait considérer un angle θ_{PBS} arbitraire pour considérer la rotation θ_F supplémentaire causé par θ_{F_0} , ce qui rendrait difficile la résolution analytique de l'équation (4.9). Numériquement, on peut trouver que θ_{F_0} optimale est toujours 0, si on se situe à la réflectivité optimale. C'est donc la prochaine variable que nous allons dériver. Pour simplifier, posons maintenant que $\theta_{F_0} = 0$ à l'équation (4.32), on obtient

$$S_{\text{cmo}}^0 = \frac{K}{2} \frac{4R^4 e^{-4\alpha_p \ell} - 8R^3 e^{-3\alpha_p \ell} + 8R e^{-\alpha_p \ell} - 4}{(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} - 2R e^{-\alpha_p \ell} + 1)^3}, \quad (4.33)$$

à partir de laquelle on peut trouver qu'à une réflexion optimale maximisant la sensibilité de

$$R_{\text{opt},T} = \frac{1 - 2e^{-\alpha_p \ell}}{(e^{-\alpha_p \ell} - 2)e^{-\alpha_p \ell}}, \quad (4.34)$$

la sensibilité optimale étant de

$$S_{\text{cmo}}^0 = \frac{2(e^{-\alpha_p \ell} + 1)^3}{27(1 - e^{-\alpha_p \ell})e^{-\alpha_p \ell}}. \quad (4.35)$$

Si $\alpha_p \ell \ll 1$ tel que $e^{-\alpha_p \ell} \approx 1/(1 + \alpha_p \ell)$ suivit d'un développement de Taylor autour de $\alpha_p \ell = 0$, on retrouve une forme inverse linéaire pour la sensibilité (4.35) telle que

$$S_{\text{cmo}}^0 \approx \frac{16}{27\alpha_p \ell} \quad (4.36)$$

et une forme quadratique pour la réflectivité optimale (4.34) telle que

$$R_{\text{opt},T} \approx 3(\alpha_p \ell)^2 - 2\alpha_p \ell + 1. \quad (4.37)$$

On pourrait refaire la dérivation pour l'onde réfléchie, l'équation (4.35) serait exactement la même, mais l'équation (4.34) est plutôt

$$R_{\text{opt},R} \approx \frac{3}{2}(\alpha_p \ell)^2 - \frac{1}{2}\alpha_p \ell + 1. \quad (4.38)$$

Ce dernier résultat indique que pour une même valeur de $\alpha_p \ell$, la sensibilité optimale nécessite des miroirs plus réfléchissants. Ceci provient du fait que l'onde réfléchie interagit moins fortement avec le matériau intracavité que l'onde transmise. Aux figures 4.15 et 4.16, on peut

voir la sensibilité de la cavité magnéto-optique selon la réflectivité des miroirs pour plusieurs facteurs de pertes $\alpha_p \ell$ pour le signal transmis et réfléchi respectivement. Pour chaque courbe, la réflectivité optimale des miroirs et la sensibilité associée sont affichées. On voit bel et bien que la sensibilité pour les ondes transmises est la même que pour ceux réfléchis, mais avec une réflectivité optimale moindre. Si les pertes sont faibles, la mesure est très sensible pour les hautes réflectivités des miroirs et la cavité a comme effet d'amplifier significativement les effets magnéto-optiques. Si les pertes commencent à devenir importantes, les miroirs n'amplifient plus les effets magnéto-optiques et n'offrent plus d'avantage face à un système sans cavité, c'est-à-dire une expérience d'effet Faraday classique sans amplification.

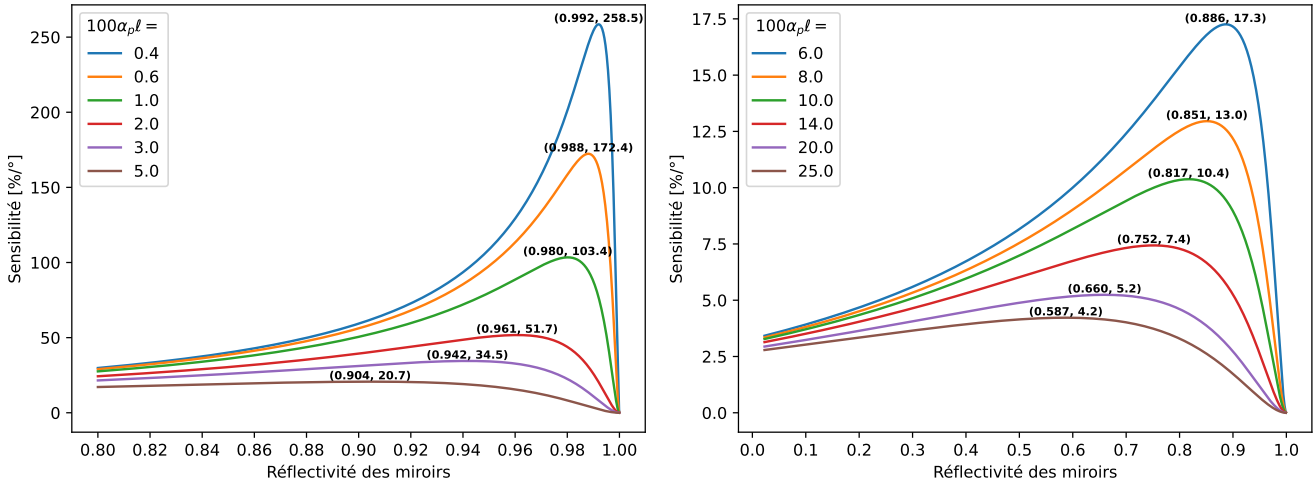


FIGURE 4.15 Sensibilité pour l'onde **transmise** selon la réflectivité des miroirs pour plusieurs facteurs de pertes, avec un angle θ_{PBS} à 45° à $\varphi = 0$, avec un angle d'anisotropie initial θ_{F_0} de 0. Pour chaque courbe, la sensibilité optimale et la réflectivité associée sont indiquées.

En négligeant les coefficients de Fresnel, la courbe de la sensibilité pour l'effet Faraday dans un matériau magnéto-optique sans cavité optique suit la fonction

$$S_F = 2e^{-\alpha\ell} \quad [\text{rad}^{-1}] \quad \text{ou} \quad 100 \cdot 2e^{-\alpha\ell} \cdot \frac{2\pi}{360} \approx 3.49e^{-\alpha\ell} \quad [\%/\circ] \quad (4.39)$$

pour les deux polarisations lorsque le séparateur de polarisation est à 45° . Dans la plupart des cas, les pertes sont assez faibles pour faire l'approximation que $e^{-\alpha_p \ell} \approx 1 - \alpha_p \ell$. Si les pertes commencent à devenir importantes et que cette approximation n'est plus valide, c'est-à-dire inférieur à environ $\alpha_p \ell = 0.5$ à la figure 4.15, la cavité n'offre plus d'avantage. La sensibilité de la cavité va donc tendre vers l'équation (4.39) lorsque les pertes deviennent grandes. Dans ce cas, il pourrait être plus avantageux de simplement mettre un miroir très réfléchissant

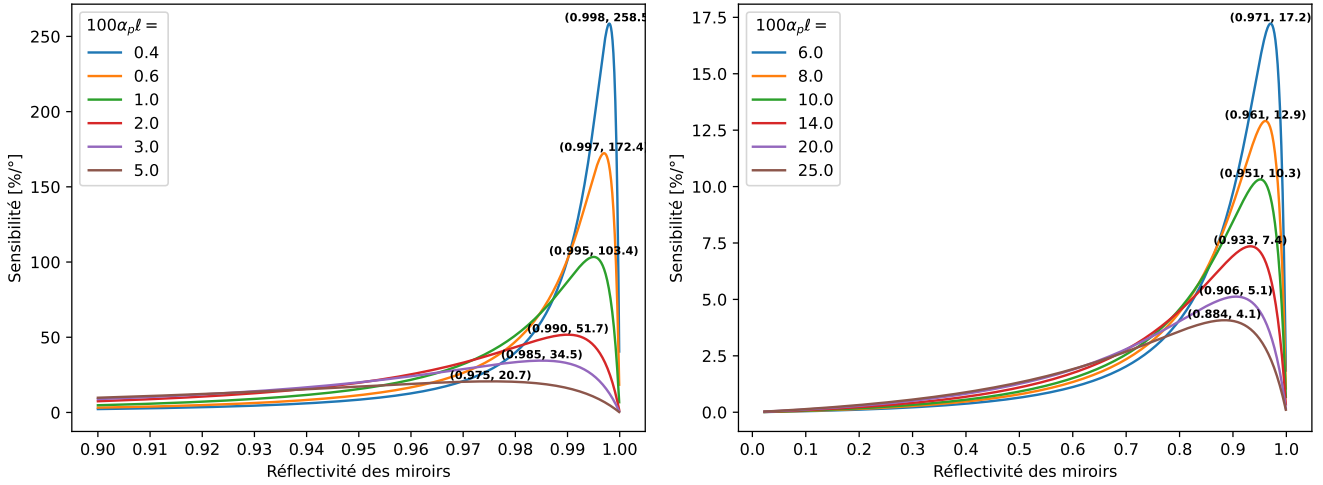


FIGURE 4.16 Sensibilité pour l'onde **réfléchie** selon la réflectivité des miroirs pour plusieurs facteurs de pertes, avec un angle θ_{PBS} à 45° à $\varphi = 0$, avec un angle d'anisotropie initial θ_{F_0} de 0. Pour chaque courbe, la sensibilité optimale et la réflectivité associée sont indiquées.

après le matériau magnéto-optique et mesurer un aller-retour dans le matériau magnétique pour doubler le chemin optique dans celui-ci.

Dans le cas où les pertes $\alpha_p \ell$ sont inférieures à 0.5, la sensibilité suit non plus la relation exponentielle (4.39), mais plutôt l'équation (4.36) si la réflectivité des miroirs est optimale. Cette dernière peut aussi être exprimée en unité de %/T en considérant que la définition de θ_{F_0} telle que

$$S_{\text{cmo}}^B = \frac{16V_B}{27\alpha_p} \quad \text{ou} \quad S_{\text{cmo}}^M = \frac{16V_M}{27\alpha_p}, \quad (4.40)$$

où S_{cmo}^B est la sensibilité de la cavité magnéto-optique en /T par rapport au flux magnétique externe et S_{cmo}^M est la sensibilité de la cavité magnéto-optique en /T par rapport à l'aimantation, on peut convertir les unités en %/T en multipliant par 100. Une remarque importante est que la sensibilité en %/T sera indépendante de l'épaisseur du matériau, puisque la dépendance linéaire avec l'épaisseur du facteur de perte $\alpha_p \ell$ et de l'anisotropie de la cavité θ_{F_0} s'annule, ce qui nous permet de définir la sensibilité $S_{\text{cmo}}^{(B)}$ et $S_{\text{cmo}}^{(M)}$. Par conséquent, la figure de mérite de la cavité magnéto-optique définit comme

$$F_{\text{cmo}} = \frac{\theta_{F_0}}{\alpha_p \ell} = \frac{V_{B,M}}{\alpha_p}, \quad (4.41)$$

offre un critère indépendant de l'épaisseur du matériau qui définit la performance du matériau

intracavité dans la cavité magnéto-optique lorsque la réflectivité optique des miroirs est choisie. Si les pertes sont trop grandes, la performance de la cavité sera surestimée par la figure de mérite étant donné que l'amplification ne sera pas possible. Cette figure de mérite ne serait pas applicable pour l'effet Faraday sans cavité optique, étant donné le comportement exponentiel de l'équation (4.39).

Performance théorique du YIG

Le YIG est un matériau très intéressant pour maximiser la figure de mérite étant donnée sa transparence avantageuse dans l'infrarouge tout en possédant une forte interaction magnéto-optique. De plus, il possède un grand temps de cohérence, ce qui le rend utile pour toute application exploitant la précession de l'aimantation telle que la résonance magnétique ou des expériences d'onde de spin. En combinant ces deux caractéristiques, le YIG se montre comme un matériau très intéressant pour mesurer magnéto-optiquement la résonance magnétique. Tel qu'illustré au tableau D.1 de l'annexe D, le YIG possède aussi plusieurs dopants qui permettent de modifier certaines de ses propriétés, souvent, les dopants peuvent augmenter les interactions magnéto-optiques, mais tendent à réduire le temps de cohérence. Le facteur de perte, la constante de Verdet, la figure de mérite sont aussi présentés au tableau D.2 de l'annexe D pour plusieurs références ainsi que l'estimation de la sensibilité associée. Une remarque est que les valeurs de l'absorption optique varient grandement d'une référence à une autre. La constante d'absorption de Gilbert, permettant de quantifier l'absorption micro-onde lors de la résonance magnétique, est aussi présenté pour différentes références et différents échantillons de YIG au tableau D.3 de l'annexe D. En considérant la constante d'absorption optique mesurée à 0.48 cm^{-1} et la constante de Verdet selon le champ externe mesuré à $1.07^\circ/\text{mT}/\text{cm}$ lors des expériences de la section 5.2.1 du chapitre 5, on peut trouver la sensibilité de la cavité magnéto-optique à $61.5 \text{ }^\circ/\%$ ou à $2\,303 \text{ }^\circ/\text{T}$ par rapport au champ externe, pour une épaisseur de 0.35 mm , la réflectivité des miroirs nécessaires à $96.6 \text{ } \%$.

4.4 Mesure de la résonance magnétique à l'aide de la cavité magnéto-optique

La section précédente a décrit en détail la physique de la cavité magnéto-optique ainsi que sa capacité à amplifier les effets magnéto-optiques. Il a été vu comment la performance de cette cavité est liée à la figure de mérite défini par le rapport entre la constante de Verdet et les pertes optiques par absorption. Plus les pertes sont faibles, plus il est possible d'amplifier les effets magnéto-optiques. Dans cette section la sensibilité du système complet de la cavité magnéto-optique, incluant la résonance ferromagnétique, sera décrite pour arriver à définir une autre figure de mérite. Ensuite, les outils numériques seront utilisés pour modéliser la

réponse de la cavité magnéto-optique lors de la résonance ferromagnétique et finalement les différentes harmoniques présentes dans le signal seront discutées et comment les exploiter pour démoduler le signal optique.

4.4.1 Sensibilité de la cavité magnéto-optique pour la mesure de la résonance ferromagnétique et figure de mérite

À la section 4.3.1 l'expression de la sensibilité de la cavité magnéto-optique a été donnée par l'équation (4.40). Cette sensibilité assume un comportement linéaire entre l'effet Faraday θ_{F_0} et le champ externe, cette hypothèse est vraie lorsque la susceptibilité est celle de la courbe d'hystérésis dans la région linéaire entre le champ externe et l'aimantation, tel que

$$M_z^{\text{dc}} = \chi_0 H_{z,\text{int}}^{\text{dc}}, \quad (4.42)$$

lorsque $M_z^{\text{dc}} \ll M_s$, où χ_0 est la susceptibilité intrinsèque du matériau. Tel qu'il a été décrit à la section 3.3.1 du chapitre 3, lors de la résonance ferromagnétique, la susceptibilité magnétique devient sous la forme d'une lorentzienne par rapport au champ magnétique. Cette dépendance par rapport au champ ajoutera un avantage considérable à la sensibilité. Reprenons l'équation (4.26), mais en dérivant plutôt la sensibilité par rapport au champ magnétique tel que

$$S_{\text{modmr}}^B = \frac{1}{I_0} \left| \frac{\partial}{\partial B} (I_x - I_y) \right| = S_{\text{cmo}}^0 \frac{\partial \theta_{F_0}}{\partial M} \frac{\partial M_z}{\partial B_z}, \quad (4.43)$$

où $S_{\text{cmo}}^0 = 16/27\alpha_p\ell$ et $\partial\theta_{F_0}/\partial M_z = V_M\ell$. En posant que le champ dynamique est vers les x_m et en considérant que la partie réelle de la susceptibilité est près de 0 près de la résonance, la dérivée $\partial M/\partial B_z$ est proportionnelle à la dérivée de la partie imaginaire de la susceptibilité (équation (3.44b)). En posant que $\alpha^2 \ll 1$ on trouve que

$$\frac{\partial M_z}{\partial B_z} = \frac{2\alpha\omega_M\omega_H\omega (4\omega^4 - (\omega^2 + \omega_H^2)^2)}{\left((2\alpha\omega_H\omega)^2 + (\omega_H^2 - \omega^2)^2\right)^2} \tilde{h}. \quad (4.44)$$

Lorsque la fréquence est près de la fréquence de résonance, on peut poser que $\omega^2 + \omega_H^2 \approx 2\omega_H^2$ et que $\omega^2 - \omega_H^2 \approx (\omega - \omega_H)\omega_H$ et l'équation (4.44) devient

$$\frac{\partial M_z}{\partial B_z} = \frac{8\alpha\omega_M\omega_H^4 (\omega - \omega_H)}{\left((2\alpha\omega)^2 + (\omega_H - \omega)^2\right)^2} \tilde{h}, \quad (4.45)$$

suivant la forme de la dérivée d'une lorentzienne d'une largeur à mi-hauteur de $2\alpha\omega$. L'équation (4.45) tend vers une droite proportionnelle à $1/\alpha$ lorsqu'on est très près de la résonance.

On peut donc définir une autre figure de mérite, mais pour une mesure de la résonance ferromagnétique avec la cavité magnéto-optique comme

$$F_{\text{modmr}} = \frac{V_{B,M}}{\alpha_p \alpha}, \quad (4.46)$$

lorsque l'aimantation est à saturation et que la constante de Verdet est définie selon le champ magnétique V_B ou selon l'aimantation V_M en $^\circ/\text{cm}/\text{mT}$ et que la réflectivité optimale des miroirs est choisie. Cette figure de mérite décrit la performance d'un matériau dans la cavité magnéto-optique pour mesurer la résonance ferromagnétique. Comme mentionné dans la section précédente, en plus d'avoir une bonne figure de mérite magnéto-optique, le YIG possède aussi un très grand temps de cohérence et précesse fortement durant la résonance magnétique grâce à ses faibles pertes micro-ondes. Les grandeurs de α pour le YIG sont illustrées au tableau D.3 de l'annexe D. La cavité magnéto-optique avec le YIG se montre très bien adaptée pour mesurer la résonance magnétique à l'aide d'une mesure optique de la transmission ou la réflexion de la lumière en résonance avec la cavité optique. L'équation (4.43) peut être exploitée de deux façons : en connaissant précisément les propriétés magnétiques du matériau, on peut déduire avec grande précision le champ magnétique externe, inversement, en sachant précisément le champ externe, il est possible d'étudier les propriétés magnétiques du matériau.

La possibilité de mesurer cette résonance magnétique optiquement permet de combiner la haute sensibilité au champ magnétique de la résonance magnétique avec les avantages de la détection optique, tels que la haute résolution en intensité, en polarisation et en phase, la haute résolution spatiale et temporelle et la facilité de transporter l'onde dans l'espace avec peu de perte. Ces avantages peuvent être utilisés pour mesurer un champ magnétique, étudier les propriétés d'un matériau et même que la détection optique peut offrir une solution avantageuse pour les expériences de résonance magnétique dans les térahertz (0.1 à 10 THz). Dans ces fréquences, les guides d'ondes causent de grandes pertes par la grande absorption des modes de vibration des matériaux et des pertes par effets de peau [140], [141], une mesure optique permettrait de diviser la longueur du guide d'onde par deux et réduire considérablement les pertes de signal. Une autre utilité du MODMR est la possibilité de concevoir un transducteur micro-onde à optique en modulant la lumière à l'aide des effets magnéto-optiques et même d'optique à micro-onde en exploitant la conservation de l'énergie permettant une transition d'une fréquence à une autre par un polariton [78] ou à l'aide d'un laser pulsé [99]. Ajouter une cavité magnéto-optique pourrait améliorer grandement l'efficacité de conversion entre les photons optiques et micro-ondes. Cette section sera dédiée à la modélisation de la mesure optique de la résonance magnétique avec la cavité magnéto-optique

pour comprendre quelles variables sont importantes pour la conception d'un tel système, les différentes manières de faire cette mesure, comment on peut extraire le signal micro-onde et ainsi que l'ordre de grandeur et l'allure du spectre de résonance magnétique.

4.4.2 Combinaison du modèle magnéto-optique et de la résonance ferromagnétique

Pour modéliser la mesure de la résonance magnétique à l'aide de la cavité magnéto-optique, il suffit de combiner les deux formalismes présentés au chapitre 3, c'est-à-dire la section 3.2 décrivant comment modéliser les effets magnéto-optiques pour un système multicouche pour un angle d'incidence et une direction de l'aimantation arbitraire et à la section 3.3 expliquant comment modéliser le comportement dynamique de l'aimantation dans un matériau isotrope pour le mode uniforme. La figure 4.17 schématise le processus pour combiner ces deux modélisations ensemble.

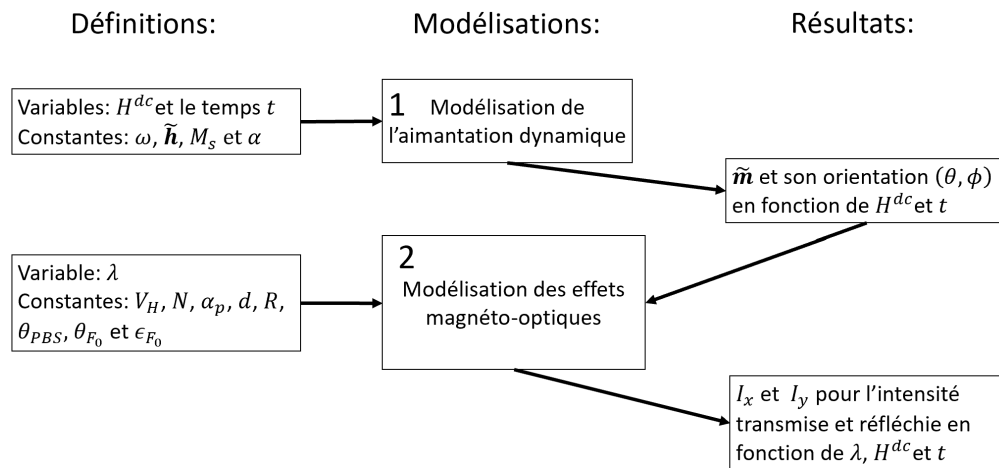


FIGURE 4.17 Schématisation de modélisation de la résonance magnétique détectée magnéto-optiquement à partir de la modélisation magnéto-optique et de l'aimantation dynamique.

Le processus débute par poser les valeurs des constantes connues pour la modélisation de la précession de l'aimantation, ces constantes sont l'amplitude et la fréquence du champ magnétique micro-onde $\tilde{\mathbf{h}}$, l'aimantation à saturation M_s et le terme de perte α . On pose ensuite le champ magnétique statique H^{dc} et le temps sous forme de vecteurs. À partir de ces grandeurs, on peut évaluer l'aimantation dynamique $\tilde{\mathbf{m}}$ en fonction du champ statique H^{dc} et du temps. Il y aurait aussi été possible de fixer la variable du champ statique et faire varier la fréquence micro-onde. Ensuite, on pose les valeurs constantes qui définissent le montage magnéto-optique tel que la constante de Verdet V_H (pour la biréfringence circulaire

magnétique), l'indice de réfraction isotrope N , le facteur de perte optique α_p , l'épaisseur de la cavité d , la réflectivité des miroirs R , l'angle du séparateur de polarisation θ_{PBS} et la polarisation initiale définie par θ_{F_0} et ϵ_{F_0} . Si on souhaite modéliser un angle d'incidence non nul et une cavité multicouche plus complexe, il suffit de définir ces paramètres supplémentaires. En plus de ces constantes, on prend en entrée un nouveau vecteur pour définir la variable de la longueur d'onde laser λ ainsi que les résultats de la première modélisation $\widetilde{\mathbf{m}}$ en fonction ω et du temps. La modélisation magnéto-optique sera donc en mesure de retrouver l'intensité de l'onde réfléchie et transmise pour une polarisation choisit en fonction de la longueur d'onde, de la fréquence micro-onde et du temps. En ayant les résultats en fonction du temps, il suffit de faire une transformée de Fourier pour étudier les différentes harmoniques présentes dans le signal.

4.4.3 Configuration du système et anisotropie statique optimale

Pour procéder à la modélisation, posons la configuration du système. La résonance magnétique est bien plus performante lorsque le matériau est à saturation, puisque cela permet d'uniformiser l'aimantation de chaque domaine magnétique et ainsi d'assurer une fréquence de résonance constante pour tous ces domaines magnétiques. À la section 3.1, deux configurations ont été définies : la configuration Faraday, où le champ magnétique statique est parallèle au faisceau laser et la configuration Voigt, où le champ magnétique statique est perpendiculaire au faisceau laser. Les deux configurations sont présentées à la figure 4.18, où la propagation de la lumière est dans la direction de l'axe z . Pour la biréfringence circulaire et linéaire, la configuration Voigt et Faraday respectivement sera celle qui maximisera la variation du signal magnéto-optique. Pour cette section, nous considérons que la biréfringence circulaire magnétique domine et la configuration Voigt sera utilisée. Pour cette configuration, le signal MODMR sera modulé à la fréquence de Larmor. Si on choisit plutôt la configuration Faraday, le signal sera bien plus faible, mais le signal sera non modulé. Les différentes manières de moduler et démoduler le signal seront expliquées à la section 4.4.5

4.4.4 Modélisation de la réponse de la cavité magnéto-optique lors de la résonance ferromagnétique

Afin de garder la modélisation générale, la variation de l'aimantation est gardée sous la forme d'une variation de l'anisotropie dynamique θ_{F_0} de la cavité de manière indépendante au matériau choisi et il ne sera pas nécessaire de définir une amplitude du champ magnétique dynamique. Le facteur de perte α de Gilbert est posé à $4 \cdot 10^{-5}$, soit une largeur à mi-hauteur de 17.6 μT considérant que seule α participe à la largeur du pic. La fréquence de champ

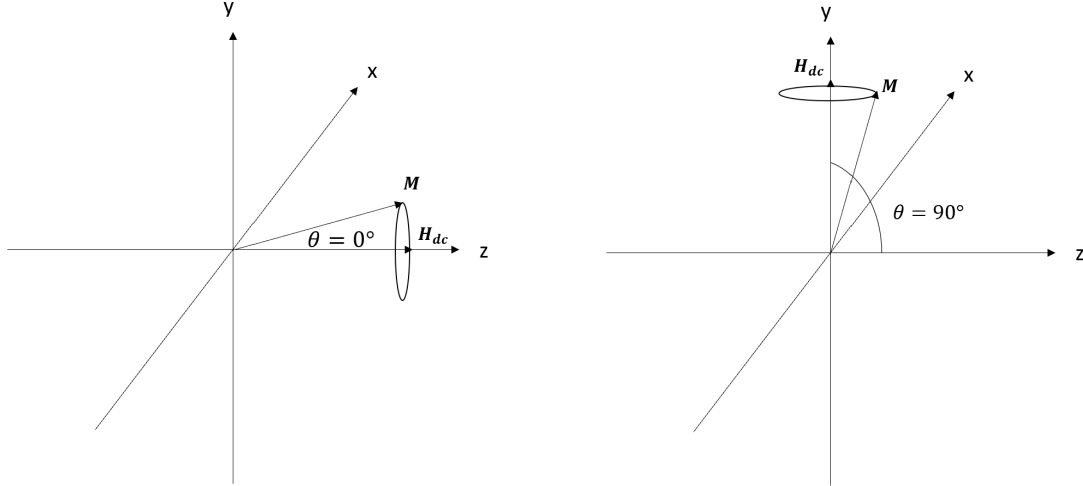


FIGURE 4.18 Direction du champ magnétique externe et de la précession de l'aimantation illustrée pour la configuration Faraday (Gauche) et Voigt (Droite) pour une expérience MODMR. La propagation de la lumière est dans la direction des z .

magnétique statique est posée à 6.15 GHz, ce qui donne un champ de résonance à environ 350 mT pour une anisotropie de forme de $N_x, N_y, N_z = 0.085, 0.085, 0.83$ qui correspond à celle d'un disque de 0.35 micron d'épaisseur et de 5.5 mm de diamètre. Ce dernier choix sur l'anisotropie de forme aura un impact sur le champ de résonance et sur la grandeur de l'angle de précession, mais ici l'angle de précession est absorbé par la définition de l'anisotropie dynamique. Puisqu'on a fait l'hypothèse que la biréfringence circulaire magnétique est dominante sur la biréfringence linéaire magnétique, l'anisotropie dynamique θ_{F_0} dépendra de la variation de l'aimantation dans l'axe des z causée par la précession à résonance. Comme pour la cavité magnéto-optique, le cas sans perte par absorption optique et des miroirs réfléchissants de 90% seront considérés. À la figure 4.19 et 4.20, l'intensité I_x^{rot} et I_y^{rot} sont calculés en fonction du déphasage isotrope de la cavité optique et du champ statique. Deux cas sont illustrés : le régime linéaire et non linéaire, où la dépendance entre l'intensité et l'anisotropie θ_{F_0} est linéaire (0 à 0.5°) et non linéaire (0 à 10°). Seulement la norme des grandeurs ayant une variation temporelle est illustrée dans cette figure, θ_{F_0} est donc la modulation de l'anisotropie de la cavité par la résonance magnétique.

Dans le régime linéaire, la détection de la résonance magnétique se fait de manière la plus sensible lorsque la cavité magnéto-optique est à résonance ($\Delta\varphi = 0$), ce n'est plus le cas pour le régime non linéaire. Dans le régime non linéaire et à $\Delta\varphi = 0$, la variation d'anisotropie est assez grande pour atteindre I_x^{rot} et I_y^{rot} à un endroit où leur variation en fonction de l'anisotropie θ_{F_0} devient très faible. Dans ce cas, deux possibilités s'offrent pour éviter de perdre le signal : exploiter un déphasage isotrope hors résonance de la cavité magnéto-optique

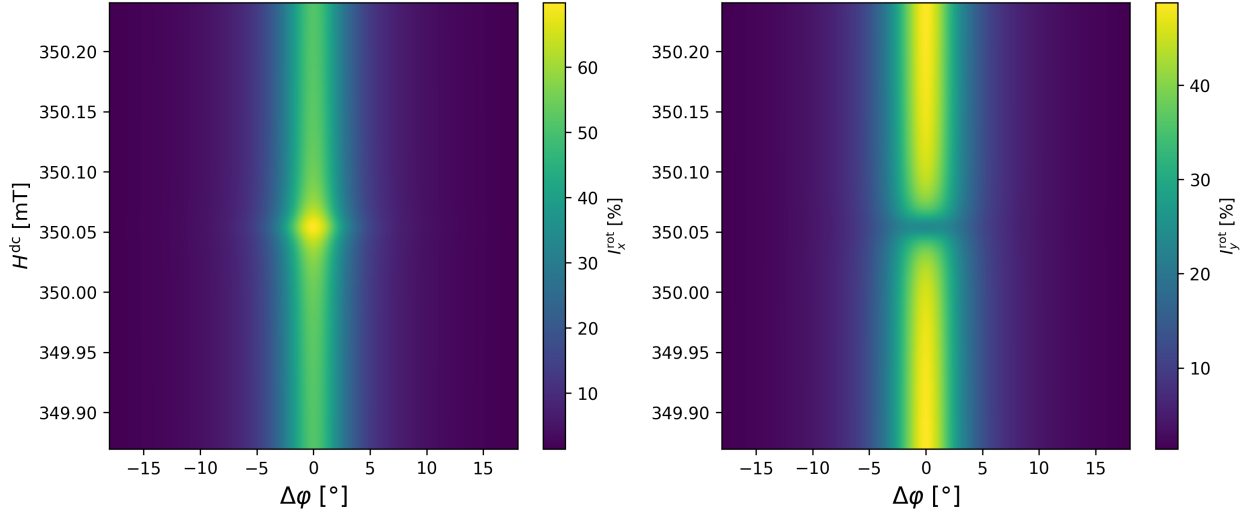


FIGURE 4.19 Régime linéaire lorsque l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 0.8° . L'intensité I_x^{rot} et I_y^{rot} transmise en fonction du champ magnétique statique externe et du déphasage isotrope ($\Delta\varphi$) de la cavité magnéto-optique sans perte avec des miroirs à 90% dans la configuration Voigt avec une biréfringence circulaire. Le séparateur de polarisation est à 45° par rapport à l'axe des x , le facteur de perte α de Gilbert est posé à $4 \cdot 10^{-5}$, la fréquence du champ magnétique statique est posée à 6.15 GHz, et une anisotropie de forme de $N_x, N_y, N_z = 0.085, 0.085, 0.83$.

ou d'ajuster l'anisotropie θ_{F_0} statique en ajustant l'angle θ à la figure 4.18. Pour mieux comprendre ce phénomène, l'intensité I_x^{rot} et I_y^{rot} en fonction de l'anisotropie θ_{F_0} sont illustrées à la figure 4.21, toujours avec une anisotropie θ_{F_0} statique de 0. Pour $\Delta\varphi = 0$, on voit que si la variation de l'anisotropie est trop grande, on dépasse le régime linéaire et la valeur de I_x^{rot} et I_y^{rot} à résonance diminue et varie très peu. Alors que pour $\Delta\varphi = 10^\circ$, elle se maximise à l'anisotropie $\theta_{F_0} = 10^\circ$. Donc pour le cas de la figure 4.20, si on choisit de modifier le déphasage, celui-ci serait de $\Delta\varphi = 10^\circ$ et si on choisit de modifier l'anisotropie θ_{F_0} statique en réduisant l'angle θ , celle-ci serait de 10° . Ces deux angles sont toujours les mêmes, puisque la variation de l'anisotropie θ_{F_0} permet d'atteindre un mode de résonance de la cavité magnéto-optique dans une condition non dégénéré.

Regardons maintenant le spectre de la mesure de la résonance magnétique pour le cas linéaire et non linéaire en traçant l'intensité I_x^{rot} et I_y^{rot} en fonction de la fréquence micro-onde du champ magnétique statique externe, tracée à la figure 4.22 pour le régime linéaire et 4.23 pour le régime non linéaire. Pour le régime linéaire, on voit qu'il est possible de soustraire la mesure de I_x^{rot} et I_y^{rot} pour combiner les résultats. Pour le régime non linéaire, on doit additionner I_x^{rot} et I_y^{rot} pour combiner les résultats et en les additionnant, on rend le résultat indépendant de l'angle θ_{PBS} . Pour le régime non linéaire, on voit qu'on peut mesurer la résonance magné-

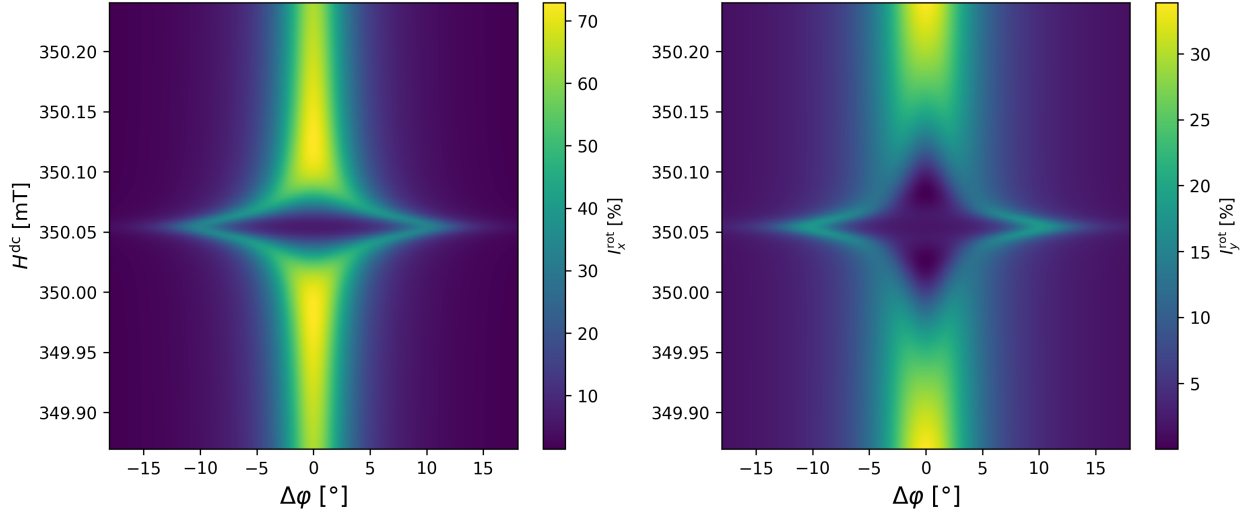


FIGURE 4.20 Régime non linéaire lorsque l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 10° dans la même configuration que la figure 4.20.

tique avec les deux déphasages isotropes $\Delta\varphi$, mais $\Delta\varphi = 10^\circ$ permet de réduire la largeur mi-hauteur du spectre de la résonance magnétique. Si on avait plutôt choisi d'augmenter l'anisotropie statique θ_{F_0} , la largeur du pic serait similaire, mais la hauteur serait le double, cependant, en pratique, augmenter l'anisotropie statique aura l'effet de réduire l'anisotropie dynamique dans la direction de la propagation du laser. Dans le cas d'une meilleure cavité magnéto-optique avec une haute finesse et une haute sensibilité, le régime linéaire serait sur un intervalle d'angle d'anisotropie plus petit et pour une même modulation de l'anisotropie et la hauteur du pic serait plus grande. Alors que pour le régime non linéaire avec une même modulation de l'anisotropie, à $\Delta\varphi = 10^\circ$, une meilleure sensibilité augmenterait, le signal réduirait la largeur du spectre. Atteindre ce régime permettrait d'augmenter significativement la sensibilité du système pour une application en magnétométrie.

En pratique, considérant les mêmes paramètres du YIG qu'à la fin de la section 4.3 ($\alpha_p = 0.48 \text{ cm}^{-1}$ et $V = 1.07^\circ/\text{mT}/\text{cm}$ par rapport au champ externe) en assumant que l'absorption micro-onde est $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$, une saturation à 175 mT et les facteurs de désaimantation de $N_x, N_y, N_z = 0.085, 0.085, 0.83$, le régime non linéaire serait atteint à partir d'une anisotropie dynamique d'environ 2° . Une anisotropie dynamique de 2° correspond à une aimantation dynamique d'environ $2/(1.07 \cdot 0.83 \cdot 0.35 \cdot 10^{-1}) = 64.3 \text{ mT}$, soit un angle de précession de $\arcsin(64.3/175) = 21.6^\circ$ dans la configuration Voigt. Un tel angle de précession est très grand, mais, selon le modèle linéaire de la précession de l'aimantation, il serait possible à atteindre avec un champ micro-onde de $4.6 \text{ } \mu\text{T}$, avec cette géométrie. Cependant, le modèle

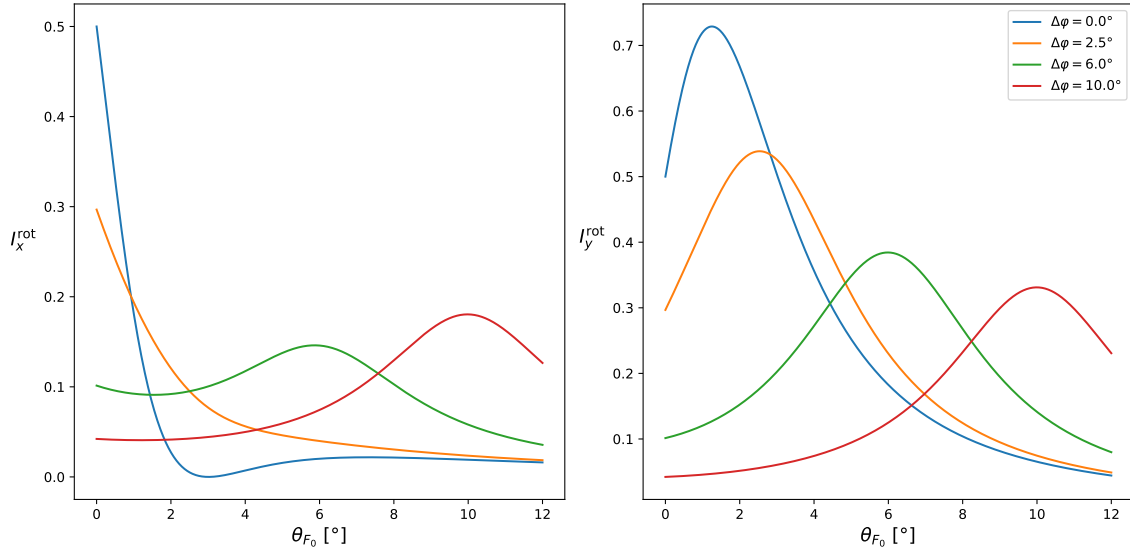


FIGURE 4.21 I_x^{rot} et I_y^{rot} en fonction de l'anisotropie θ_{F_0} pour différents déphasages isotropes d'une cavité magnéto-optique sans perte et des miroirs à 90% avec un angle de 45° entre le séparateur de polarisation et à l'axe des x .

linéaire n'est plus complètement valide pour un tel angle de précession, qui va induire des phénomènes non linéaires et déformer le pic de résonance et ajouter des harmoniques dans le domaine fréquentiel [142].

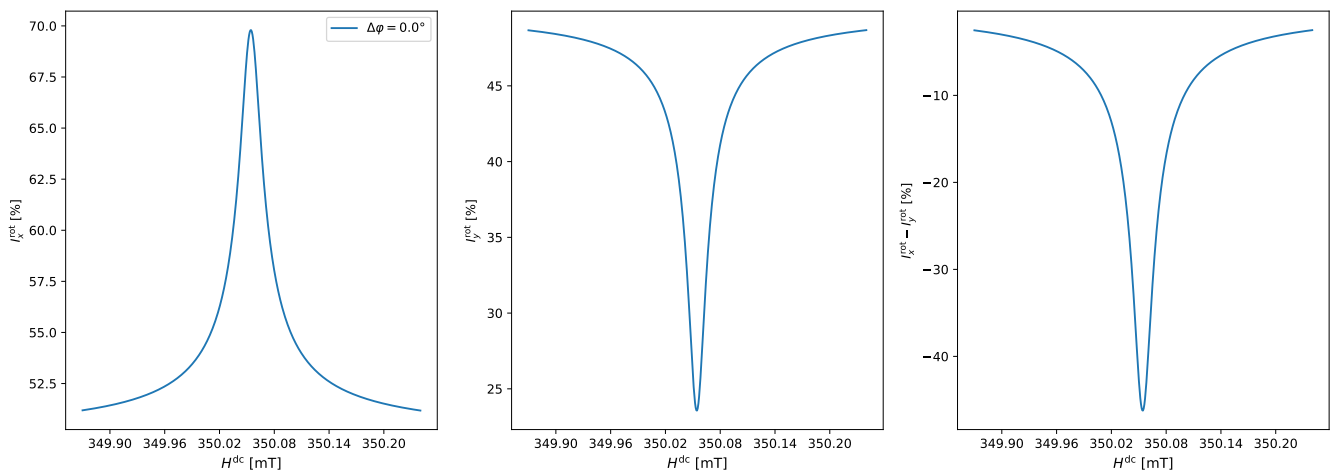


FIGURE 4.22 Courbes de la figure 4.19 pour un déphasage isotrope de la cavité magnéto-optique fixe à 0 pour le régime linéaire : l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 0.8° et anisotropie statique de 0.

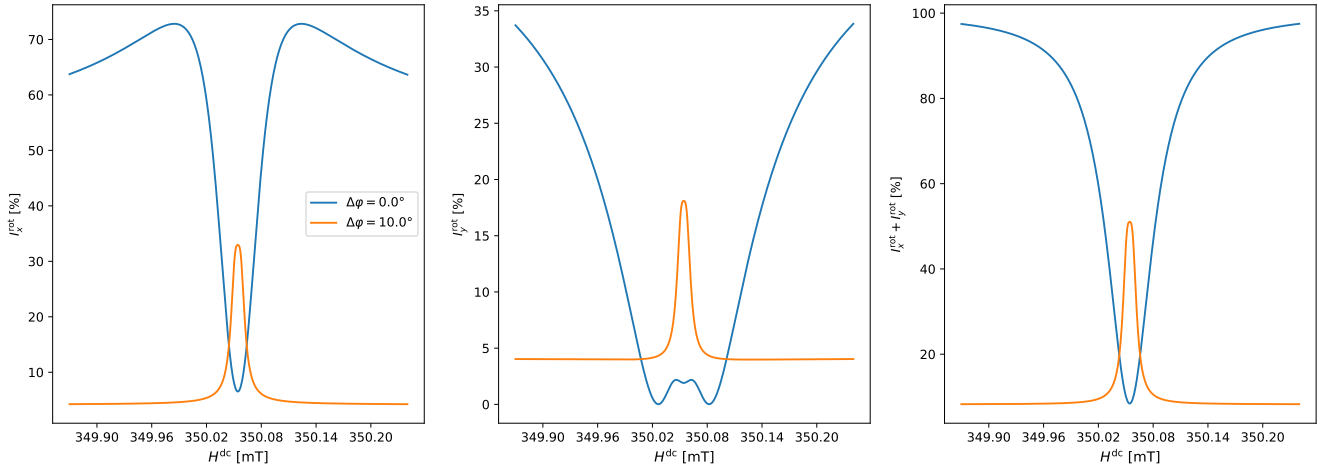


FIGURE 4.23 Courbes de la figure 4.20 pour un déphasage isotrope de la cavité magnéto-optique fixe à 0 et 10° pour le régime non linéaire : l'anisotropie θ_{F_0} dynamique en z varie de 0 à 10° et une anisotropie statique de 0.

4.4.5 Méthode d'extraction du signal dans le domaine fréquentiel pour la configuration Voigt et Faraday

En pratique, le signal d'une expérience MODMR avec la cavité magnéto-optique est fortement dépendant de la dimension temporelle des variables et celles-ci peuvent être exploitées pour démoduler le signal micro-onde à une fréquence plus facilement mesurable. Ces variations sont la modulation de l'aimantation par la précession de la résonance magnétique $\tilde{\mathbf{m}}(t) = \tilde{\mathbf{m}}_0 \sin(\omega_{\text{mw}}t + \phi_{\text{mw}})$, ω_{mw} étant la fréquence micro-onde et ϕ_{mw} le déphasage de l'aimantation dynamique par rapport au champ micro-onde $\tilde{\mathbf{h}}$ et $\tilde{\mathbf{m}}_0 = \chi \tilde{\mathbf{h}}_0$ où χ est le tenseur susceptibilité et $\tilde{\mathbf{h}}_0$ est l'amplitude du champ micro-onde. L'amplitude du champ micro-onde peut aussi être modulée tel que $\tilde{\mathbf{h}}_0(t) = \tilde{\mathbf{h}}_0 (1 - (a_h/2)(1 + \sin(\omega_{\text{ac}}t + \phi_{\text{ac}})))$ où a_h est entre 0 et 1 et quantifie l'amplitude de la modulation de l'intensité des micro-ondes. Puisque $\omega_{\text{mw}} \gg \omega_{\text{ac}}$, on peut ignorer les phases ϕ_{mw} et ϕ_{LIA} . Il est aussi possible de moduler l'intensité du laser $I_0(t) = I_0 (1 - (a_I/2)(1 + \sin(\omega_I t + \phi_I)))$ où a_I est l'amplitude de la modulation de l'intensité, aussi entre 0 et 1 et finalement, le champ magnétique statique en z_m tel que $H_{z_m}^{\text{dc}}(t) = H_{z_m}^{\text{dc}} + H_{z_m}^{\text{ac}} \sin(\omega_{\text{dc}}t)$. La modulation du champ magnétique statique contribue par le tenseur de susceptibilité, cette modulation sera donc non linéaire, elle tombe à zéro au maximum de la résonance et si le champ est de l'ordre de la largeur de résonance, la deuxième harmonique de la fréquence de référence sera excitée. La mesure de signaux se fait typiquement à l'aide d'un amplificateur lock-in à une fréquence de référence afin d'augmenter

significativement le signal sur bruit et dépendamment du choix des fréquences de modulation des différentes grandeurs modulable, le signal démodulé par le lock-in sera significativement différent. De plus, l'angle entre le séparateur de polarisation et la polarisation du faisceau laser ainsi que si le montage est dans la configuration Voigt ou Faraday aura un impact sur le signal démodulé et le choix des différentes grandeurs à moduler.

Harmoniques dans la configuration Voigt

Étudions les différentes harmoniques présentes dans le signal dans la configuration Voigt, toujours dans le cas où la biréfringence circulaire magnétique est dominante. Dans la configuration Voigt, le signal optique sera modulé à la fréquence micro-onde puisque $\tilde{m}_z(t)$ est non nul. Dans cette configuration, trois possibilités s'offrent à nous. Premièrement, il suffit de rendre le signal de la cavité magnéto-optique la plus quadratique possible en fonction de l'aimantation, comme montré à l'équation (4.20) et (4.21), ceci est le cas lorsque l'angle $\theta_{PBS} = 0$ et que $R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \approx 1$. Ensuite, si on module la puissance micro-onde $\tilde{h}(t)$ ou le champ statique $H_{z_m}^{dc}(t)$ à la fréquence de référence du lock-in ω_{ref} , une harmonique du signal MODMR sera démodulée par le LIA. Cette modulation provient du fait que le terme $\tilde{m}_z^2(t)$ possède une harmonique de fréquence 0 et de fréquence $2\omega_{mw}$, en la multipliant par un signal modulé à la fréquence ω_{ref} , l'harmonique de fréquence 0 est translaté à la fréquence du lock-in ω_{ref} .

Deuxièmement, on peut garder le signal de la cavité magnéto-optique linéaire ($\theta_{PBS} = 45^\circ$), mais moduler, en plus de la puissance micro-onde ou du champ magnétique statique, la puissance du laser à la fréquence des micro-ondes ω_{mw} . Cette deuxième modulation permet d'augmenter la grandeur du signal par rapport à la première méthode, mais ajoute une complexité expérimentale pour générer un signal électrique dans les gigahertz à un voltage suffisant pour la modulation optique, cette modulation peut se faire par électro-optique fibré, ou directement par la modulation du courant de la source laser. Ceci est causé par le fait que le signal $\tilde{m}_z(t)$ à la fréquence ω_{mw} sera transformé en deux harmoniques : une à la fréquence 0 et une à la fréquence ω_{mw} et l'harmonique de fréquence 0 sera translaté à la fréquence ω_{ref} par la modulation de la puissance micro-onde ou du champ magnétique statique. Ici, la phase de la modulation de la puissance laser est importante et devrait être en phase avec le signal de l'aimantation $\tilde{m}_z(t)$.

Une troisième méthode possible est la méthode par extinction, c'est-à-dire de positionner l'angle θ_{PBS} à 0 et seulement mesurer la polarisation complètement atténuée. Lorsque la condition de résonance magnétique est satisfaite, le signal MODMR mesuré deviendra non

nul et sa grandeur RMS sera mesurée. Pour améliorer le signal sur bruit, on peut moduler le champ statique, la puissance micro-onde ou la puissance laser à la fréquence ω_{ref} . Cette méthode est plus simple, mais offre le plus petit signal sur bruit.

Harmoniques dans la configuration Faraday

Dans la configuration Faraday, dans le cas où la biréfringence circulaire magnétique est dominante, le signal ne sera plus modulé à la fréquence micro-onde ω_{mw} , la condition de résonance va plutôt réduire l'amplitude de \widetilde{m}_z , qui sera indépendante du temps. Dans ce cas, le signal sera plus faible que dans la configuration Voigt, puisque la dérivée de $\cos(\theta)$ par rapport à θ est minimum lorsque θ est 0, à la configuration Faraday et maximum lorsque θ est $\pi/2$, à la configuration Voigt. Cependant, l'absence de modulation rend le signal facile à extraire le signal de la cavité magnéto-optique peut-être linéaire en fonction de l'aimantation, ce qui permet de garder l'angle θ_{PBS} à 45° . Une simple modulation du champ statique ou de la puissance micro-onde est suffisante pour extraire tout le signal.

4.5 Rôle du bruit

Dans ce chapitre, les choix de variables, particulièrement le choix d'un angle de 45° entre l'orientation de la polarisation et le séparateur de polarisation à la section 4.3.1 et le choix de la configuration Voigt à la section 4.4.3, ont uniquement été faits en maximisant la sensibilité par rapport à l'aimantation pour la cavité magnéto-optique et par rapport au champ externe pour la cavité magnéto-optique lors de la résonance magnétique, celle-ci présentée en $\%/T$. Cependant, pour la conception d'un senseur magnétique, l'objectif réel à minimiser pour mesurer la plus petite variation de l'aimantation ou du champ magnétique est le bruit de la mesure, dans les unités de la grandeur mesurée, soit en $T/\sqrt{\text{Hz}}$ pour mesurer l'aimantation ou le champ magnétique. Le bruit en $T/\sqrt{\text{Hz}}$ est dérivé à partir du bruit de la quantité mesurable, en $V/\sqrt{\text{Hz}}$, à partir de la sensibilité en V/T . Dans le cas où le bruit en $V/\sqrt{\text{Hz}}$ est indépendant des grandeurs physiques de conception, telle que la puissance du laser, la puissance mesurée par les photodétecteurs, l'amplificateur, de la fréquence laser et micro-onde, maximiser la sensibilité tentera aussi toujours à minimiser le bruit et les choix faits plus tôt seraient justifiés. Cependant, ce n'est pas le cas en pratique, par exemple, le bruit de photon (*shot noise*) est donné par

$$\sigma_{sn} = \sqrt{2q\mathfrak{R}P_{pd}} \quad (4.47)$$

où q est la charge de l'électron, \Re la réponse de la photodiode en A/W et P la puissance mesurée par le photodétecteur [143]. Le bruit de photon dépend de la puissance, ce qui signifie qu'à partir d'une certaine puissance, l'augmentation de la sensibilité en V/T n'augmentera plus la performance. Donc, le choix de l'angle de 45° entre l'orientation de la polarisation et le séparateur de polarisation et le choix de la configuration Voigt pourrait ne pas être le choix optimal dans le cas où le bruit de photon est la source de bruit dominante.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la théorie du chapitre 3 a été mise en pratique pour modéliser d'abord les effets magnéto-optiques d'interfaces et de propagation. Il a été montré que les effets d'interface sont négligeables par rapport aux effets de propagation lorsqu'on considère des couches macroscopiques de plus d'un micromètre. Sachant cela, la cavité magnéto-optique a pu être modélisée simplement à l'aide des matrices de Jones, permettant de dériver la forme analytique de la transmission et de la réflexion en fonction de l'anisotropie magnéto-optique du matériau intracavité, du déphasage isotrope et de la réflectivité des miroirs. Grâce à cette modélisation, la réponse de la cavité en fonction des paramètres tels que l'anisotropie magnéto-optique, le déphasage et la réflectivité des miroirs est étudiée en détail, sans considérer les pertes par absorption. On observe que la cavité magnéto-optique permet d'amplifier significativement les effets magnéto-optiques par deux contributions : l'amplification de la rotation de la polarisation par l'augmentation de la longueur effective du matériau magnéto-optique, et la diminution de la transmission ou l'augmentation de la réflexion à la condition de résonance de la cavité optique sans biréfringence. Il a également été observé que plus la réflectivité des miroirs est grande, meilleure est l'amplification, mais plus faible est la plage dynamique utilisable.

Ensuite, les pertes par absorption sont prises en compte, étant donné la nature absorbante des matériaux ferromagnétiques aux longueurs d'onde optiques. Il a été montré que la transmission et la réflexion à résonance de la cavité optique sont grandement atténuées par les pertes, d'autant plus que la réflectivité des miroirs est élevée. Il a aussi été démontré que la finesse de la cavité atteint un plateau lorsque la réflectivité devient trop grande, ce plateau étant d'autant plus bas que les pertes sont importantes. La finesse représentant l'interaction entre le matériau intracavité et l'onde, on cherche à la maximiser pour amplifier les effets magnéto-optiques, mais sans réduire excessivement l'amplitude du signal. Dans la section suivante, ce compromis entre amplification et signal est optimisé en calculant la sensibilité en $\%/^\circ$ (pourcentage par degré). On a ainsi pu déterminer la sensibilité optimale, qui suit

une relation linéaire inverse en fonction du facteur de pertes $\alpha_p \ell$, contrairement à la relation exponentielle observée pour l'effet Faraday sans cavité. Il a également été montré que la réflectivité optimale des miroirs suit une loi cubique en fonction du facteur de pertes $\alpha_p \ell$. Ces relations permettent de conclure que la sensibilité d'une cavité magnéto-optique en fonction du champ magnétique ou de l'aimantation est indépendante de l'épaisseur du matériau choisi, ce qui permet de définir une figure de mérite magnéto-optique comme le rapport entre la constante de Verdet et la constante d'absorption. Le YIG est ensuite introduit comme un excellent matériau pour maximiser cette figure de mérite. Pour une cavité magnéto-optique en YIG de 350 microns, on estime que la sensibilité peut être amplifiée d'un facteur 20.

La section suivante poursuit la modélisation en considérant la résonance ferromagnétique dans le matériau intracavité. On commence par décrire la forme complète de la sensibilité d'un tel système, en considérant deux formes de susceptibilité magnétique : celle associée à la courbe d'hystérésis et celle associée à la résonance ferromagnétique. En dérivant cette dernière, on obtient un nouveau facteur de mérite décrivant la performance des matériaux intracavité lorsqu'on mesure la résonance ferromagnétique. Celui-ci est donné par le rapport entre la constante de Verdet, la constante d'absorption et la constante micro-onde. La section décrit ensuite comment modéliser le système dans des configurations permettant de mesurer magnéto-optiquement la résonance ferromagnétique, à savoir les configurations de Voigt et de Faraday. La première est plus sensible, mais module le signal à la fréquence micro-onde. Les résultats de la réponse de la cavité lors de la résonance ferromagnétique sont ensuite présentés, permettant d'identifier deux régimes : un régime linéaire, où la réponse de la cavité en fonction de l'aimantation est linéaire, et un régime non linéaire, où la réponse devient non linéaire. Ce régime non linéaire rend intéressante l'exploitation d'une longueur d'onde hors résonance de la cavité, car il permet de réduire la largeur à mi-hauteur du mode de résonance. Avec le YIG, ce régime pourrait être atteint en configuration Voigt si le champ magnétique dynamique dépasse 4.6 μT . Ensuite, les différents harmoniques présents dans le signal sont décrits, ainsi que la manière de les exploiter pour démoduler le signal.

Enfin, le rôle du bruit est discuté. Celui-ci n'a pas été pris en compte lors de la conception, bien que les bruits fondamentaux, tels que le bruit de photon (*shot noise*), puissent avoir un impact significatif, notamment sur le choix de l'angle du séparateur de polarisation et sur la configuration Voigt ou Faraday. Le prochain chapitre sera consacré à la partie expérimentale, portant sur la réponse de la cavité magnéto-optique ainsi que sur la mesure spectroscopique par absorption de cette cavité, étudiées de manière indépendante.

CHAPITRE 5 MONTAGES EXPÉRIMENTAUX ET MESURES INDÉPENDANTES DE LA CAVITÉ MAGNÉTO-OPTIQUE ET DE LA RÉSONANCE FERROMANGÉTIQUE

Le dernier chapitre a permis d'étudier théoriquement le comportement de la cavité magnéto-optique pour mesurer optiquement la résonance ferromagnétique. Il y a été vu que la sensibilité maximale de la cavité magnéto-optique est déterminée par le facteur de mérite magnéto-optique du matériau intracavité. Le dernier chapitre a aussi décrit comment la cavité magnéto-optique peut être utilisée pour mesurer la résonance ferromagnétique et deux régimes ont été identifiés : le régime linéaire où la variation de l'aimantation par la résonance est assez petite pour rester dans le régime où la réponse de la cavité est linéaire en fonction de l'aimantation et le régime non linéaire où la variation de l'aimantation atteint une assez grande valeur pour activer une réponse non linéaire significative par la cavité magnéto-optique. Dans ce chapitre, dans une lignée similaire au chapitre précédent, les concepts de base de la méthode MODMR seront présentés de manière déconstruite par l'étude expérimentale de la cavité magnéto-optique suivie par une mesure de la résonance ferromagnétique du matériau intracavité. Le prochain chapitre se chargera de combiner ces deux mesures pour reproduire une mesure MODMR.

Ce chapitre se divise en trois parties. Dans un premier temps, un montage a été développé afin de reproduire une mesure de l'effet Faraday résonant et de caractériser la cavité magnéto-optique. Dans un second temps, la mesure magnéto-optique sera étudiée et comparée à une mesure VSM pour mesurer la courbe d'hystérésis. Finalement, un autre montage sera introduit pour effectuer une mesure spectroscopique de la résonance ferromagnétique par absorption. Étant donné que ces travaux constituent la première mise en place expérimentale dans ce laboratoire, la cavité magnéto-optique sera testée considérant la réflexion naturelle des interfaces de l'échantillon magnéto-optique ferromagnétique et seulement le montage dans la configuration Faraday sera mis sur pied. À l'aide de ce montage, la cavité magnéto-optique sera caractérisée en utilisant le modèle théorique du chapitre 4.1. Après cela, en combinant les résultats expérimentaux et le modèle théorique, la performance de la cavité magnéto-optique pour différents scénarios expérimentaux est présentée quantitativement. La mesure spectroscopique de la résonance ferromagnétique sera faite sur ce même échantillon.

5.1 Montage expérimental pour la réponse magnéto-optique

Le montage de la cavité magnéto-optique peut être divisé en 3 sections : l'émission du faisceau laser polarisé, la cavité magnéto-optique dans un champ magnétique et la détection de l'intensité et de la polarisation du faisceau transmis par la cavité magnéto-optique. Ces trois sections ont été combinées à l'aide de tables optiques fixées sur les côtés d'un électroaimant. Comme il a été vu au chapitre 3.1, deux configurations peuvent être choisies pour l'expérience : la configuration Faraday et Voigt. La configuration Faraday est choisie puisque l'effet Faraday est environ 4 fois plus important que l'effet Voigt dans les grenats ferrimagnétiques [58]. Puisque la configuration Faraday est mise en œuvre, un électroaimant comportant un trou traversant au centre de ses entrefers, aligné avec la direction du champ magnétique, est utilisé. L'intensité du champ peut varier entre environ 0,4 et 1 T, selon l'ajustement des entrefers, qui permet de concentrer le flux magnétique au coût de la réduction l'espace disponible au centre de l'aimant. Puisque la mesure est en transmission, une table optique est installée de chaque côté pour de l'aimant pour l'émission et la détection de manière à ce que le faisceau laser soit parallèle au champ magnétique. Afin de permettre une mesure synchrone, une bobine de modulation est aussi ajoutée autour de l'échantillon avec son champ dans la même direction que le champ statique. Le montage et ses composantes principales sont schématisés à la figure 5.1 et des photos sont présentées aux figures E.3, E.4 et E.5 de l'annexe E.

5.1.1 Cavité magnéto-optique avec un disque de YIG

Commençons par décrire la section de la cavité magnéto-optique. L'échantillon choisi est un disque de grenat de fer et d'yttrium, $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$, (YIG) monocristal de 5.5 mm de diamètre de 350 microns d'épaisseur avec une direction cristalline de l'axe facile magnétocristalline (111) normal à la surface plane, polie sur ces deux surfaces. Pour le YIG de 350 microns, l'anisotropie θ_{F_0} est d'un maximum de 5.25 à 7.56 ° (voir le tableau D.2 de l'annexe D). Cet échantillon a été choisi, car le YIG cristallin possède un très grand temps de cohérence pour la résonance magnétique et un grand facteur de mérite magnéto-optique (voir annexe D). L'épaisseur de 0.35 mm, étant l'épaisseur la plus petite que nous avons trouvée pour un échantillon de YIG cristallin sans substrat, a été choisie pour plus facilement tester la cavité magnéto-optique. Un échantillon trop épais réduit le facteur d'amplification par la résonance de la cavité optique et posséderait une plus grande largeur spectrale libre, rendant la mesure du spectre plus difficile. Pour cette expérience, les interfaces de l'échantillon jouent le rôle des miroirs par le coefficient de réflexion causé par les équations de Fresnels, le disque sera donc positionné pour que les champs magnétiques soient perpendiculaires à la surface. Le

YIG est positionné dans un support à échantillon fait maison afin d'être aligné grâce à la monture POLARIS-K05 possédant des vis d'ajustement en 3 axes pour ajuster l'angle entre l'échantillon et le faisceau laser.

5.1.2 Émission d'un faisceau laser polarisé linéairement

Le système d'émission est formé d'un laser à longueur d'onde ajustable autour de 1550 nm couplé à une fibre optique qui maintient la polarisation (PM), étant donné la haute transparence du YIG dans cette région de longueur d'onde. Répondant à ces critères, le laser DFB1550P a été choisi, celui-ci ayant aussi une très bonne résolution en fréquence et une très bonne stabilité en intensité. La longueur d'onde et la puissance du laser sont dépendantes de sa température et du courant de sa source, le modèle CLD1015 a été choisi pour contrôler le courant et la température du laser. Le laser est focalisé à l'aide du collimateur F110APC-1550 et ajusté avec la monture translatrice LM1XY. L'échantillon étant à environ 50 cm du collimateur, la taille du faisceau est d'environ 1.4 mm de diamètre. Même si le laser est conçu à partir d'une fibre optique qui maintient la polarisation, le polariseur LPIREA050-C est nécessaire pour stabiliser celle-ci. Le polariseur aura comme rôle de transformer le bruit de polarisation en bruit d'intensité, un compromis utile permettant d'exploiter des méthodes de réduction de bruit. Par exemple, la réduction de bruit commun peut être faite simplement en soustrayant deux signaux d'intensité très similaire variant de manière différente ou en divisant un signal par un signal de référence pour annuler le bruit causé par une instabilité de l'intensité du laser ou de la source de courant. Ce polariseur est sur la monture rotative LRM1, afin de contrôler le signal transmis. Idéalement, on préfère minimiser le courant et maximiser la transmission par le polariseur pour optimiser le signal sur bruit.

5.1.3 Détection de l'intensité et de la polarisation d'un faisceau laser

Finalement, la section pour la détection permet de caractériser la polarisation ainsi que la l'intensité transmise de la lumière. Pour cela, la lame demi-onde WPMH05M-1550 sur la monture rotative CRM05 est utilisée pour tourner la polarisation de l'onde et le cube séparateur de polarisation CCM5-PBS204 est utilisé pour séparer l'intensité de la polarisation en x et en y , ceux-ci focalisée à l'aide d'une lentille convergente sur un photodétecteur du modèle SM05PD4A. L'amplificateur transimpédance AMP102 est utilisé pour amplifier et transformer le signal de courant en tension. Les signaux des photodiodes sont ensuite mesurés ainsi qu'envoyés en différentiel dans un amplificateur lock-in afin de démoduler le signal modulé par la bobine de modulation. Les signaux de l'intensité en x et en y sont soustraits pour réduire le bruit commun lorsque l'angle de l'onde incidente est à 45° . Le signal démodulé

étant la différence entre la puissance des deux polarisations, modulé par l'électroaimant AC, sera de la forme

$$V_{LIA} = (V_{0+} + V_{0-}) \sin(2(\theta_{PBS} + \theta_F)) \sin(\Delta\theta_F) \cdot \text{sign}(\cos(\varphi_{LIA})) \quad (5.1)$$

où $V_{0\pm}$ est tel que $V_+ = V_{0+} \cos^2(\theta_{PBS} + \theta_F)$, $V_- = V_{0-} \sin^2(\theta_{PBS} + \theta_F)$, $\Delta\theta_F$ est l'amplitude totale (maximum au minimum) de la rotation Faraday causée par la modulation du champ magnétique et φ_{LIA} le déphasage entre le signal mesuré par le lock-in et le signal de modulation. On rappelle que θ_{PBS} est l'angle entre l'onde sortant de la cavité magnéto-optique θ_F et l'angle du séparateur de polarisation. Cependant, cette soustraction des signaux nous fait perdre de l'information, mais au moment de caractériser les spectres de la cavité magnéto-optique nous allons utiliser les deux signaux complets.

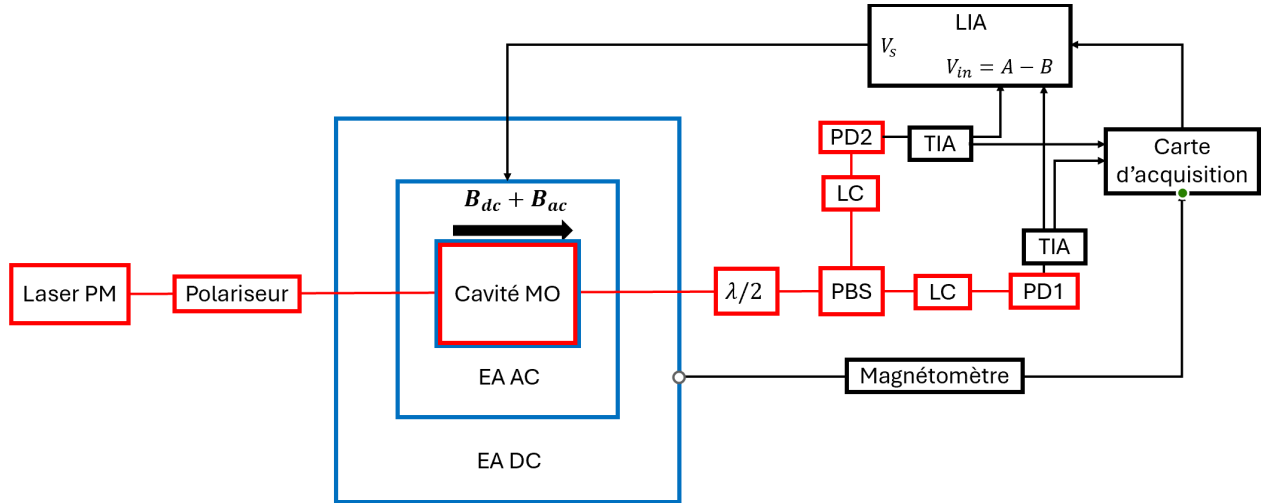


FIGURE 5.1 Montage pour la cavité magnéto-optique en configuration Faraday en transmission. Les éléments en bleu sont les composants magnétiques et les éléments en rouge sont les composants optiques du montage. EA signifie l'électroaimant, $\lambda/2$ est une lame biréfringente demi-onde, PBS est le cube séparateur de polarisation, LC est une lentille convergente, PD est une photodiode et le TIA un amplificateur transimpédance. L'amplificateur lock-in (LIA) prend le signal des deux photodiodes converti et amplifié par les TIA en mode différentiel. L'électroaimant DC est refroidi à l'eau et est utilisé pour générer un champ magnétique jusqu'à 500 mT. La source interne du LIA est utilisée pour faire la modulation de l'électroaimant AC. La tension des deux TIA, le signal X et Y du lock-in et le champ magnétique DC sont mesurés par la carte d'acquisition.

5.2 Effet Faraday résonnant dans un disque de YIG

Le montage présenté dans la section précédente est un montage classique pour une mesure d'effet Faraday que nous allons utiliser ici pour faire une mesure de l'effet Faraday résonnant. Expérimentalement, la différence entre une expérience d'effet Faraday simple et l'effet Faraday résonnant est l'alignement entre les surfaces de l'échantillon et la direction de propagation de la lumière. Il suffit d'aligner correctement l'échantillon pour maximiser l'interférence optique et permettre l'amplification de la rotation Faraday. Étant donné qu'un laser à large spectre et qu'un analyseur de spectre optique ne sont pas accessibles, la méthode d'alignement a été basée sur le fait que l'interférence sera maximisée lorsque l'angle d'incidence est nul sur la surface de l'échantillon. Lorsque l'angle d'incidence est non nul, les coefficients de Fresnel vont désaligner le faisceau par rapport à son alignement avant que l'échantillon soit introduit dans le montage. La technique d'alignement a donc été de minimiser le désalignement causé par l'introduction de l'échantillon dans le montage. Dans cette section, le modèle théorique sera utilisé pour expliquer les données expérimentales pour caractériser la cavité magnéto-optique formée à partir des interfaces de l'échantillon. Ensuite le modèle théorique est utilisé pour prédire les performances de la cavité dans différents scénarios expérimentale.

5.2.1 Caractérisation de la cavité magnéto-optique à l'aide du modèle théorique

Comme discuté à la section 4.3, la configuration la plus sensible est lorsque l'angle θ_{PBS} est 45° par rapport à la polarisation de l'onde incidente. Pour des cavités magnéto-optiques à petite finesse, l'angle de rotation de la polarisation est beaucoup plus petit que 45° . On peut donc assumer que l'angle entre la polarisation de l'onde transmise et l'angle du séparateur de polarisation est environ égal à l'angle entre la polarisation initiale de l'onde et le séparateur de polarisation. Cette approximation nous permet d'utiliser les équations (4.28) pour les expressions analytiques des intensités I_x^{rot} et I_y^{rot} lorsque l'angle du séparateur de polarisation est de 45° avec l'axe des x , toujours dans le même système d'axe qu'à la figure 4.14. En considérant que pour notre disque de YIG l'anisotropie statique θ_{F_0} est $\approx 0.114 \text{ rad} \ll 1$, ces expressions se simplifient et deviennent linéaires en fonction de θ_{F_0} . Les numérateurs deviennent

$$\text{Num}_\pm \approx \theta_{F_0} \left(\pm 2R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \mp 2 \right) + R^2 e^{-2\alpha_p \ell} - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos 2\varphi + 1 \quad (5.2)$$

et le dénominateur devient

$$\text{Den} \approx \left(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \cos(4\varphi) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \cos(2\varphi) + 1 \right)^2 + \left(R^2 e^{-2\alpha_p \ell} \sin(4\varphi) - 2R e^{-\alpha_p \ell} \sin(2\varphi) \right)^2. \quad (5.3)$$

Cette expression linéaire représente bien le comportement de la cavité magnéto-optique puisque l'angle θ_{F_0} est petit pour l'échantillon de YIG (6.53°).

Étant donné que la longueur d'onde ainsi que la puissance du laser sont dépendantes de la température du laser et du courant de sa source, un processus de normalisation est nécessaire afin d'obtenir des grandeurs comparables pour différentes longueurs d'onde du laser. Une méthode judicieuse serait d'ajouter un séparateur de faisceau avant la cavité magnéto-optique d'y mesurer la puissance. Cette valeur peut ensuite être utilisée afin de diviser les mesures de puissance par les PD1 et PD2. Cette division permettrait d'éliminer la dépendance en puissance ainsi que la contribution de l'instabilité en puissance de la source laser pour le bruit de la mesure. La deuxième possibilité est mesurée préalablement la puissance mesurée par les PD1 et PD2 sans échantillon au centre de l'aimant pour chacune des configurations de la température et du courant du laser qui seront utilisées lors des mesures avec l'échantillon. Ensuite, chacune des photodiodes sera divisée par sa valeur de calibration respective. Cette deuxième approche est utilisée pour sa simplicité, malgré son plus faible signal sur bruit.

La figure 5.2 de gauche présente une mesure du spectre pour différentes aimantations du YIG et la figure 5.2 de droite la sensibilité en fonction de la partie réelle du déphasage isotrope $\Delta\varphi$. Puisque les données brutes sont en fonction des paramètres de la source de courant du laser, le déphasage isotrope a été déterminé à l'aide d'une régression quadratique considérant les maximums et les minimums du spectre. Ces mesures illustrent l'amplification des effets magnéto-optiques par la cavité résonante, formée par la différence de l'indice de réfraction de l'air et du YIG aux interfaces du substrat. On observe le spectre de l'intensité pour les deux polarisations I_x^{rot} et I_y^{rot} selon la longueur d'onde à la figure 5.2 de gauche et la pente de la zone linéaire de la différence des deux polarisations à la figure 5.2 de droite. Tel que le prédit la théorie, la pente est maximum au maximum de transmission et minimum au minimum de transmission. À la figure 5.2 de gauche, il est aussi possible de détecter une petite translation du spectre en fonction du champ magnétique tel que le prédit l'équation (3.13).

Pour prendre en compte l'effet du contraste, on peut ajouter un terme d'efficacité C de

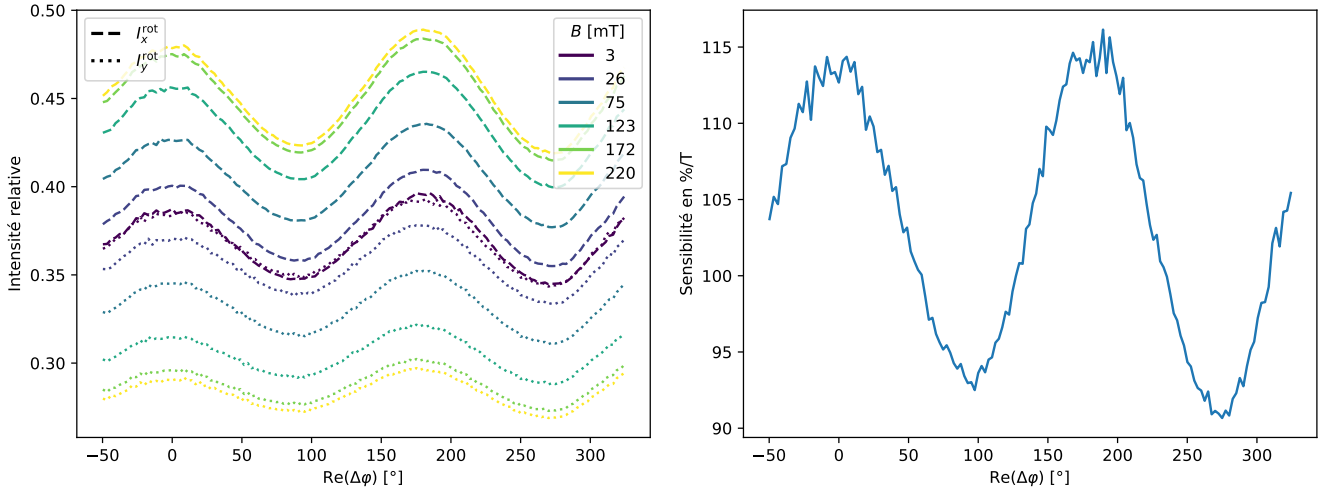


FIGURE 5.2 Gauche : spectre mesuré par les deux photodétecteurs dans la cavité de YIG ($R = 0.14$) selon le champ magnétique externe. Droite : sensibilité en $\%/T$ de la différence $I_x^{\text{rot}} - I_y^{\text{rot}}$ dans la zone où l'aimantation est linéaire selon la partie réelle du déphasage isotrope dans la cavité de YIG.

l'interférence de la cavité optique en transformant l'équation (4.28) comme

$$I_x^{\text{rot}} = K \left(\frac{C \text{Num}_+}{2 \text{Den}} + (1 - C) \cos^2(\theta_{F_0} + \theta_{PBS}) \right) \quad (5.4)$$

$$I_y^{\text{rot}} = K \left(\frac{C \text{Num}_-}{2 \text{Den}} + (1 - C) \sin^2(\theta_{F_0} + \theta_{PBS}) \right). \quad (5.5)$$

Ces dernières équations sont en fonction du déphasage isotrope qui est différent pour les deux polarisations. À l'aide de l'équation (3.13), on peut trouver le déphasage isotrope comme $\varphi = 2\pi Nd/\lambda + \varphi_b$ avec $\varphi_{b_1} = \pi b_1 m^2 d/\lambda$. À l'aide de l'équation (5.4), on peut faire une régression sur les données de la figure 5.2 de gauche pour trouver l'angle de rotation θ_{F_0} , φ_{b_1} le coefficient d'absorption α_p ainsi que le coefficient d'efficacité de l'interférence C . Nous savons que l'épaisseur est de $350 \mu\text{m}$, que l'indice de réfraction est de 2.2 [144]. Les résultats de cette régression sont présentés au tableau 5.1 et discutés plus loin.

La régression de la figure 5.3 de gauche possède une erreur importante puisque le modèle ne peut pas expliquer l'irrégularité de la hauteur des maximums et des minimums sur le spectre. De plus, la calibration de la longueur d'onde en fonction de la température et du courant de la source du laser n'a pas été faite. Ces erreurs rendent les paramètres trouvés très incertains, surtout la valeur du coefficient φ_{b_1} . Cependant, la régression capture très bien la rotation Faraday pour chaque champ magnétique. On peut voir deux zones de la rotation Faraday :

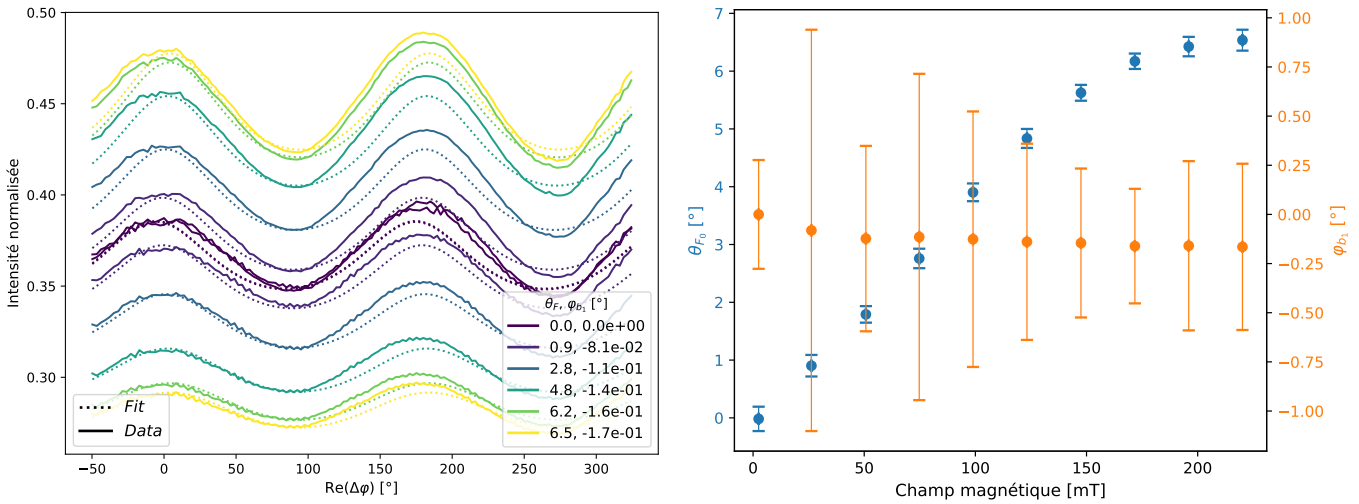


FIGURE 5.3 Gauche : régression du modèle théorique sur les données expérimentales pour les mêmes données de la figure 5.2 de gauche, la légende affiche la rotation Faraday et le déphasage isotrope associé en degré. Droite : La rotation Faraday et le déphasage isotrope trouvé à partir d'une régression ordinaire de distance (ODR) en fonction du champ magnétique correspondant au spectre.

la partie linéaire loin de la saturation et une partie non linéaire près de la saturation magnétique. Ce comportement est le celui typique d'une courbe d'hystérésis et brisera la relation linéaire entre la sensibilité en $^{\circ}/T$ et la constante de Verdet à saturation. Les coefficients trouvés avec leur incertitude sont présentés au tableau 5.1, considérant une incertitude de $\pm 3^{\circ}$ pour la phase et l'écart type de la mesure de l'intensité normalisée. Les deux formes de la constante de Verdet sont présentées : une avec les unités $^{\circ}/cm$ et l'autre en $^{\circ}/mT/cm$ dépendamment que l'aimantation soit saturée ou non.

On peut remarquer que le contraste du spectre à la figure 5.2 de gauche est significativement inférieur que celui du spectre théorique, présenté à la figure 5.4 pour la même réflectivité des interfaces, la même absorption et les mêmes valeurs de θ_{F_0} . Ceci est causé par un parallélisme imparfait entre les deux surfaces du substrat de YIG agissant comme miroir, la divergence du faisceau laser ainsi qu'un alignement imparfait du substrat avec le faisceau laser. Ce plus faible contraste a comme conséquence de réduire les effets d'interférences optiques, c'est-à-dire, réduire le maximum de transmission et augmenter le minimum de transmission, ce qui réduira la sensibilité au maximum de transmission et augmentera la sensibilité au minimum de transmission.

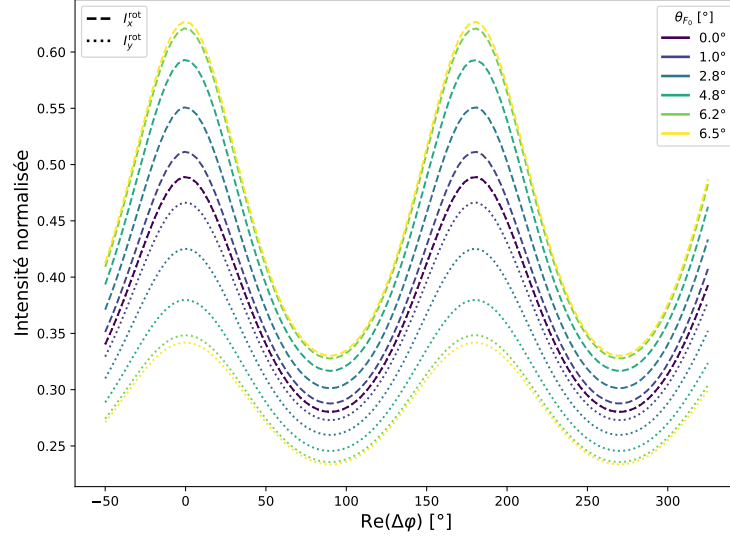


FIGURE 5.4 Reproduction théorique des résultats de la figure 5.2 de gauche, mais pour des surfaces parfaitement parallèles ($R = 0.14$). Les paramètres utilisés sont ceux du tableau 5.1 et de la figure 5.3 de gauche.

TABLEAU 5.1 Constante déduite à partir de la régression ordinaire de distance (ODR) de la figure 5.3. Les constantes de Verdet sont en unité du champ externe et non pas de l'aimantation.

	V_B [°/mT/cm]	V [°/cm]	b_1	α_p [cm ⁻¹]	C
Valeur	1.07	186.7	$-1.12 \cdot 10^{-4}$	0.480	0.177
Incertitude	0.036	5.2	$3.4 \cdot 10^{-5}$	0.16	0.018

Le paramètre C trouvé est un paramètre très significatif pour le design d'une cavité magnéto-optique. Si le paramètre C est trop petit, et que les miroirs sont très réfléchissants, l'intensité du signal transmis sera dominée par le terme $(1 - R)^2$ qui tend vers 0 lorsque la réflectivité est grande. Une tentative de former une cavité magnéto-optique en déposant une mince couche d'argent a montrée que les imperfections au niveau du parallélisme et la rugosité des surfaces ont trop réduits le paramètre C . Pour les futures expériences, une plus grande rigueur devra être donnée à la conception des échantillons magnéto-optiques. À l'aide d'un logiciel de simulation de cavité en ligne [145] construit à partir d'une quantification de l'impact du parallélisme et la rugosité des surfaces faite par Chabbal [146], on peut estimer que le parallélisme de l'échantillon utilisé est d'environ 20 arcsec (0.0056°), ce qui semble faible, mais se trouve très limitant. Avec un tel parallélisme, l'ajout de miroir réfléchissant de chaque côté de l'échantillon augmenterait de très peu la finesse de la cavité et l'avantage de l'amplification des effets magnéto-optique disparaît. Cependant, avec les instruments adéquats, un

parallélisme de 0.5 arcsec serait suffisant pour avoir une performance presque optimale. En pratique, le manufacturier LAYERTEK [147] et SYDOR [148] se disent capables d’atteindre des parallélismes inférieurs à 1.

5.2.2 Prédiction des performances pour une cavité magnéto-optique optimisée

À l’aide des outils de modélisation et des valeurs du tableau 5.1, on peut estimer les performances possibles de l’échantillon de YIG monocristal pour des scénarios expérimentaux optimaux avec et sans miroirs au tableau 5.2.

TABLEAU 5.2 Performance de la cavité magnéto-optique pour trois scénarios. Le premier scénario est à partir des données expérimentales. Les deux scénarios de surfaces parallèles et miroirs parallèles sont déduits à partir de la constante de Verdet et du facteur d’absorption du tableau 5.1 dans la modélisation théorique. La sensibilité en $\%/^\circ$ est le pourcentage de l’intensité pour une anisotropie de la cavité en degrés et la sensibilité en $\%/T$ est dérivée à partir de la constante de Verdet par rapport au champ externe.

Performance actuelle	Surfaces parallèles	Miroirs parallèles de $R = 96.6\%$	unité
3.02	4.50	61.5	$\%/^\circ$
113	169	2 303	$\%/T$

Si l’échantillon était dopé au cérium, un dopant permettant d’accentuer la figure de mérite au prix de son temps de cohérence lors de la résonance magnétique, considérant une constante de Verdet de $V = -740^\circ/\text{cm}$ et une absorption de 0.12 cm^{-1} à 1550 nm [149], une épaisseur de 0.35 mm, une aimantation à saturation de 173 mT [150], des miroirs de 99.2% parfaitement parallèles, la sensibilité est de 246.1 $\%/^\circ$ et en supposant que l’échantillon serait parfaitement saturé à un champ magnétique externe de $M_s N_\perp = 147 \text{ T}$, si le facteur de désaimantation perpendiculaire à la surface est de 0.85, la sensibilité est estimée à 43 351 $\%/T$. Ce dernier résultat dépend fortement de la certitude de la valeur d’absorption du YIG dopé au Cérium, provenant d’uniquement une seule référence et les contraintes expérimentales pour cette cavité serait très importante pour obtenir la finesse nécessaire. De plus, refroidir l’échantillon permettrait de réduire significativement l’absorption optique et d’augmenter la constante de Verdet [151]. Une variation de l’absorption du YIG photoinduite est aussi une méthode potentielle pour réduire l’absorption optique [152], [153], [154]. Exploiter la cavité magnéto-optique pour mesurer une petite variation de champ magnétique ne serait pas avantageux étant donné la variation discontinue et aléatoire des domaines magnétique avant que l’aimantation soit saturée. L’alternative pour travailler à saturation serait de mesurer la variation de la condition de résonance lors d’une mesure MODMR avec la cavité magnéto-optique.

Cependant, la précession de l'aimantation serait moindre avec le YIG dopé au Cérium étant donné son absorption micro-onde environ 60 fois plus élevée que le YIG [150], ce qui contrebalance le gain en sensibilité par la cavité magnéto-optique. La méthode MODMR sera étudiée expérimentalement au chapitre 6 pour un échantillon monocristallin de YIG.

5.3 Mesures magnétométriques des cycles d'hystérésis

Dans cette section, on s'intéresse à étudier la réponse magnéto-optique du YIG lors d'une courbe d'hystérésis. La cavité magnéto-optique mesure le champ externe indirectement par la mesure de l'aimantation. Étant donné que la réponse de l'échantillon en fonction du champ externe dépend de l'anisotropie de l'échantillon, il sera aussi utile de convertir certains résultats en fonction de l'aimantation au lieu du champ externe. Pour cela, il est nécessaire de comprendre la relation entre le champ externe et l'aimantation par la susceptibilité magnétique considérant l'anisotropie magnétique dans l'échantillon, la plus importante étant souvent l'anisotropie de forme, ajoutant un facteur de désaimantation au champ magnétique interne. La relation entre le champ externe et l'aimantation peut-être étudiée avec les effets magnéto-optiques exploitant la relation entre l'aimantation et la polarisation de la lumière ou en mesurant inductivement la variation de flux magnétique d'un échantillon aimanté. Cette deuxième technique est la méthode de magnétométrie à échantillon vibrant (VSM). Le VSM, schématisé à la figure 5.5, fonctionne en faisant vibrer un échantillon sur une tige de verre dans un champ magnétique externe uniforme. Des bobines de détection autour de l'échantillon mesurent la variation de flux magnétique induite par la vibration de l'échantillon aimanté. En modulant la vibration de l'échantillon à une fréquence spécifique, on peut démoduler la tension mesurée par les bobines de détection pour déduire le moment magnétique total du matériau. L'aimantation peut ensuite être déduite à partir du volume de l'échantillon. Contrairement à la mesure magnéto-optique, la méthode VSM fait une mesure moyenne de l'aimantation sur tout l'échantillon. Il sera donc aussi intéressant d'observer comment la mesure magnéto-optique de la courbe d'hystérésis se compare à la mesure VSM considérant la résolution spatiale différente.

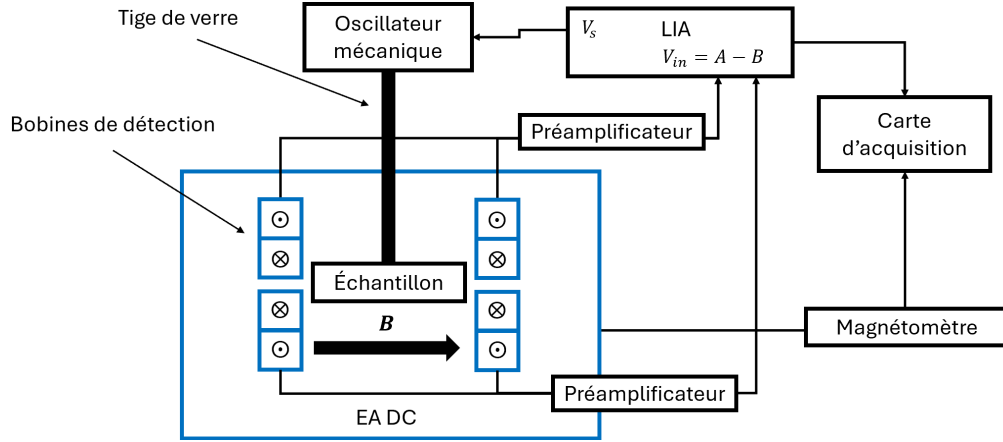


FIGURE 5.5 Montage pour la méthode de magnétométrie à échantillon vibrant (VSM). L'échantillon magnétique est placé sur une tige de verre dans un électroaimant DC (EA DC). Lorsque l'échantillon aimanté vibre par l'oscillateur mécanique, une variation du flux magnétique est mesurée par les bobines de détection. Le signal est préamplifié avant d'être démodulé par le lock-in. Le champ magnétique et le signal sortant du lock-in sont mesurés par la carte d'acquisition.

5.3.1 Susceptibilité apparente et facteur de désaimantation

Considérant des champs externes uniformes et que le champ magnétique externe est dans la même direction que l'aimantation, à l'aide de la relation entre le champ externe et l'aimantation $\mathbf{H}_{\text{int}}^{\text{dc}} = \mathbf{H}_e^{\text{dc}} - \mathbf{N} \cdot \mathbf{M}^{\text{dc}}$ et la définition de la susceptibilité intrinsèque $\mathbf{M}^{\text{dc}} = \chi_0 \cdot \mathbf{H}_{\text{int}}^{\text{dc}}$, on peut relier l'aimantation et le champ externe avec une susceptibilité apparente dépendante du facteur de désaimantation et de la susceptibilité intrinsèque tel que

$$\mathbf{M}^{\text{dc}} = (\mathbf{I} + \mathbf{N} \cdot \chi_0)^{-1} \cdot \chi_0 \cdot \mathbf{H}_e^{\text{dc}}, \quad (5.6)$$

où \mathbf{N} est tenseur des facteurs de désaimantation. Avec l'équation (5.6), il est possible de déduire les paramètres de \mathbf{N} et χ_0 avec des mesures de l'aimantation selon le champ externe. Une remarque utile est que si le produit $\chi_0 \mathbf{N} \gg \mathbf{I}$, l'équation (5.6) devient

$$\mathbf{M}^{\text{dc}} \approx \mathbf{N}^{-1} \cdot \mathbf{H}_e^{\text{dc}}. \quad (5.7)$$

Cette approximation est valide pour les matériaux très magnétiques loin de la saturation ou lors de la résonance magnétique pour un matériau avec une faible constante d'absorption micro-onde α . Si on fixe l'aimantation et le champ magnétique statique dans un seul axe du disque ou de l'ellipsoïde, les équations (5.6) et (5.7) deviennent des équations scalaires, facilitant ainsi leurs mis en pratique.

Le facteur de désaimantation peut être mesuré de différentes manières, par exemple, avec plusieurs courbes d'hystérésis pour différentes orientations de l'échantillon par rapport au champ statique ou avec la mesure de la fréquence de résonance du mode uniforme selon le champ magnétique externe à résonance

$$\omega_{\text{res}} = \gamma \left(H_{e,\text{res}}^{\text{dc}} + (N_{\parallel} - N_{\perp}) M_s \right), \quad (5.8)$$

où $2N_{\parallel} + N_{\perp} = 1$, lorsque le champ externe et l'aimantation statique sont vers les z . Cependant, ces deux méthodes ne sont pas équivalentes. Pour un disque, en plus de dépendre de la position dans l'échantillon, le facteur de désaimantation dépend de la susceptibilité et celui-ci sera réduit lorsque l'aimantation n'est pas saturé [155]. Ceci peut expliquer au maximum une différence de 0.04 entre le facteur de désaimantation à saturation et sans champ externe. Une autre différence émerge lorsque la méthode magnéto-optique est utilisée. Pour un ellipsoïde, le facteur de désaimantation dans la direction du champ est uniforme sur tout l'échantillon. Cependant, ceci n'est pas le cas pour un disque. Pour une mesure au VSM, le facteur de désaimantation sera une moyenne prise sur tout l'échantillon, mais pour une mesure magnéto-optique, seulement une fraction du volume interagit avec le laser. Pour la mesure magnéto-optique, le facteur de désaimantation effectif va donc dépendre fortement de l'emplacement du laser sur l'échantillon. On peut estimer la valeur théorique du facteur de désaimantation pour un disque à saturation avec l'intégrale [156]

$$\bar{N}_{\perp} = \frac{1}{V} \int_V N_{\perp}(r, z_m) dV \quad (5.9)$$

avec

$$N_{\perp}(r, z_m) = \frac{1}{2} r_0 \int_0^{\infty} J_0(tr_0) J_1(tr_0) [e^{-tz_m} + e^{-t(d-z_m)}] dt, \quad (5.10)$$

où V est le volume, r est la distance radiale, z_m la direction normal au plan, r_0 est le rayon, d est l'épaisseur du disque, J_n est la fonction de Bessel d'ordre n . Ici, t est une variable d'intégration provenant d'une transformée de Hankel [157], t représente une fréquence radiale d'une manière analogue à au nombre d'onde k dans une transformée de Fourier. La transformée de Hankel est souvent utile pour résoudre l'équation de Laplace en coordonnées cylindrique. En résolvant l'équation (5.9) numériquement pour un disque de 350 microns d'épaisseur et 5.5 mm de diamètre, on trouve un facteur de désaimantation d'environ 0.85 pour une moyenne sur tout le volume et 0.94 pour une moyenne sur un diamètre de 1.4 mm au centre sur toute l'épaisseur, 1.4 mm étant le diamètre du faisceau laser. Alternativement, la condition de résonance du mode uniforme selon le champ magnétique dans un guide d'onde fermé a

été mesurée à la figure 5.12. Avec l'équation (5.8), pour un disque avec une aimantation perpendiculaire au plan à saturation, on trouve un facteur de désaimantation d'environ 0.85, ce qui concorde avec la valeur théorique moyenne sur tout le volume. Pour une expérience de résonance magnétique, le facteur de désaimantation est moins bien défini que pour un ellipsoïde à cause de la non-uniformité du champ magnétique interne. Des modèles plus complexes existent pour considérer ce champ non uniforme [158], [159], mais puisque la valeur théorique et celle expérimentalement mesurée à l'aide de la condition de résonance concorder bien, les modèles plus simples sont utilisés sans introduire d'erreurs significatives. Donc, la valeur moyenne de 0.85 du facteur de désaimantation perpendiculaire sera utilisée pour les expériences de résonance magnétique.

5.3.2 Magnétométrie par effet Faraday

Comme discuté à la section 5.3.1, on s'attend à ce que la relation entre l'aimantation et le champ externe soit différente pour la mesure magnéto-optique et la mesure VSM à cause de la meilleure résolution partielle pour la mesure optique. Il est possible d'observer cette différence en mesurant la courbe d'hystérésis pour une mesure inductive au VSM et la mesure magnéto-optique à la figure 5.6.

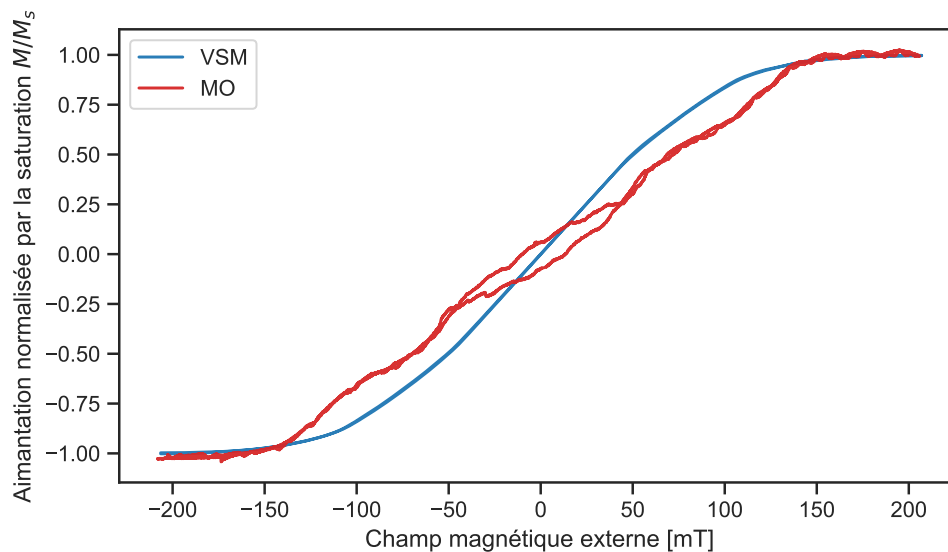


FIGURE 5.6 Courbe d'hystérésis de l'aimantation par rapport au champ externe pour une mesure inductive au VSM et une mesure magnéto-optique avec un faisceau de 1.4 mm de diamètre au centre du disque de 5.5 mm de diamètre. Le volume complet de l'échantillon étant environ 8.3 mm^3 et le volume traversé par le laser de 0.54 mm^3 .

La pente de l'aimantation par rapport au champ externe est très différente pour ces deux courbes, celle du VSM étant plus grande que celle magnéto-optique, surtout près d'un champ de 0. Ceci indiquerait un facteur de désaimantation plus grand pour la mesure magnéto-optique, cohérent avec nos attentes. De plus, la courbe d'hystérésis de la mesure VSM est bien plus lisse étant donné la mesure moyenne de l'aimantation sur tout l'échantillon et ne possède pas d'aimantation rémanente significative contrairement à la mesure magnéto-optique étant très fragmenté ayant une aimantation rémanente et une hystérésis bien visible. Un chercheur ayant fait des mesures magnéto-optiques de la courbe d'hystérésis dans la configuration Voigt, avec un échantillon de YIG (100) de 0.46 mm d'épaisseur et 5 mm de diamètre, a observé une courbe d'hystérésis dépendante de l'orientation cristalline par rapport au champ magnétique externe [160]. Dans notre cas, le champ externe est dans la direction l'axe facile magnétocristalin (111), une hypothèse pour expliquer l'hystérésis de la courbe magnéto-optique est que l'anisotropie cristalline pourrait dominer l'anisotropie de forme à certains endroits dans le YIG, considérant que les domaines magnétiques dans le volume loin des bords de l'échantillon subissent moins d'anisotropie de forme. Ainsi, pour des champs magnétiques externes d'amplitude inférieure à environ 40 mT, l'anisotropie cristalline semble dominer dans la zone du disque traversée par le laser, créant une hystérésis dans cet intervalle de champ. On pourrait vérifier ceci en mesurant la courbe d'hystérésis avec le champ magnétique dans différentes directions des axes cristallins et différentes directions des axes géométriques du disque.

5.3.3 Observation de sauts de Barkhausen dans la réponse magnéto-optique

La courbe d'hystérésis magnéto-optique de la figure 5.6 est très fragmentée, plus précisément, on peut apercevoir plusieurs variations abruptes de la pente de la courbe. Dans un ferromagnétique ou un ferrimagnétique, les défauts dans le cristal, les anisotropies et les inhomogénéités peuvent causer des sites d'ancrage (*pinning site*) créant des barrières d'énergie pour la rotation de certains domaines magnétiques [161]. Cet effet est connu sous le nom du bruit de Barkhausen. Ces sites d'ancrages sont autant visibles grâce à la meilleure résolution spatiale de la mesure magnéto-optique. Comme mentionné plus tôt, il est possible que l'anisotropie de forme soit assez faible à certains endroits où le laser interagit avec l'échantillon pour que l'anisotropie magnétocristalline domine pour de plus faibles champs, ce qui expliquerait les grandes variations. À la figure 5.6, on apercevait seulement les sites d'ancrages regroupant une grande quantité de domaines magnétiques. En augmentant le signal sur bruit de cette mesure, on pourrait observer des sauts de domaines pour une petite variation du champ externe. Telle que schématisée à la figure 5.1, on peut démoduler le signal optique modulé à partir de l'électroaimant AC. La figure 5.7 et 5.8 illustrent le signal démodulé par

le lock-in pour d'un champ externe de -200 à 200 mT pour un aller-retour, suivant l'équation (5.1). La résolution de chaque point est d'environ 0.06 mT. L Ces deux figures illustrent deux mesurent de l'hystérésis à deux positionnements légèrement différents de l'échantillon au centre de l'aimant, sans positionnement spécifiquement défini.

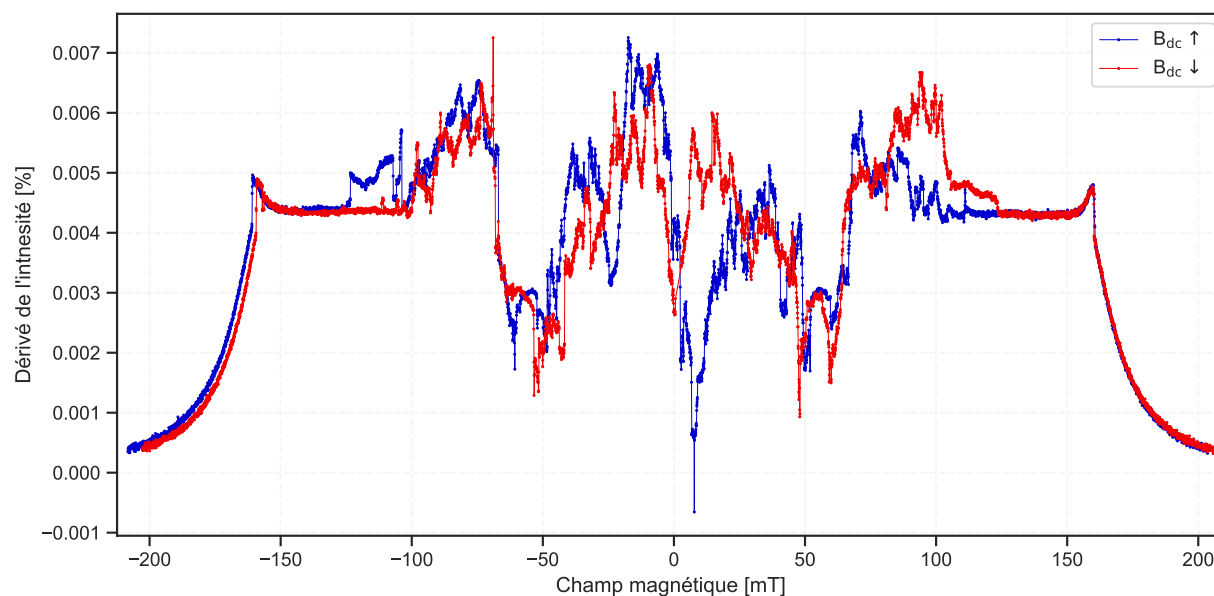


FIGURE 5.7 Mesure de la dérivée de la courbe d'hystérésis en fonction du champ magnétique externe illustrant des sauts de domaine mesurés magnéto-optiquement avec un amplificateur lock-in. La résolution de chaque point est d'environ 0.06 mT. La courbe bleue est lorsque le champ est croissant et la courbe rouge décroissant.

Ces deux hystérésis sont visiblement différentes, mais possèdent toutes les deux une zone stable un peu avant la saturation et une zone très instable avec beaucoup de fluctuation du signal pour des champs loin du champ de saturation. Ces fluctuations ne proviennent pas du bruit de la mesure, puisque l'incertitude des points est en moyenne de $3 \cdot 10^{-5} \%$, la plus grande incertitude étant de $8 \cdot 10^{-4} \%$ pour le point ayant la plus grande valeur de la dérivée et la plupart des points ayant une incertitude inférieure à $1 \cdot 10^{-4} \%$.

Pour une même position de l'échantillon et du laser au centre de l'aimant, les courbes obtenues sont très similaires où on y observe des comportements à la fois stochastiques et déterministes reproduisibles de courbe en courbe. Les résultats vont aussi dépendre du champ magnétique de modulation, celui-ci pouvant augmenter la résolution de la dérivée de l'intensité par rapport au champ magnétique au prix de la réduction du signal sur bruit. On peut aussi voir que la courbe du champ magnétique croissant et décroissant semble se désuperposer légèrement

pour les champs près de -200 mT, ceci peut être attribué à un léger déplacement de la sonde mesurant le champ magnétique, étant donné que la mesure prend place sur plusieurs heures. On peut même observer un point négatif à la figure 5.7, ce qui pourrait signifier que l'aimantation a été renversée dans le sens contraire au champ externe. L'incertitude de ce point étant de $9 \cdot 10^{-6} \%$, on peut être sûr qu'il soit bel et bien négatif, mais plus de points devraient être pris pour une plus grande confiance qu'il s'agit bien d'un renversement de l'aimantation.

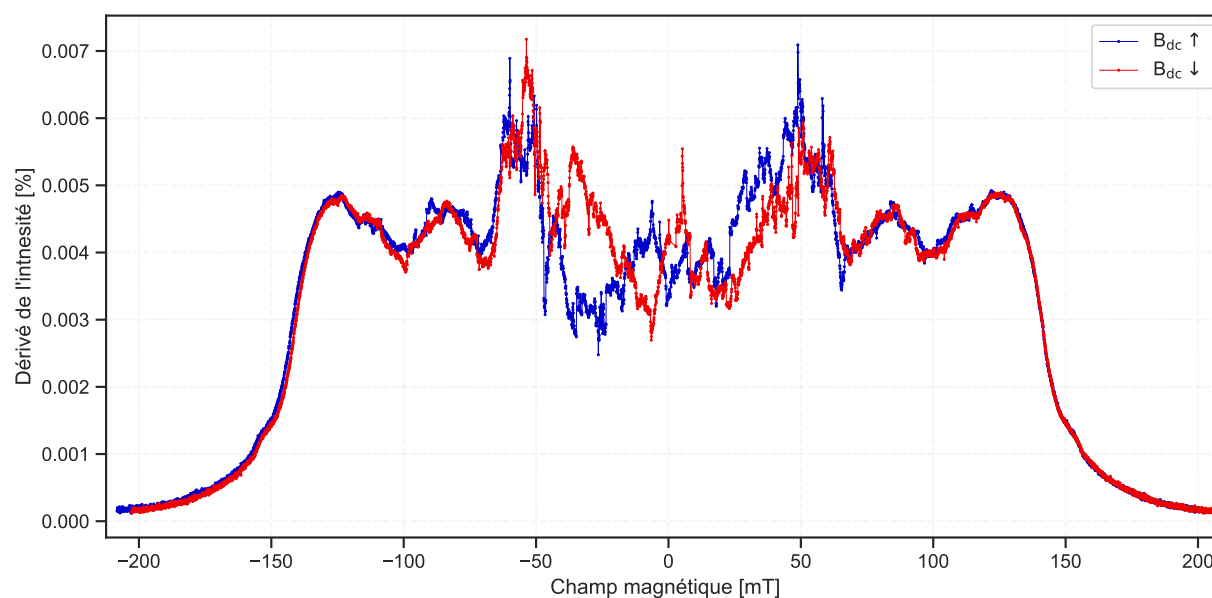


FIGURE 5.8 Autre mesure de la dérivée de la courbe d'hystérésis en fonction du champ magnétique externe illustrant des sauts de domaine mesurés magnéto-optiquement avec un amplificateur lock-in lorsque l'échantillon a été légèrement déplacé au centre de l'aimant. La courbe bleue est lorsque le champ est croissant et la courbe rouge décroissant.

Les mesures prises sont cohérentes avec d'autres chercheurs qui ont remarqué que l'effet Barkhausen était bien plus visible avec les effets magnéto-optiques que par une mesure inductive [162]. Les mesures magnéto-optiques sont plus sensibles à ces effets grâce à sa plus haute résolution spatiale par rapport à une mesure inductive au VSM. Il reste tout de même plusieurs éléments à démystifier de ces mesures telles que la distribution stochastique des oscillations ainsi que la provenance physique des événements répétables et déterministes dans le signal.

Comparaison avec l'hystérésis mesurée au VSM

Si on prend une mesure VSM de la courbe d'hystérésis avec une résolution de 0.1 mT, celle-ci révèle certaines non-linéarités précédemment vues dans la courbe d'hystérésis magnéto-optique. À la figure 5.9, la courbe d'hystérésis et la différence numérique entre chaque point

sont illustrées. En observant la différence numérique, on voit qu'il existe plusieurs variations brusques de l'aimantation, les plus brusques d'entre elles sont aussi visibles sur la courbe d'hystérésis lorsqu'on agrandit l'image. Les courbes de l'aller et du retour sont légèrement décalées, puisque la mesure a été faite sur plusieurs heures avec de longs temps d'intégration. Pour une telle longueur de mesure, des variations de température, de légers mouvements mécaniques dans le montage peuvent expliquer cette différence.

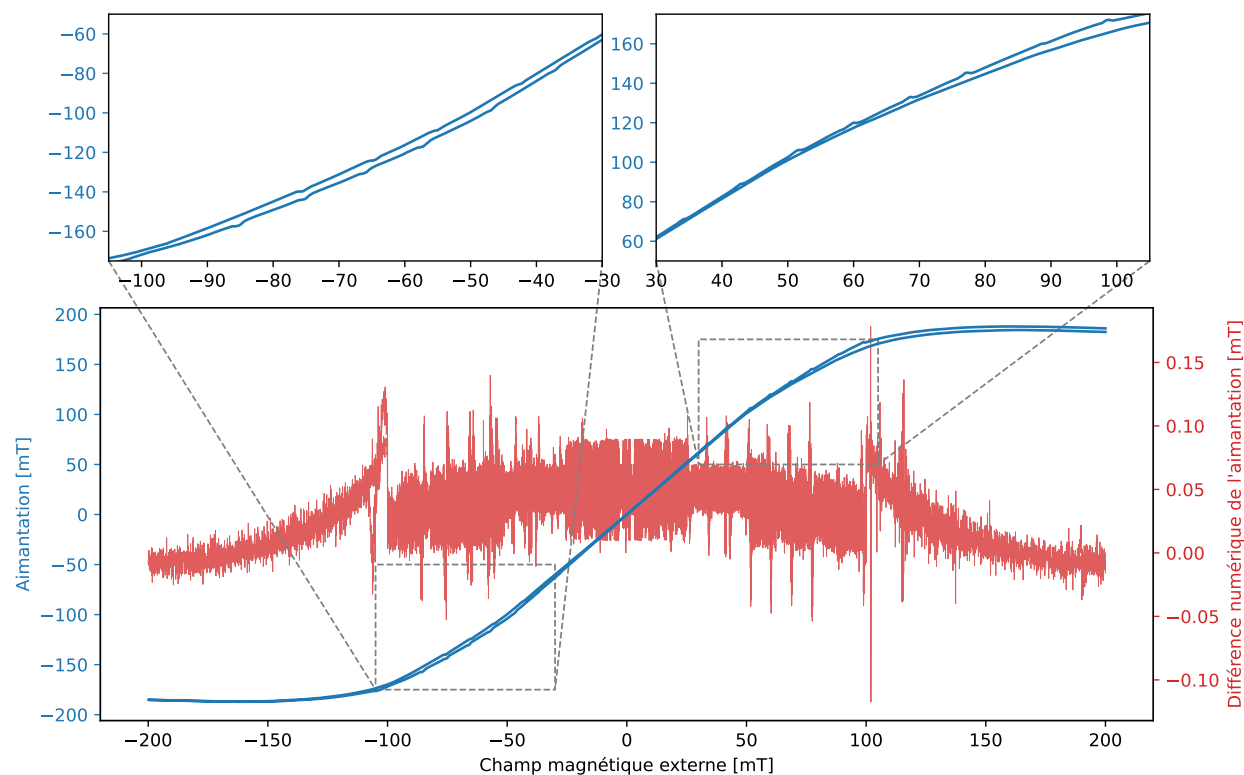


FIGURE 5.9 Mesure la courbe d'hystérésis avec le VSM pour une mesure avec une résolution de 0.1 mT pour chaque point. Les données illustrent plus subtilement les sauts de domaines magnétiques.

Intérêts de la mesure optique des sauts de domaines et bruit de Barkhausen quantique

Mesurer optiquement des sauts de Barkhausen permet d'avoir une résolution spatiale très intéressante ayant jusqu'aux quelques microns. La mesure optique permet aussi d'étudier la dynamique temporelle de ces mouvements de domaines. Cette méthode pourrait même se montrer utile pour exploiter les effets très non linéaires pour la mesure d'un champ magnétique. L'étude des mouvements de domaine est critique pour l'étude de l'énergie magnéto-cristalline [163], des défauts, des dopants et additifs, etc. Certains défauts dans les matériaux

causant des sites d'accrochement (*pinning sites*) peuvent être voulue, par exemple, pour la mémoire spintronique et la logique magnétique [164] ou un contaminant limitant les performances, par exemple, pour les circuits magnoniques et le calcul neuromorphique [165]. Une méthode optique permettrait de caractériser ces défauts avec une bonne résolution spatiale sans être complètement limité par une mesure de surface, contrairement à une mesure par microscope à force atomique. À l'aide de l'effet Faraday inverse ou l'effet Seebeck de spin, il est possible de contrôler l'aimantation dans un ferrimagnétique [166], [167], permettant ainsi une approche pour contrôler l'effet Barhausen optiquement, ouvrant la porte à des applications en mémoire spintronique [165]. Des chercheurs ont aussi mesuré récemment pour la première fois l'effet Barhausen quantique dans un ferromagnétique, un effet avalanche macroscopique activé par un effet tunnel de plaquette dans les domaines magnétiques [168].

5.4 Résonance ferromagnétique d'un cristal de YIG

Dans ce mémoire on s'intéresse à mesurer magnéto-optiquement la résonance ferromagnétique, mais avant de passer à une telle mesure, nous allons d'abord procéder à une mesure spectroscopique de la résonance ferromagnétique. Cette dernière étape nous permettra de valider indépendamment la mesure magnéto-optique et de la résonance ferromagnétique de la mesure MODMR. Pour cette expérience, le montage de la figure 5.1 est modifié pour remplacer la cavité magnéto-optique par une *stripline* pour mesurer l'absorption micro-ondes par l'échantillon en transmission. Un PSG (*performance signal generator*) est utilisé pour envoyer une fréquence micro-ondes à 6.15 GHz. La puissance des micro-ondes transmises est mesurée par une diode pour ensuite être envoyée dans le lock-in (LIA). Le montage est schématisé à la figure 5.10.

5.4.1 Mesure de l'absorption en fonction du champ magnétique

La mesure de la dérivée de l'absorption en fonction du champ magnétique pour une fréquence constante de 6.15 GHz est présentée à la figure 5.11, avec un champ magnétique AC de modulation mesuré à environ 100 μT à 100 Hz. Le spectre FMR mesuré directement par la diode n'est pas illustré étant donné le très faible signal sur bruit avant le filtre du lock-in. Seule la dérivée du signal, obtenue à la sortie du lock-in et calculé à partir de l'équation (5.1), est montrée. Le signal FMR est donné en pourcentage de l'intensité micro-onde.

Une remarque importante des mesures de la figure 5.11 est la différence entre le spectre pour une variation du champ magnétique externe croissante ou décroissante. On s'attend à ce que les spectres soient indépendants de la direction du champ lorsque l'aimantation est à

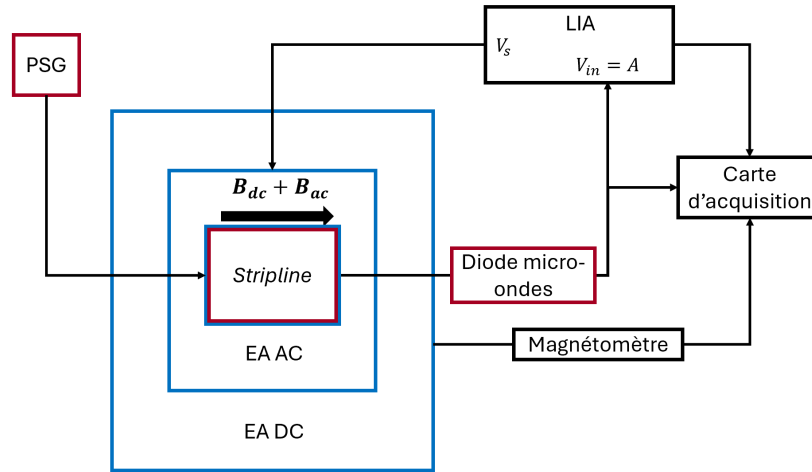


FIGURE 5.10 Montage de la figure 5.1 modifié pour une mesure FMR en transmission avec une *stripline*. Le PSG (*performance signal generator*) est un générateur de signal micro-ondes. Les éléments en bleu sont les composants magnétiques et les éléments en rouge foncé sont les composants micro-ondes du montage.

saturation, ce qui nous porte à croire que l'aimantation n'est pas tout à fait saturée pour ces champs externes. Malheureusement, l'aimant du montage de la figure 5.10 est limité à un champ de 500 mT pour la distance de l'entrefer utilisée. Afin de vérifier la saturation de l'échantillon des mesures de résonances ferromagnétiques avec le même échantillon dans la même *stripline* ont été faits utilisant un aimant pouvant atteindre des champs plus forts. Pour ces mesures, un VNA (*vector network analyser*) a été utilisé pour mesurer l'absorption et le déphasage selon la fréquence pour différent champ statique. En mesurant la condition de résonance pour le pic le plus intense, on peut trouver la relation entre la fréquence de résonance et le champ de résonance. Ces données sont présentées à la figure 5.12. On peut confirmer que l'aimantation n'était pas complètement saturée dans l'intervalle de champ magnétique inférieur à 500 mT étant donné le comportement non linéaire de la relation de résonance.

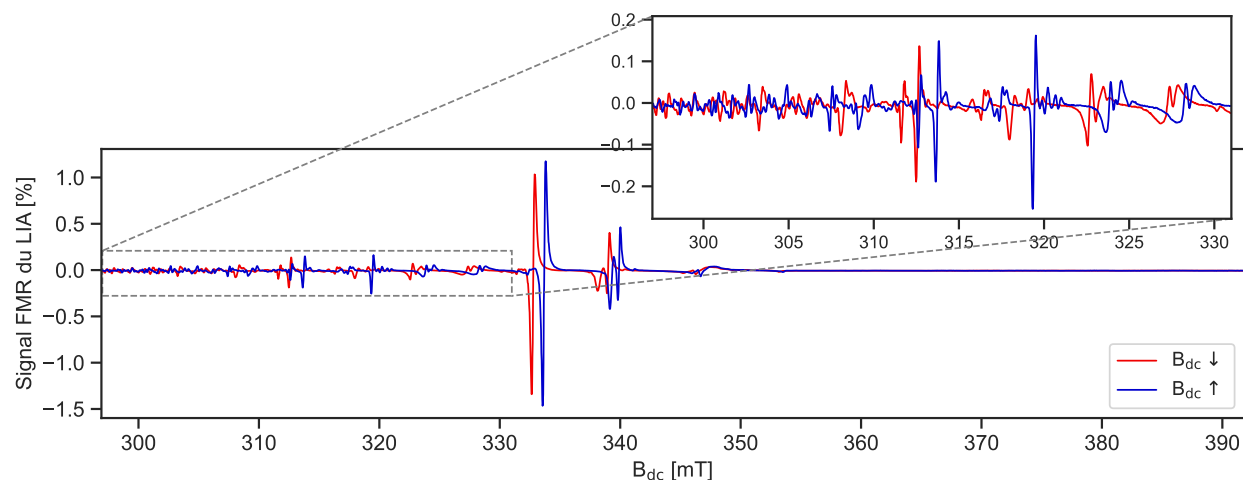


FIGURE 5.11 Dérivée de l'absorption en fonction du champ magnétique pour une fréquence constante de 6.15 GHz avec une mesure *stripline* en transmission. La variation du champ magnétique statique pour une variation du champ magnétique statique croissante et décroissante est illustrée.

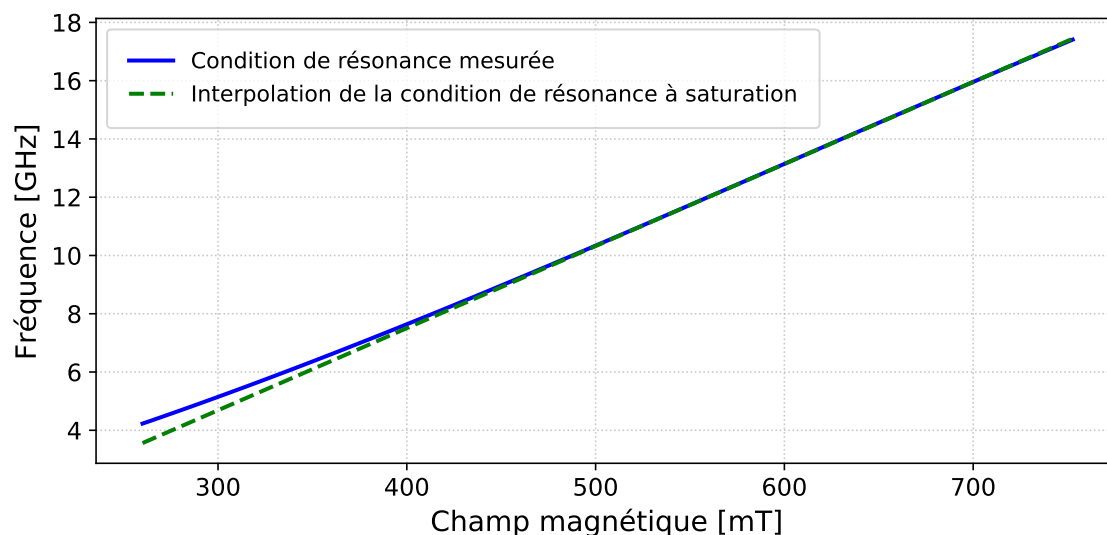


FIGURE 5.12 Fréquence de résonance mesurée pour le mode dominant en fonction du champ magnétique statique externe perpendiculaire à la surface d'un disque de YIG (111) de 350 microns d'épaisseur et 5.5 mm de diamètre. La condition de résonance suit la fonction $f = -16.5145B_e^3 + 30.1010B_e^2 + 9.9610B_e - 0.1055$ (valide de 260 mT à 750 mT) et l'interpolation à saturation suivant la fonction $\gamma(B_e - 0.1345) \cdot 10^{-9}$ (valide à plus de 500 mT) pour le substrat de YIG, avec le champ perpendiculaire mesuré sur une strip-line au VNA.

À partir de ces mesures de la figure 5.12, on peut déduire que le mode dominant devrait être

à environ 342 mT au lieu de 354 mT à cause de la saturation incomplète. À la figure 5.11, le mode dominant mesuré est à environ 333 mT, ce qui est incohérent avec la condition de résonance du mode dominant de la figure 5.12. Malheureusement un problème technique avec le montage utilisé pour faire la mesure de la figure 5.11 a empêché l'étude expérimentale de cette incohérence. Ensuite, la largeur de la résonance du mode le plus intense de la figure 5.11 est mesurée à $440 \pm 5 \mu\text{T}$, une valeur bien plus grande que la valeur attendue d'environ $70 \mu\text{T}$ [169] pour une même fréquence. Cette différence peut être expliquée par la superposition de plusieurs modes causée par le champ micro-onde non uniforme et l'aimantation non saturée. Lors des mesures du spectre de résonance de l'échantillon à l'aide du VNA pour un champ de 0.3 à 1 T, il y a été observé que différents modes sont dégénérés ainsi qu'une levée de cette dégénérescence à plus haut champ.

5.4.2 Ondes de spin magnétostatiques d'un disque ferromagnétique

À la figure 5.11, on observe aussi la présence de multiples modes magnétostatiques résonants à des champs magnétiques inférieurs au champ de résonance du mode uniforme et même deux résonants avec des champs magnétiques plus grands. La présence de ces multiples résonances est causée à la fois par le champ micro-ondes non uniforme et par la forme de l'échantillon [170]. La configuration de cette mesure correspond aux ondes de spin FVMSW (*forward volume magnetostatic spin wave*). Avec l'approximation de la relation de résonance pour le mode stationnaire principale dans la direction de l'épaisseur, la condition de résonance est définie comme [171]

$$\omega_{FVMSW} = \gamma \sqrt{H_e^{\text{dc}} - N_{\perp} M_s \left(H_e^{\text{dc}} - N_{\perp} M_s + M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \right)} \quad (5.11)$$

où k est le nombre d'onde de l'onde de spin et d l'épaisseur du cristal. Le nombre d'onde k est l'amplitude de sa grandeur vectorielle ayant une composante radiale et azimutale. Le mode principal est le seul mode pouvant être excité si la précession des spins n'est pas contrainte à la surface, seulement les modes impaires pour des spins complètement contraints et tous les modes peuvent être excités pour des spins partiellement contraints [172]. Dans notre cas, puisque l'échantillon de YIG est poli aux surfaces et qu'il possède une épaisseur macroscopique de 350 microns avec un champ perpendiculaire, on peut assumer que les spins seront faiblement contraints et que le mode principal sera le plus important. La relation de dispersion (5.11) est spatialement isotrope étant donné que les ondes se propagent toutes perpendiculaires au champ statique. Cette équation est une solution magnétostatique de l'équation de Maxwell, négligeant le courant et en considérant une longueur d'onde de l'onde

de spin bien plus petite que celle de l'onde électromagnétique micro-ondes. Sachant que la fréquence de résonance du mode uniforme est donnée par l'équation (5.8) et que l'équation (5.11) tend vers

$$\omega_{FVMSW} = \gamma \left(H_e^{\text{dc}} - N_{\perp} M_s \right) \quad (5.12)$$

pour des petits k et vers

$$\omega_{FVMSW} = \gamma \sqrt{H_e^{\text{dc}} - N_{\perp} M_s (H_e^{\text{dc}} - N_{\perp} M_s + M_s)} \quad (5.13)$$

pour de grands k , on peut voir que lorsque k est très petit, certains modes FVMSW résonnent à une fréquence plus petite que la fréquence du mode de Kittel uniforme et pour de grand k , à une fréquence plus grande. Si le facteur de désaimantation N_{\parallel} était 0, toutes les ondes de spin devraient redonner à une fréquence plus petite que celle du mode uniforme présenté aux équations (3.53) et (3.54). Avec une fréquence fixe et un champ externe qui varie, les petits k résonneraient à un champ plus grand et les grand k à un champ plus petit.

Ici, le fait que l'aimantation n'est pas complètement saturée complique l'analyse quantitative des modes. Nous allons tout de même appliquer les équations (5.8) et (5.11) pour interpréter les résultats. On peut résoudre ces équations pour k à une fréquence constante. Avec le facteur de désaimantation de $N_{\perp} = 0.85$ en résolvant numériquement, on trouve que pour une fréquence de 6.15 GHz, une onde de spin d'un nombre d'onde de 989.3 m^{-1} résonnerait exactement au même champ que celui du mode de Kittel uniforme avec des ondes de spin d'un champ de résonance minimum de 306 mT et maximum de 362 mT, ce qui explique la présence de mode à droite et à gauche du champ de résonance du mode uniforme. Puisque l'échantillon n'est pas complètement saturé, on s'attend à ce que les modes résonnent à plus bas champ magnétique (voir figure 5.12) et que leur largeur soit plus larges. La résonance des modes peut être plus large étant donné que, pour un matériau non saturé, certains domaines magnétiques vont résonner à une fréquence différente par rapport aux autres.

Étant donné la forme de l'échantillon, les ondes de spins pouvant prendre forme sont solution de l'équation de Bessel pour la direction radiale avec des solutions azimutales sinusoïdales. Les valeurs propres sont données par les racines de la fonction de Bessel $J_n(z_{nm}r/r_0)$, où z_{nm} est la m ième racine de la fonction de Bessel d'ordre n , r_0 est le rayon du disque et r la distance radiale. On peut en déduire que les ondes permises sont celles qui satisfont $k = z_{nm}/r_0$ où m correspond à l'ordre de l'onde dans la direction azimutale et n dans la direction radiale. La figure 5.13 présente la distribution théorique du champ de résonance des ondes de spins FVMSW satisfaisant l'équation d'onde pour un disque. Comme prédit par l'équation (5.11), on voit sur la figure 5.13 que les modes FVMSW ont un champ de

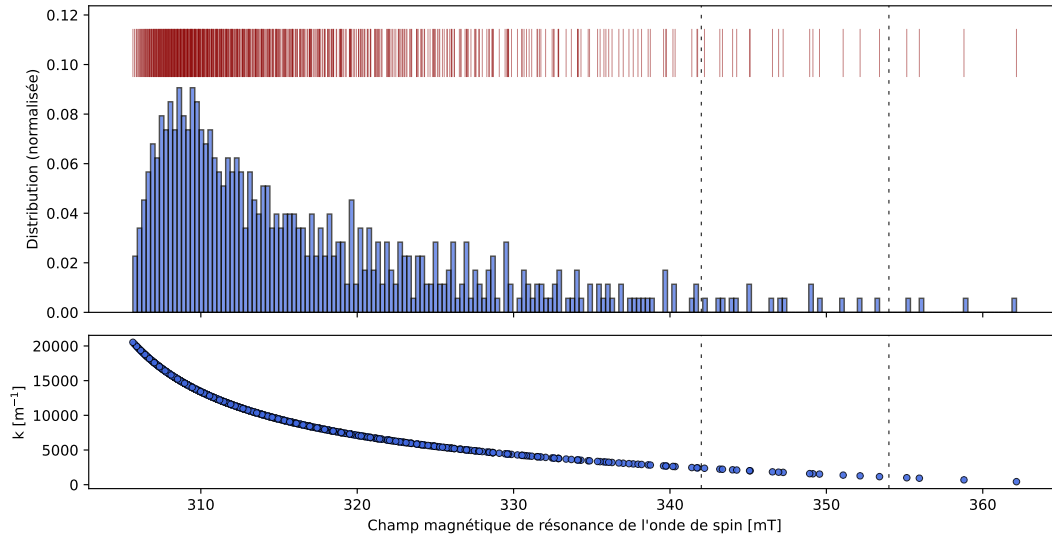


FIGURE 5.13 En haut : Distribution théorique du champ de résonance et le nombre d'onde associé des ondes de spin FVMSW possible pour les premiers 625 modes pour une fréquence de 6.15 GHz, une épaisseur de 350 μm , une aimantation à saturation de 175 mT, $N_{\perp} = 0.85$. En bas : Relation de dispersion des FVMSW pour cette configuration. Deux lignes pointillées noires verticales indiquent le champ externe de résonance du mode uniforme pour l'échantillon saturé (354 mT) et non saturé (342 mT).

résonance maximale et minimale bien définie. De plus, on remarque une distribution très similaire des modes observés à la figure 5.11 où la densité de modes est très élevée près du champ de résonance minimale avec seulement quelques résonances supérieures à la résonance du mode uniforme.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, un montage pour mesurer la réponse de cavité magnéto-optique a été conçu. La cavité magnéto-optique a été formée d'un cristal de YIG en forme de disque, où les interfaces de celui-ci jouent le rôle des miroirs. On a pu caractériser cette cavité magnéto-optique et on a pu déduire que les interfaces de l'échantillon étaient d'un parallélisme d'environ 20 arcsec, insuffisant pour exploiter l'amplification optimale possible de l'effet Faraday résonant. Dans le cas d'un parallélisme inférieur à 0.5 arcsec, la sensibilité de cette cavité magnéto-optique a été estimée à 3 460 %/T avec des miroirs d'une réflectivité à 96.6 %. Il est donc crucial de mettre beaucoup d'emphasis sur la conception de la cavité optique, particulièrement son parallélisme.

On a ensuite comparé la mesure de courbe d'hystérésis avec la méthode magnéto-optique et la méthode VSM sur le même échantillon. Cette comparaison a permis d'illustrer l'avantage en résolution spatiale pour étudier des phénomènes tels que les sauts de Barhausen, l'énergie magnétocristalline, les défauts cristallins et dopants, ouvrant la porte à une technique d'imagerie magnétique hyperspectrale.

La dernière section est une mesure de résonance ferromagnétique par absorption micro-onde du cristal de YIG utilisé comme cavité magnéto-optique. Les mesures indiquent qu'une grande quantité de modes magnétostatiques sont excités à cause de la forme de l'échantillon et de l'excitation non uniforme du champ micro-onde, ces multiples modes peuvent se montrer très avantageux pour réaliser un ultrafort couplage entre les magnons et des modes micro-ondes de cavité. On a aussi réalisé que le champ magnétique utilisée pour les mesures n'était pas assez fort pour complètement saturer l'échantillon, celui-ci étant limité par la distance des entrefers.

Dans le prochain chapitre, nous allons reprendre la mesure des modes de résonance, mais cette fois-ci avec la méthode magnéto-optique. Nous allons aussi étudier les performances de la méthode MODMR avec une cavité magnéto-optique pour la magnétométrie ultrasensible et pour la transduction.

CHAPITRE 6 RÉSONANCE FERROMAGNÉTIQUE DÉTECTÉE MAGNÉTO-OPTIQUEMENT ET DISCUSSIONS

Le chapitre précédent a décrit le montage expérimental pour caractériser la réponse de la cavité magnéto-optique en transmission. À partir des données obtenues, il y a été possible de trouver la performance de la cavité magnéto-optique faite à partir des interfaces du disque de YIG monocristallin et les performances possibles dans un cas idéalisé où les surfaces du disque sont parfaitement parallèles en plus du cas où des miroirs d'une réflectivité optimisant la sensibilité. Le chapitre continue en étudiant la réponse magnéto-optique de l'échantillon de YIG lors d'une courbe d'hystérésis, celle-ci est ensuite comparée avec une mesure au VSM. Le chapitre se termine en présentant une variante du montage expérimentale pour mesurer l'absorption micro-onde du YIG lors de la résonance ferromagnétique avec une *stripline*. Dans cette dernière mesure, on observe une petite hystérésis due à l'échantillon non complètement saturé et une multitude de modes magnétostatiques de type FVMSW. Après avoir étudié indépendamment la réponse magnéto-optique et la résonance ferromagnétique de l'échantillon de YIG, ces deux méthodes seront maintenant combinées pour mesurer magnéto-optiquement la résonance ferromagnétique. Dans ce chapitre, le montage sera légèrement modifié pour inclure une excitation micro-ondes sur le disque de YIG tout en offrant un accès optique. Ensuite, les mesures prises par ce montage seront étudiées pour finalement faire des prédictions théoriques des performances du système MODMR avec cavité magnéto-optique dans différentes conditions expérimentales.

6.1 Mesure magnéto-optique de la résonance

Pour la mesure MODMR, le montage de la figure 5.1 sera utilisé en modifiant le support à échantillon pour permettre un enroulement de deux tours de fil de cuivre de 0.33 mm de diamètre autour de l'échantillon de manière à générer un champ magnétique micro-onde dans la direction du plan du disque. Chaque tour a une forme rectangulaire de 12.5 mm par 2 mm. Cette antenne a été soudée sur un connecteur SMA, le plus près possible de l'échantillon pour maximiser la radiation sur l'échantillon. Les dessins techniques et les photos de ce support à échantillon sont présentés aux figures E.1 et E.2 de l'annexe E. Pour générer le signal micro-onde dans cette antenne, le même PSG que celui du montage de la figure 5.10 est utilisé. Pour la mesure MODMR, le PSG est réglé pour générer un signal de 6.15 GHz à une puissance de 25 dBm. La puissance a été réglée au maximum puisque plusieurs câbles et plusieurs connecteurs ont été utilisés pour guider le signal micro-ondes à l'échantillon, atténuant le

signal. Pour maximiser le signal sur bruit, la polarisation de l'onde du laser a été ajustée, en tournant la lame demi-onde, pour que l'angle de la polarisation du faisceau soit à 45° par rapport au cube séparateur de polarisation, c'est-à-dire que $\theta_{PBS} = 45^\circ$ pour réduire le bruit commun et maximiser la sensibilité. Pour cette expérience, le champ magnétique doit être au-delà du champ nécessaire pour que l'aimantation soit à saturation, on s'attend donc à ce que le signal du lock-in soit au plancher de bruit lorsque le champ magnétique est loin de la condition de résonance, étant donné que l'aimantation devient indépendante du champ magnétique ($\Delta\theta_F \approx 0$). Lorsque le champ magnétique satisfait la condition de résonance, l'aimantation dans la direction de la propagation du faisceau laser diminue à cause de la précession à la fréquence de Larmor et le signal du lock-in mesure cette variation ($\Delta\theta_F > 0$).

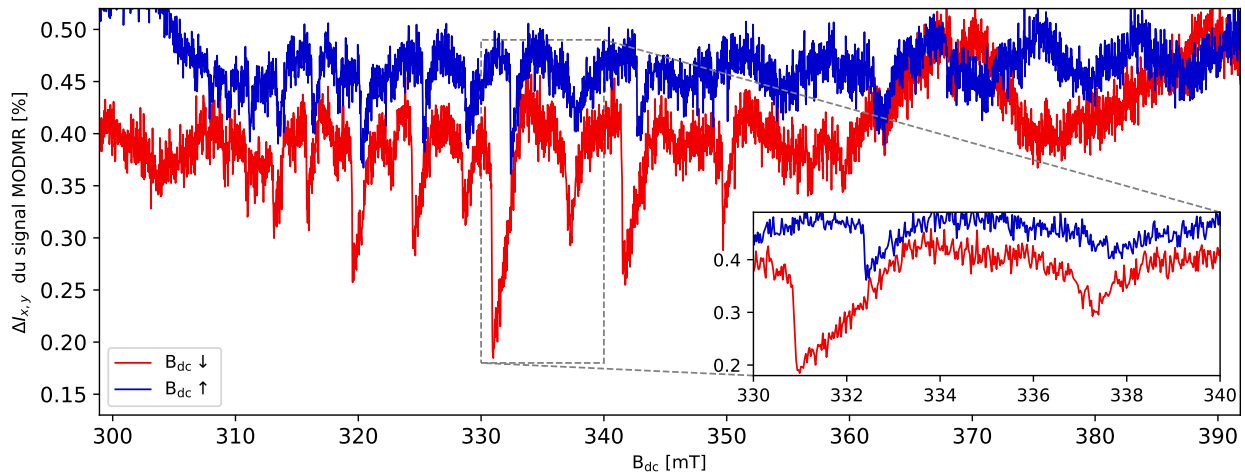


FIGURE 6.1 Trace MODMR mesuré directement par la différence entre l'intensité des deux photodiodes pour une variation du champ magnétique statique croissante et décroissante.

Les figures 6.1 et 6.2 présentent la mesure de la différence de l'intensité des deux polarisations et sa dérivée par rapport au champ magnétique pour une mesure MODMR lorsque la fréquence micro-onde est fixée à 6.15 GHz, que le champ magnétique varie de 305 mT à 404 mT avec un champ magnétique AC de modulation mesurés à environ 100 μ T à 100 Hz. Le champ magnétique a été restreint à cet intervalle puisqu'aucun signal intéressant n'a été mesuré pour plus de 20 mT sur chaque extrémité. La fréquence micro-onde a été choisie pour correspondre au champ magnétique accessible par l'électroaimant considérant la distance de l'entrefer utilisé. Le champ de modulation a été choisi pour maximiser le signal sur bruit et la fréquence de modulation en conséquence de l'impédance de la bobine. Deux traces sont illustrées sur chaque figure : une variation du champ magnétique statique croissante et pour une variation décroissante, où celle décroissante a été produite en premier. Pour le signal ODMR, les grandeurs sont données en pourcentage de l'intensité laser.

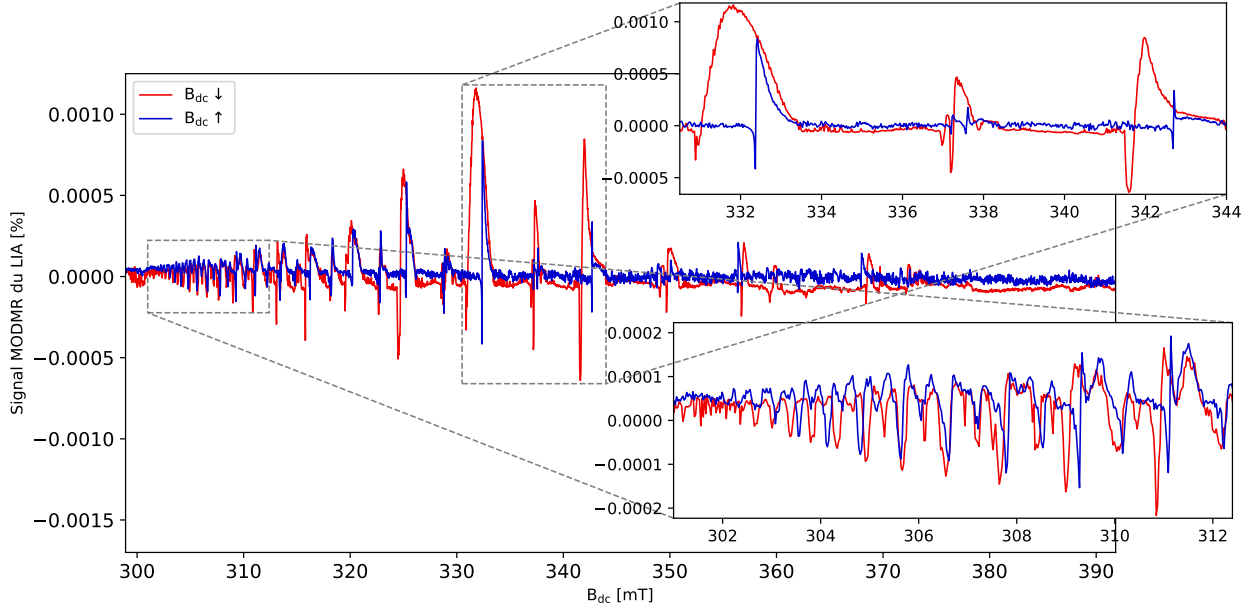


FIGURE 6.2 Dérivée de la trace MODMR mesurée par le LIA par la modulation du champ magnétique pour une variation du champ magnétique statique croissante et décroissante.

Une différence significative entre la figure 6.2 de la mesure MODMR et la figure 5.11 de la mesure FMR est que la mesure MODMR possède bien plus de modes magnétostatiques que la mesure FMR. Ceci peut être causé par le fait que, l'excitation micro-onde par l'antenne conçue, produit un champ micro-onde moins uniforme sur l'échantillon que le champ micro-ondes généré par la *stripline*, puisque la non-uniformité du champ magnétique micro-ondes augmente le couplage avec des modes supplémentaires. Une photo de cette antenne est présentée à la figure E.2 de l'annexe E. Ces multiples modes magnétostatiques sont aussi plus intenses et plus facilement identifiables que pour la mesure FMR, ce qui nous permet tracer leur distribution à la figure 6.3.

On peut comparer cette distribution avec celle des modes de résonance mesurés lors de la mesure MODMR à la figure 6.3. La distribution des modes d'ondes de spin est très similaire, cependant, les deux champs maximum sont différents à cause d'un mode mesuré près de 370 mT, alors que ce mode n'est pas une solution possible de l'équation (5.11) pour ces paramètres. Autres que pour ce dernier mode, les modes à plus haut champ semblent aussi limités par le même champ maximum prédit par la théorie à 362 mT. On s'attend aussi à ce qu'une minorité des modes possible s'excite lors de la mesure étant donné les conditions frontières des spins spécifiques de l'échantillon. Cette distribution des modes est cohérente avec les résultats dans la littérature avec des disques de YIG d'épaisseur similaire avec un modèle plus

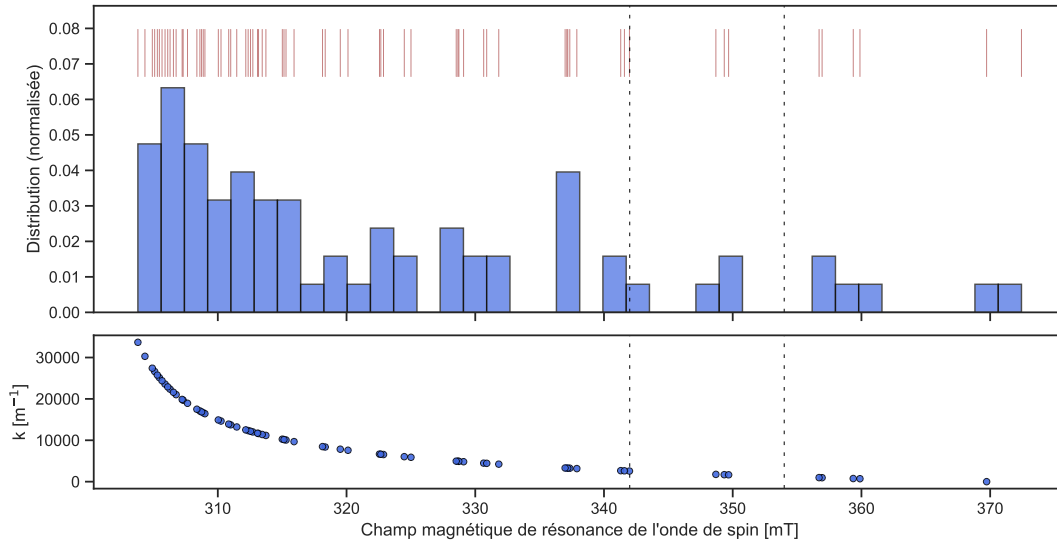


FIGURE 6.3 En haut : Distribution des modes de résonances mesurés lors de la mesure MODMR. En bas : Relation de dispersion pour les modes FVMSW. Deux lignes pointillées noires verticales indiquent le champ externe de résonance pour l'échantillon saturé (354 mT) et non saturé (342 mT).

complexe considérant le champ de désaimantation non uniforme [158], [159]. Il est aussi important de noter que tel qu'observés pour un disque de CrBr_3 lors d'une expérience MODMR en configuration Voigt, les modes non uniformes ont une distribution spatiale avec des zones de résonance de plusieurs centaines de microns en diamètre [77]. Cette distribution spatiale fera en sorte que certains modes seront plus et d'autre moins magnéto-optiquement visible. Cette courte analyse des modes est insuffisante pour comprendre et identifier précisément les modes de résonance observés pour la mesure MODMR. Une mesure avec un échantillon complètement saturé devrait être produite pour de futurs travaux.

6.2 Hystérésis et effets non linéaires observés dans la mesure MODMR

Adressons maintenant la différence entre la mesure MODMR avec le champ statique croissant et décroissant. Comme mentionné à la section 5.4.1, une légère hystérésis est présente dû à l'échantillon non saturé pour ces champs magnétiques. Autre que la translation d'environ 2.4 mT, la différence entre les deux mesures est au niveau de l'amplitude des résonances. Les résonances pour le champ décroissant ont une plus grande amplitude que celles du champ croissant indiquant une plus grande précession de l'aimantation lors de la résonance des

modes. Cette grande différence d'amplitude n'est pas observable pour les modes de la mesure FMR en *stripline* à la figure 5.11. Deux explications sont possibles. Premièrement, la nature de la mesure MODMR étant par la variation de l'aimantation et celle de la mesure FMR par l'absorption micro-onde, on peut s'attendre à ce qu'une aimantation qui n'est pas complètement saturée modifie légèrement l'angle entre certains domaines magnétiques et le faisceau laser. Si les domaines sont légèrement anisotropiquement désalignés, la variation de l'aimantation effective dans la direction du faisceau laser lors de la précession sera plus faible. Alors que pour la mesure FMR, l'absorption est moins affectée par ce genre de désalignement. Ce phénomène est aussi cohérent avec le fait que l'amplitude est plus faible pour le champ croissant, étant donné l'hystérésis des domaines magnétiques.

Deuxièmement, la translation et la différence d'amplitude des mesures peuvent provenir d'une hystérésis causée par des effets non-linéaires lors de la résonance. Certains pics de résonances de la mesure MODMR sont très asymétriques avec une forme quasi triangulaire alors que certains ont la forme Lorentzienne attendue. Cette forme triangulaire est similaire à la forme de la résonance retrouvée lorsque l'angle de précession est très grande [173]. Ceci se produit lorsque l'angle de précession est assez grand pour changer significativement l'aimantation dans la direction du champ et ainsi modifier la condition de résonance telle que $\Delta \mathbf{H}_{e,res}^{dc} = (N_{\perp} - N_{\parallel}) \Delta \mathbf{M}^{dc}$. Ce qui fait en sorte que plus l'angle de précession est grand, plus faible sera le champ de résonance, causant ainsi une résonance triangulaire avec une variation quasi-linéaire pour des champs plus grands que la condition de résonance sans précession et une chute très rapide de la condition de résonance pour les champs inférieurs à la condition de résonance sans précession. Pour un disque mince ($N_{\perp} = 1$), le champ magnétique micro-ondes doit être supérieur à [174]

$$\Delta H \sqrt{\frac{3.08 \Delta H}{M_s}}, \quad (6.1)$$

ce qui donne un champ micro-ondes d'environ 2.5 μT pour un ΔH de 70 μT . Un grand champ, mais possible considérant que la puissance de la source micro-onde était de 25 dBm pour la mesure MODMR. Pour vérifier que l'amplitude du champ micro-ondes est bien la cause de cette non-linéarité, une estimation de ce champ peut être faite par deux manières : par la mesure de la variation du pic en pourcentage de l'intensité de la mesure MODMR et par la mesure de l'impédance de l'antenne.

6.2.1 Estimation du champ micro-ondes avec la variation du signal optique

Pour cette première méthode, l'amplitude du plus grand pic est d'environ 0.234 %. Dans la configuration pour cette mesure, la cavité magnéto-optique possède une sensibilité de 99.35%/T par rapport au champ externe. À l'aide du facteur de désaimantation perpendiculaire de 0.86, on peut retrouver la sensibilité par rapport à l'aimantation telle que $S_m = S_{H_{e_z}} N_{\perp} = 85.44 \text{ \%}/T$ en considérant qu'à résonance $\chi \gg 1$. Ce qui nous permet d'estimer la variation de l'aimantation en z comme ΔM_z de 2.75 mT, autrement dit, sous un angle de précession de 10.15° . En supposant que ce mode est un mode uniforme, il est possible d'utiliser la méthode de modélisation du chapitre 3.3 pour estimer la grandeur du champ magnétique micro-ondes vue par le substrat de YIG. Avec les mesures précédentes, il a été difficile de mesurer le α de l'échantillon étant donné la grande quantité de pics dans le spectre souvent superposé l'un sur l'autre, nous allons donc considérer $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$ à température pièce [175]. Considérant que $|\tilde{m}_x| = \sqrt{M_s \Delta M_z - \Delta M_z^2 / 2} = 21.9 \text{ mT}$, on obtient $|\tilde{h}_x| = |\tilde{m}_x| / |\chi| = 2.19 \text{ }\mu\text{T}$ où $|\chi| = \omega_m / (2\alpha\omega(1 + \alpha^2))$.

6.2.2 Estimation du champ micro-onde l'impédance du circuit micro-onde

Pour la deuxième méthode, en utilisant un VNA (*vector network analyzer*), il est possible d'estimer de manière indépendante le champ produit par l'antenne en mesurant la puissance réfléchie $S_{11} = (Z - Z_0) / (Z + Z_0)$, où Z est l'impédance de l'antenne et Z_0 celle de l'instrument ($50 \text{ }\Omega$) à 6.15 GHz. En calibrant correctement pour les guides d'onde utilisés, on peut mesurer la réflexion S_{11} de l'antenne en annulant la contribution des guides d'onde. À cause des deux petits bouts de fil entre le connecteur et l'enroulement, l'antenne peut bouger et se déformer légèrement. Ces légers mouvements ont créé une grande variation de la valeur de la réflexion mesurée. En testant plusieurs configurations, S_{11} varie entre -0.9 et -5.5 dBm, ce qui donne une impédance de 484 à 89 Ω . Considérant que le courant dans le fil est $\sqrt{(P_s - P_l) / Z}$, P_s étant la puissance de la source, P_l la puissance perdue pour un allé dans le guide d'onde. Pour une puissance de la source de 25 dBm avec 3.5 dB de perte dans les guides d'onde, on trouve un courant de à 17 à 40 mA. Considérant la formule analytique pour un fil mince de forme rectangulaire [176] avec la géométrie de l'antenne de 2 tours 12.5 par 2 mm séparés de 2.1 mm, on retrouve un champ de 5.4 à 12.7 μT , au centre des deux fils dans le plan (x_m, y_m) et une moyenne de 4.75 à 11.2 μT sur tout l'échantillon. Ce champ permet de trouver une borne supérieure du vrai champ sur l'échantillon puisque le connecteur ainsi que les deux petits bouts de fil entre le connecteur et l'enroulement portent une partie de l'impédance réduisant le courant circulant uniquement dans l'enroulement. Ces deux estimations indépendantes du champ sont cohérentes entre elles et indiqueraient que la précession a dépassé le seuil de

non-linéarité de Suhl lors de la mesure MODMR.

6.3 Potentiel du système MODMR avec la cavité magnéto-optique pour la mesure de champs magnétiques

À partir des données, on peut estimer le signal MODMR, défini comme la hauteur du pic de résonance en pourcentage de l'intensité, pour plusieurs scénarios expérimentaux. Il est aussi possible d'attribuer une sensibilité à l'expérience MODMR, défini comme la variation d'intensité en pourcentage pour une variation du champ magnétique à une fréquence micro-onde fixe. Par exemple, le mode de résonance à 331 mT de la figure 6.1 et 6.2 serait translaté si on varie le champ en gardant la fréquence micro-onde fixe. On peut mesurer cette variation en se positionnant à l'endroit le plus sensible sur la trace de la figure 6.1 et 6.2 en choisissant le mode offrant la meilleure sensibilité. Dans notre cas, le signal des photodiodes de la figure 6.1 est de plusieurs ordres de grandeur supérieurs qu'à celui de la mesure LIA de la figure 6.2, ce premier sera donc utilisé.

Cette méthode a l'avantage d'exploiter la petite largeur à mi-hauteur du YIG en résonance en plus de l'amplification de l'effet Faraday résonant. Les différents scénarios pertinents sont une combinaison du cas où la cavité magnéto-optique est celle de l'échantillon actuel, avec des surfaces parallèles, des miroirs à la réflectivité optimale ainsi que pour la configuration Faraday et Voigt. Les estimations prennent en compte le facteur de désaimantation mesuré de 0.85 dans la direction du champ pour la configuration Faraday et le facteur estimé de 0.07 [177] pour la configuration Voigt. Le signal pour ces différents scénarios est présenté au tableau 6.1 à la première ligne : pour l'échantillon actuel dans la configuration Faraday, le signal est celui mesuré à la figure 6.1 ; pour obtenir les autres grandeurs, les paramètres α , N_{\perp} , M_s et $|\tilde{h}_x|$ seront considérés comme $4 \cdot 10^{-5}$, 175 mT et 2.19 μ T et la modélisation est utilisée. Ensuite, deux types de sensibilité sont présentés à la deuxième et troisième rangée. La deuxième rangée est pour la configuration actuelle de résonance : pour la configuration Faraday, la sensibilité est estimée à partir de la variation abrupte à la partie gauche du plus grand pic asymétrique de la figure 6.1 ; pour la configuration Voigt, étant donné que ce même comportement non linéaire demanderait un bien plus grand champ micro-ondes, la largeur à mi-hauteur mesurée de 0.44 mT sera utilisée pour estimer la sensibilité. La troisième rangée est pour la configuration de résonance idéale, c'est-à-dire considérant une largeur de résonance de 70 μ T avec le signal de la première ligne du tableau.

TABLEAU 6.1 Grandeur du signal et sensibilité MODMR pour 6 scénarios pour l'échantillon de YIG de 5.5 mm de diamètre 0.35 micron d'épaisseur, un champ micro-onde de 2.19 μT à 6.15 GHz.

Configuration	Échantillon actuel		Surfaces parallèles		Miroirs parallèles de $R = 96.6\%$	
	Faraday	Voigt	Faraday	Voigt	Faraday	Voigt
Signal [%]	0.234	1.48	0.350	2.21	4.77	30.1
Sensibilité mesure MODMR actuelle [%/mT]	1.31	3.36	1.96	5.02	25.1	69
Sensibilité mesure MODMR idéale [%/mT]	3.34	21.1	5.00	31.6	68	431

Pour ce qui est de la sensibilité par une mesure MODMR dans la configuration Faraday, les effets non linéaires apportent un avantage significatif, mais la mesure "idéale" avec une largeur de 70 μT reste bien meilleure et même peut être sous-estimée. À cause du facteur de désaimantation d'un disque mince ou bien seulement une grande amplitude du champ micro-onde, l'angle de précession peut être significativement augmenté. Ce grand angle de précession permet d'atteindre le processus non linéaire de Suhl, mais dans les cas présentés au tableau 6.1, est insuffisant pour atteindre le régime non linéaire de la cavité magnéto-optique discuté à la section 4.4 de la modélisation MODMR. Ce régime non linéaire pourrait seulement être possible à atteindre pour une meilleure cavité magnéto-optique en utilisant un matériau plus mince ou avec une meilleure figure de mérite. Si on peut induire des effets non linéaires en plus d'avoir une telle largeur de résonance, la sensibilité pourrait augmenter significativement. Malgré l'angle de précession de seulement 5.6 ° pour la configuration Voigt, presque la moitié de l'angle de la configuration Faraday, la variation de l'aimantation est tout de même 6.32 fois plus grande que pour la configuration Faraday, ce qui augmente le signal proportionnellement. Pour ce qui est des sensibilités avec une cavité magnéto-optique idéale ainsi qu'une expérience de résonance idéale, la sensibilité peut théoriquement atteindre des valeurs surprenantes, jusqu'à 431 %/mT. Plus pratiquement réaliste, le cas de surfaces parallèles, la configuration Voigt avec une largeur de résonance de 70 μT offre une sensibilité d'environ 32 %/mT, ce qui donne un ordre de grandeur près de la méthode ODMR pour des centres NV de diamant en illumination continue permettent d'avoir une sensibilité de 56 à 67 %/mT [40], [178].

Tel qu'introduit à la section 4.5 du chapitre 4, le bruit en $\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ est la grandeur d'intérêt pour déterminer l'habilité du système pour mesurer avec précision un faible champ magnétique et que certaines sources de bruit, tel que le bruit de photon (*shot noise*) sont

dépendantes de la puissance. Pour cette raison, les grandeurs présentées au tableau 6.1 ne peuvent pas directement être utilisées pour prédire la performance d'un tel système pour mesurer un petit champ magnétique et une analyse rigoureuse du bruit, plus spécifiquement le bruit fondamental devrait être fait. Il est aussi important de mentionner que l'intensité du laser en pourcentage pour les amplitudes du signal et les sensibilités à la configuration Voigt sont modulées temporellement à la fréquence du mode de résonance magnétique. La démodulation de cette intensité par la modulation de la puissance du laser à la même fréquence va induire une réduction du signal à l'exception où une photodiode ultrarapide avec un faible temps de réponse est utilisée.

Récapitulation des paramètres de sensibilités

La sensibilité du système MODMR avec la cavité magnéto-optique exploite quatre phénomènes distincts. Premièrement, la contribution des effets magnéto-optiques du matériau intracavité qu'on a définie comme l'anisotropie θ_{F_0} pour l'effet Faraday, une valeur dépendante des propriétés magnéto-optiques du matériau et de son aimantation (voir équation (2.2)). Deuxièmement, la contribution de la cavité optique autour du matériau magnéto-optique qui amplifie les effets magnéto-optiques en augmentant la longueur effective du matériau par l'amplification de la rotation Faraday, cette amplification est bien illustrée à la figure 4.11. Troisièmement, la cavité magnéto-optique va aussi amplifier le signal en levant la dégénérescence des deux modes de résonance optique causée par la biréfringence magnétique, ce phénomène est bien illustré à la figure 2.8 et 2.9. Quatrièmement, la résonance magnétique du matériau intracavité permet une grande variation de l'aimantation en fonction du champ magnétique externe par la variation de la susceptibilité magnétique (voir équation (3.42)), cette variation de l'aimantation se traduit en une variation de l'anisotropie θ_{F_0} . Ces quatre contributions participent toutes à la sensibilité définie du système et nous permettent de définir la sensibilité totale du système comme

$$S_{\text{modmr}}^B = \frac{1}{I_0} \left| \frac{\partial \Delta I_{x,y}}{\partial B_{z_m}} \right| = \frac{1}{I_0} \left| \frac{\partial}{\partial B_{z_m}} (\Delta I \Delta I_{\theta_F}) \right|, \quad (6.2)$$

où $\Delta I_{x,y} = I_x^{\text{rot}} - I_y^{\text{rot}}$, ΔI étant la contribution de la levée de la dégénérescence des modes de la cavité optique, ΔI_{θ_F} la contribution de l'amplification de l'effet Faraday et I_0 l'intensité initiale de la lumière. Avec cette expression, on peut faire ressortir toutes les différentes contributions à l'amplification du signal pour la détection de champ magnétique. En développant

la dérivée de (6.2), on trouve

$$S_{\text{modmr}}^B = \frac{1}{I_0} \left| \left(\Delta I_{\theta_F} \frac{\partial \Delta I}{\partial \theta_{F_0}} + \Delta I \frac{\partial \Delta I_{\theta_F}}{\partial \theta_F} \frac{\partial \theta_F}{\partial \theta_{F_0}} \right) \frac{\partial \theta_{F_0}}{\partial M_z} \frac{\partial M_z}{\partial B_{z_m}} \right|, \quad (6.3)$$

où M_z est l'aimantation totale (statique et dynamique) vers les z (la propagation de la lumière) et B_{z_m} le flux magnétique totale vers les z_m (la direction du champ statique pour la résonance magnétique). L'importance de ces contributions avait été quantifiée par la figure de mérite MODMR défini à l'équation (4.46) par $V_{B,M}/\alpha_p/\alpha$, la constante de Verdet $V_{B,M}$ représentant la contribution de $\partial \theta_{F_0}/\partial M_z$, α_p la contribution de $\partial \Delta I/\partial \theta_{F_0}$ et de $(\partial \Delta I_{\theta_F}/\partial \theta_F)(\partial \Delta \theta_F/\partial \theta_{F_0})$ et α celle de $\partial M_z/\partial B_z$. On a vu que si les pertes optiques sont grandes ($\alpha_p \ell > 0.5$) ou que la finesse de la cavité est limitée par des contraintes expérimentales (parallélisme, rugosité des interfaces), on peut poser que

$$\frac{\partial \Delta I}{\partial \theta_{F_0}} \ll \frac{\partial \Delta I_{\theta_F}}{\partial \theta_F} \frac{\partial \theta_F}{\partial \theta_{F_0}}, \quad (6.4)$$

focalisant ainsi sur la contribution de l'amplification de l'effet Faraday.

6.4 Potentiel du système MODMR avec la cavité magnéto-optique pour la transduction

Pour ce qui est de la mesure magnéto-optique de la résonance ferromagnétique, cet instrument permet une mesure avec un bon signal, mais un manque de données expérimentales et d'analyse de bruit rend incertain de leur potentiel à compétitionner avec les senseurs magnétiques les plus sensibles d'aujourd'hui. Un avantage unique de la cavité magnéto-optique pour la mesure de la résonance magnétique est par la possibilité de couplage entre les photons optiques, les photons micro-ondes et les magnons. Le fort couplage entre les photons micro-ondes et les magnons est une aire de recherche active exploitant les matériaux ferromagnétiques pour générer des magnons par une excitation collective des spins par des photons micro-ondes. L'intérêt provient de la possibilité de produire une transduction efficace entre ceux-ci. L'idée principale est d'exploiter ce phénomène pour coupler des magnons ferromagnétiques avec des qubits supraconducteurs par l'entremise d'un photon micro-onde. Ceci permet de conserver l'information quantique ainsi que de la lire et contrôler par photons optiques (voir la fin de la section 2.4.4 de la revue de littérature). La méthode MODMR permettrait d'augmenter le couplage, la sensibilité et réduire la décohérence lors de la mesure et du contrôle d'un qubit supraconducteur [111]. Il a même été possible de réaliser ce couplage à une distance de plus d'un mètre [110] et produire un montage potentiellement industriellement intégrable [104].

L'ajout d'un couplage magnéto-optique ouvre la porte à d'augmenter le couplage significativement pour la mesure et le contrôle optique d'un qubit supraconducteur, compatible avec les longueurs d'ondes des réseaux de télécommunication.

La transduction bidirectionnelle à l'aide d'un couplage magnéto-optique a déjà été faite en exploitant l'effet Faraday et l'effet Faraday inverse [78] ainsi qu'avec une harmonique d'un peigne de fréquence générée par un laser infrarouge [99]. La cavité magnéto-optique pourrait grandement améliorer l'efficacité de cette première approche. Pour la méthode Faraday inverse, le facteur le plus limitant étant le taux de couplage entre les magnons et les photons optiques, une cavité magnéto-optique pourrait augmenter celui-ci. Le taux de couplage peut être quantifié comme $\zeta = \theta_F^2 P_{\text{laser}} / (n_s V_s \hbar \omega_{\text{laser}})$ où n_s est la densité de spin et V_s le volume de l'échantillon, à l'équation A12 de la référence [78]. Pour une transduction d'un signal optique à micro-onde, il n'est plus nécessaire d'utiliser la réflectivité optimale des miroirs, on cherche plutôt à maximiser l'interaction du photon optique avec les magnons. Pour cela, on va plutôt maximiser la finesse de la cavité magnéto-optique. On peut estimer que la longueur effective de la cavité est multipliée d'un facteur $F/\pi \approx 186/\pi \approx 60$, si on a une épaisseur de 0.35 mm et une absorption de 0.48 cm^{-1} . Le taux de couplage étant proportionnel à la rotation Faraday totale au carré, on augmenterait celui-ci d'un facteur $60^2 = 3600$, soit plus de 3 ordres de grandeur. Le taux de conversion obtenu par la référence [78] passerait de 10^{-10} à $3.6 \cdot 10^{-7}$. La cavité magnéto-optique est aussi compatible avec cette méthode utilisant deux longueurs d'onde optique avec une différence égale à la fréquence de résonance du mode de Kittel ajoutée à un détuning. Il suffit de choisir le champ magnétique ayant cette fréquence de résonance comme largeur spectrale libre de la cavité magnéto-optique. De plus, le couplage entre les modes d'une cavité micro-onde et les modes de résonance d'un ferromagnétique de la forme d'un substrat ou d'une couche mince permet d'exciter des ondes magnétostatiques stationnaires produites par les conditions frontières de l'échantillon. Lorsque la largeur spectrale libre de ces modes devient du même ordre de grandeur ou même plus petit que le facteur de couplage photon-magnon, un très fort couplage est possible par la dégénérescence de ces modes avec les modes de Kittel [179], [180]. Ce très fort couplage augmenterait significativement le taux de conversion, celui-ci étant proportionnel au carré du facteur de couplage entre le mode de la cavité et le mode de résonance ferromagnétique.

6.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la mesure de la résonance ferromagnétique à l'aide de la technique magnéto-optique. La méthode magnéto-optique a été comparée à la méthode par absorption,

révélant que les mesures magnéto-optiques présentent davantage de modes, ceux-ci étant également plus intenses. Cette différence s'explique par une excitation micro-onde plus intense et moins uniforme dans le cas de la mesure magnéto-optique. Cette dernière se révèle avantageuse, car elle permet de mesurer directement l'aimantation sans nécessiter la récupération des micro-ondes après leur interaction avec le matériau ferromagnétique, ce qui facilite l'observation des modes de résonance. L'anisotropie de forme du disque de YIG, combinée à l'intensité du champ micro-onde, a permis d'atteindre un angle de précession suffisamment grand pour observer des résonances asymétriques présentant un comportement d'hystérésis.

Par la suite, à partir des résultats expérimentaux et des outils numériques, la sensibilité du système MODMR a été calculée et estimée pour différents scénarios idéaux, tels que celui d'une cavité magnéto-optique optimale, la configuration Voigt, et le cas d'une largeur de résonance réduite. Il a été trouvé que cette méthode pourrait atteindre une sensibilité supérieure à celle de la méthode d'illumination continue utilisant les centres NV dans le diamant, bien qu'une analyse du bruit soit nécessaire pour confirmer sa réelle performance dans la détection de faibles champs magnétiques. Enfin, les paramètres influençant la sensibilité ont été récapitulés, et l'application de la cavité magnéto-optique à la transduction a été explorée. Il a été estimé que cette méthode pourrait augmenter le taux de couplage d'un facteur 3600 lors de la conversion d'un photon optique en micro-onde.

CHAPITRE 7 CONCLUSION

Ce mémoire a été dédié à l'étude théorique et pratique de l'exploitation d'une cavité optique pour amplifier les effets magnéto-optiques. Cette technique d'amplification est déjà connue dans la littérature, mais l'étude détaillée de cette méthode pour mesurer magnéto-optiquement la résonance ferromagnétique est une nouvelle contribution. Plus particulièrement, nous avons étudié le potentiel des effets magnéto-optiques résonants pour la magnétométrie ultrasensible et la mesure de phénomène magnétique tel que la mesure des sauts de domaines durant la courbe d'hystérésis et la spectroscopie des ondes de spins.

Après avoir présenté le sujet du mémoire dans l'introduction, le chapitre 2 débute en décrivant le fondement théorique de base et les notions nécessaires pour comprendre l'essence des travaux de ce mémoire. Dans ce même chapitre, une revue de littérature est présentée pour condenser l'état de l'art pour la résonance magnétique détecté magnéto-optiquement, la cavité magnéto-optique ainsi que des applications de ces concepts pour la magnétométrie et la transduction. Il a été trouvé qu'un seul groupe de chercheurs a utilisé le concept d'une cavité magnéto-optique de type Fabry-Pérot pour la mesure de la résonance ferromagnétique, mais sans l'étudié en profondeur et sans expliqué son fonctionnement. Une méthode plus populaire est celle des modes de galerie (*whispering gallery modes*) sur une sphère de YIG.

Ensuite, le chapitre 3 passe à la théorie détaillée des effets magnéto-optiques en débutant à partir des équations de Maxwell. La biréfringence magnétique est dérivée pour la configuration Faraday (3.13) et Voigt (3.17) considérant à la fois les effets de premier et deuxième ordre. La configuration arbitraire de l'aimantation a été dérivée pour les effets de premier ordre (3.23) et de deuxième ordre (3.26) (3.27) séparément. Ceci étant une dérivation qui n'a pas été trouvée dans la littérature. Par la suite, la théorie pour la résonance ferromagnétique pour le mode uniforme est présentée.

Le chapitre 4 vise à mettre en application la théorie du chapitre précédent. Pour cela, on débute par prouver que les effets d'interfaces sont négligeables pour des couches macroscopiques, ce qui permet d'utiliser le formalisme de Jones. À l'aide de cette approche, le comportement de la cavité magnéto-optique est décrit en détail. Les figures 4.10 et 4.11 permettent de bien visualiser l'amplification par l'effet Faraday résonant. Ce chapitre nous mène vers les premiers résultats importants du mémoire. Premièrement, le chapitre 4 nous a permis de trouver que les paramètres physiques les plus critiques pour la cavité magnéto-optique sont la

biréfringence magnétique, les pertes optiques par absorption et la finesse de la cavité optique. Particulièrement, on a vu qu'il existe une réflectivité optimale associée au facteur de pertes optique dans la cavité, permettant d'optimiser la sensibilité de la cavité magnéto-optique. Les figures 4.15 et 4.16 illustrent bien l'optimisation de la sensibilité en fonction des pertes et de la réflectivité des miroirs. Tel que le montre l'équation (4.40), lorsque la réflectivité des miroirs est optimale, la sensibilité de la cavité magnéto-optique en $\%/T$ devient indépendante de l'épaisseur du matériau intracavité. Ceci permet de définir à l'équation (4.41), le facteur de mérite magnéto-optique, défini comme le rapport de la constante de Verdet V et de l'absorption optique α_p . Celui-ci permet de quantifier la performance d'un matériau intracavité dans une cavité magnéto-optique. Subséquemment, on peut aussi trouver un facteur de mérite pour quantifier la performance d'un matériau intracavité dans une cavité magnéto-optique pour mesurer la résonance ferromagnétique. Ce facteur de mérite, illustré à l'équation (4.46), est trouvé en divisant le facteur de mérite magnéto-optique par la constante de Gilbert d'absorption micro-onde. Finalement, l'expérience MODMR est aussi modélisée pour deux configurations : Voigt et Faraday, la première étant plus sensible, mais module l'information dans les micro-ondes. La modélisation nous a aussi permis d'identifier deux régimes : le régime linéaire et non linéaire. Le régime non linéaire peut être atteint si la cavité est assez sensible et que l'amplitude du champ micro-ondes est assez grande. Comme montré à la figure 4.23, dans ce régime, la longueur d'onde du laser doit être changée afin de maximiser le signal et la largeur de résonance est artificiellement réduite par les effets non linéaires de la cavité. Réduire la largeur à mi-hauteur mesurée permettrait d'augmenter significativement la sensibilité du système MODMR pour la magnétométrie. On a estimé que pour le YIG, ce régime serait difficilement atteignable, mais possible si on excite l'échantillon avec un champ micro-ondes de plus de 4.6 μT avec une cavité parallèle avec des miroirs à 96.6%. Pour conclure la modélisation, les différentes approches pour extraire le signal micro-onde dans le domaine fréquentiel sont discutées. Le chapitre se termine en discutant le rôle du bruit pour la conception optimale. Puisque le bruit n'a pas été considéré, les bruits fondamentaux tels que le bruit de photon (*shot noise*) peuvent affecter le choix optimal de la conception comme l'angle du séparateur de polarisation et le choix de la configuration Voigt.

Ensuite, le chapitre 5 présente le montage expérimental pour caractériser la réponse d'une cavité magnéto-optique pour un disque de YIG, les résultats montrés à la figure 5.2. Le modèle théorique est utilisé pour trouver la constante d'absorption, la constante de Verdet et le coefficient d'efficacité de l'interférence au tableau 5.1. On a vu que les surfaces du disque de YIG n'étaient pas assez parallèles pour permettre de maximiser l'amplification de l'effet Faraday. À partir de ces résultats, on a pu prédire les résultats du tableau 5.2, illustrant

qu'avec un des surfaces parallèles et des miroirs de 96.6%, la cavité magnéto-optique avec cet échantillon de YIG aurait une sensibilité de 2303 %/T. On a ensuite vu comment la mesure optique se compare à une mesure VSM pour mesurer la courbe d'hystérésis. La mesure magnéto-optique ayant une meilleure résolution spatiale permet d'observer une hystérésis plus prononcée et même des sauts de domaines magnétiques. Finalement, le montage est modifié pour faire une mesure spectroscopique de résonance ferromagnétique avec le même échantillon de YIG monocristal. À la figure 5.11, on a observé la présence d'un grand nombre de modes magnétostatique.

Au chapitre 6, le montage et les mesures de la résonance ferromagnétique mesurée magnéto-optiquement sont présentés. Cette permet d'observer un encore plus grand nombre de modes magnétostatique, possiblement par la non-uniformité de l'excitation micro-onde. À la figure 6.1 et 6.2, des effets non linéaires sont aussi observables sur les pics de résonance qui sont possiblement attribués à un haut champ d'excitation micro-onde combinée à l'anisotropie de forme de l'échantillon. Ensuite, le chapitre continue en discutant le potentiel du système MODMR avec la cavité magnéto-optique pour mesurer des champs magnétiques pour différentes configurations, présenté au tableau 6.1. Les prédictions théoriques semblent très prometteuses lorsque la cavité magnéto-optique est dans la meilleure configuration : pour une cavité optimale avec des miroirs à 96.6 % dans la configuration Voigt, une estimation théorique prédit une sensibilité de 430 %/mT. Ces prédictions offrent la possibilité de compétitionner avec les senseurs de haute performance à température ambiante telles que les diamants NV. Les effets non linéaires lors de la résonance, telle que le processus de Suhl, pourraient aussi être exploités pour davantage améliorer la sensibilité du système. La méthode MODMR offre aussi une manière de contourner les problèmes de pertes dans les guides d'onde pour les expériences de résonance à haut champ dans les térahertz. Le chapitre se termine en discutant le potentiel du système MODMR avec la cavité magnéto-optique pour faire de la transduction. On a pu estimer que le taux de couplage pour le transfert de photons optiques à photons micro-ondes pourrait être augmenté de plus de 3 ordres de grandeur. La dégénérescence des multiples modes magnétostatiques d'un disque ferrimagnétique pourrait aussi permettre un ultra fort couplage entre les photons micro-ondes et les magnons.

Travaux futurs

Les travaux présentés dans ce mémoire étant de nature exploratoire et préliminaire, plusieurs axes de recherche apparaissent comme prometteurs pour des études futures, tant sur le plan théorique qu'expérimental. Une première piste réside dans l'optimisation expérimentale de la cavité magnéto-optique. Les résultats théoriques suggèrent qu'une telle cavité pourrait

atteindre des performances élevées. Il serait pertinent d'étudier la faisabilité d'implémenter un tel système expérimental, en particulier en améliorant le parallélisme du matériau intracavité. Il serait aussi utile de mettre en œuvre la configuration Voigt avec un système de démodulation. Par ailleurs, l'exploration des propriétés optiques des matériaux à différentes longueurs d'onde pourrait permettre d'augmenter significativement la figure de mérite magnéto-optique, voire même la figure de mérite MODMR.

Un autre développement possible concerne l'application de la méthode MODMR à la lecture et au contrôle de qubits supraconducteurs. Les premières étapes seraient de mettre en place un montage hybride d'une cavité magnéto-optique et d'une cavité micro-onde pour ainsi faire la mesure optique du phénomène de fort couplage entre les photons micro-ondes et les magnons. Ensuite, l'élaboration d'un contrôle optique de l'aimantation pourrait être implémentée. La cavité magnéto-optique pourrait permettre d'augmenter significativement le taux de couplage pour une transduction bidirectionnelle entre les photons optiques et micro-ondes. Un ultrafort couplage entre les photons micro-ondes et les magnons pourrait aussi être implémenté par la dégénérescence des multiples modes magnétostatiques dans le disque ferrimagnétique.

Du point de vue de la métrologie, la sensibilité expérimentale de la méthode MODMR reste à caractériser plus rigoureusement. Les études actuelles se limitent à la configuration Faraday, avec une cavité sous-optimale et une largeur de résonance ferromagnétique plus grande que celle possible avec le YIG. Une caractérisation du montage pour de meilleures conditions expérimentales serait importante. De plus, une évaluation quantitative de la sensibilité en $T/\sqrt{\text{Hz}}$, intégrant les effets du bruit, spécifiquement les sources de bruits fondamentales et ceux dépendent des grandeurs physiques à optimiser lors de la conception, serait nécessaire. Ceci permettrait de concevoir le système MODMR avec cavité optique optimale et de mieux positionner cette méthode face aux techniques de mesure magnétique existantes.

La méthode pourrait également offrir un avantage dans le contexte des mesures de résonance ferromagnétique à haut champ, où les pertes dans les guides d'onde sont particulièrement élevées aux fréquences térahertz. En plus, exploiter l'effet Faraday inverse pourrait même éliminer complètement le guidage micro-onde jusqu'à l'échantillon, ce qui pourrait augmenter significativement le signal sur bruit.

Il serait aussi intéressant d'étudier s'il serait possible d'exploiter les effets non linéaires induits par des champs micro-ondes élevés, malgré leur comportement d'hystérésis. Ceux-ci

permettent d'atteindre le régime de Suhl, et pourraient, combinés à une cavité à forte sensibilité. En plus, on a vu qu'une cavité à forte sensibilité peut aussi générer un comportement non linéaire entre l'aimantation et le signal optique en mesurant le signal à une longueur d'onde non résonante. L'exploitation conjointe de ces deux effets non linéaires pourrait fortement amplifier la sensibilité de la méthode.

Une autre dimension à explorer concerne les sauts de domaines magnétiques. La cavité magnéto-optique a démontré une capacité à détecter ces sauts, ouvrant la voie à des investigations sur le contrôle optique de l'effet Barkhausen, la caractérisation des défauts cristallographiques et de l'énergie magnétocristalline, ainsi que la détection optique de l'effet Barkhausen quantique. Une méthode de contrôle optique de l'aimantation pourrait même ouvrir la porte à une technique complètement optique du contrôle et de la lecture de l'effet Barkhausen pour la mémoire spintronique.

Enfin, une approche alternative à étudier est la méthode des modes de galerie (*whispering gallery modes*) dans une sphère de YIG. Cette architecture présente de nombreux atouts potentiels, tels qu'un facteur de qualité très élevé, le fait de contourner le problème de parallélisme de la cavité Fabry-Pérot et la possibilité de lecture par diffusion Brillouin (BLS), ce qui pourrait se montrer utile pour les applications de transduction, de lecture et de contrôle de qubits supraconducteurs. Il pourrait aussi être pertinent d'étudier comment faire une mesure BLS magnonique avec la cavité magnéto-optique, mesurant ainsi la résonance magnétique avec les effets magnéto-optiques dynamiques.

Un schéma récapitulatif est présenté à la figure 7.1 pour synthétiser les travaux réalisés dans ce mémoire ainsi que les concepts à approfondir. Les différents sujets touchés de manière théorique et pratique ont été discriminés de ceux pouvant être approfondis dans le cadre de travaux futurs.

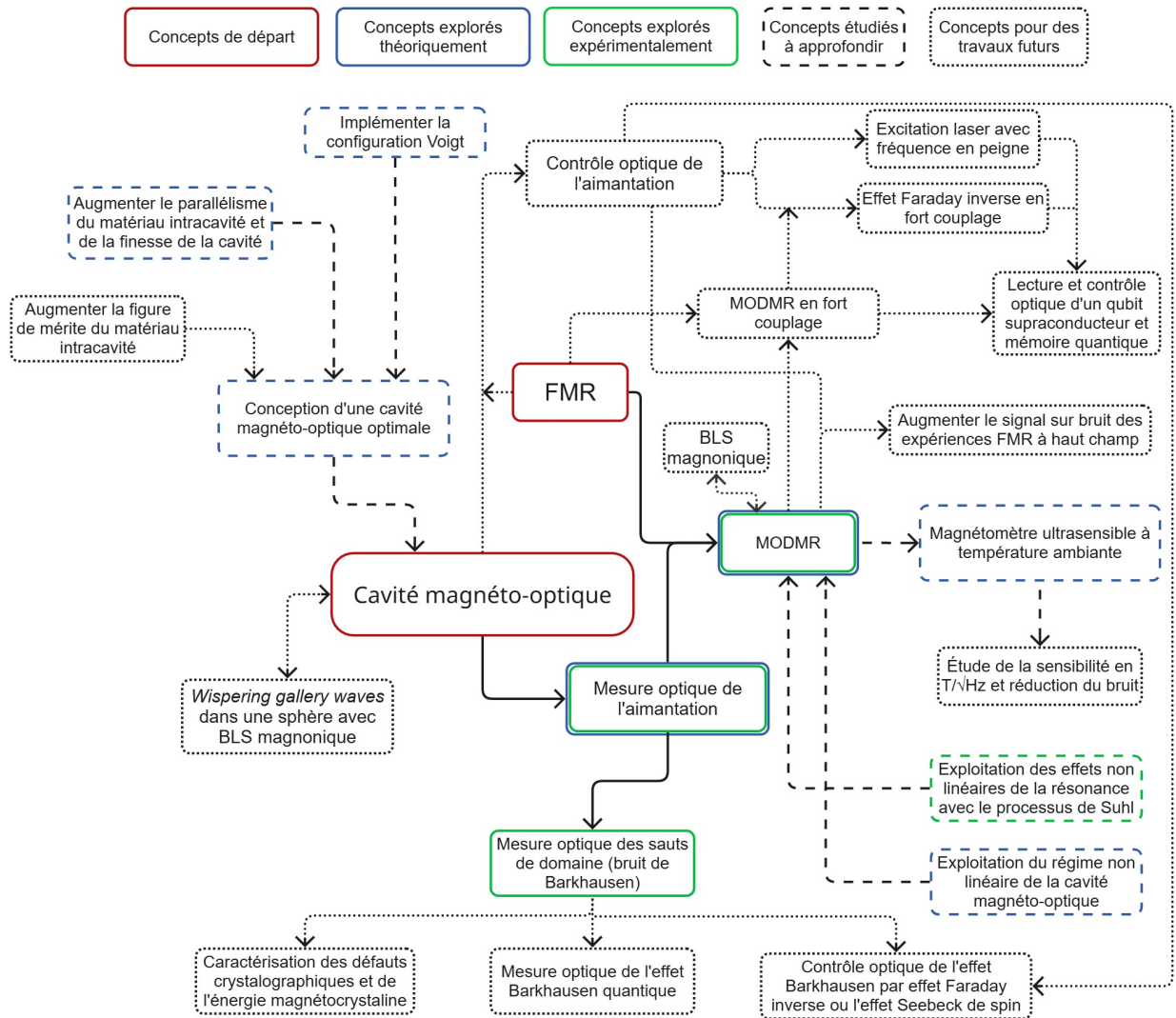


FIGURE 7.1 Visualisation des travaux étudiés de manière théorique et expérimentale dans ce mémoire misent en lien avec les travaux futurs possibles.

RÉFÉRENCES

- [1] F. BITTER, “The Optical Detection of Radiofrequency Resonance”, *Physical Review*, t. 76, n° 6, p. 833-835, sept. 1949. DOI : 10.1103/PhysRev.76.833.
- [2] M. H. L. PRYCE, “The Optical Detection of Radiofrequency Resonance”, *Physical Review*, t. 77, n° 1, p. 136-137, jan. 1950. DOI : 10.1103/PhysRev.77.136.2.
- [3] S. RAMASESHAN et G. SURYAN, “Magneto-optic detection of radio-frequency resonance”, oct. 1951, ISSN : 0011-3891.
- [4] A. KASTLER, “Quelques réflexions à propos des phénomènes de résonance magnétique dans le domaine des radiofréquences”, *Experientia*, t. 8, n° 1, p. 1-9, jan. 1952, ISSN : 0014-4754. DOI : 10.1007/BF02168877.
- [5] “The Nobel Prize in Physics 1966”, DOI : <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1966/kastler/facts/>.
- [6] A. KASTLER, “Optical Methods for Studying Hertzian Resonances”, *Science*, t. 158, n° 3798, p. 214-221, oct. 1967. DOI : 10.1126/science.158.3798.214.
- [7] M. FARADAY et ROYAL SOCIETY (GREAT BRITAIN), *On the Magnetization of Light and the Illumination of Magnetic Lines of Force*. [London : The Royal Society], 1846.
- [8] W. OPECHOWSKI, “Magneto-Optical Effects and Paramagnetic Resonance”, *Reviews of Modern Physics*, t. 25, n° 1, p. 264-268, jan. 1953. DOI : 10.1103/RevModPhys.25.264.
- [9] J. M. DANIELS et H. WESEMAYER, “The Influence of Paramagnetic Resonance Saturation on the Faraday Effect”, *Canadian Journal of Physics*, t. 36, n° 3, p. 405-406, mars 1958, ISSN : 0008-4204. DOI : 10.1139/p58-040.
- [10] H. G. DEHMELT, “Modulation of a Light Beam by Precessing Absorbing Atoms”, *Physical Review*, t. 105, n° 6, p. 1924-1925, mars 1957. DOI : 10.1103/PhysRev.105.1924.
- [11] J. MANUEL et C. COHEN-TANNOUJJI, “Détection Optique de La Résonance Magnétique Par Modulation de l’effet Faraday Paramagnétique Transversal à La Fréquence de Larmor”, p. 413-416, 1963.
- [12] C. COHEN-TANNOUJJI, “Théorie Quantique Du Cycle de Pompage Optique. Vérification Expérimentale Des Nouveaux Effets Prévus”, thèse de doct., UNIVERSITÉ DE PARIS, 1962.

- [13] F. BRANDI et al., “Cotton–Mouton effect of molecular oxygen : a novel measurement”, *JOSA B*, t. 15, n° 4, p. 1278-1281, avr. 1998, ISSN : 1520-8540. DOI : 10.1364/JOSAB.15.001278.
- [14] D. CHAUVAT, A. LE FLOCH, M. VALLET et F. BRETENAKER, “Cotton–Mouton Effect Measurement with the Fabry–Perot Eigenstates”, *Applied Physics Letters*, t. 73, n° 8, p. 1032-1034, août 1998, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.122075.
- [15] M. BREGANT et al., “New Precise Measurement of the Cotton–Mouton Effect in Helium”, *Chemical Physics Letters*, t. 471, n° 4, p. 322-325, mars 2009, ISSN : 0009-2614. DOI : 10.1016/j.cplett.2009.02.035.
- [16] H.-H. MEI, W.-T. NI, S.-J. CHEN et S.-s. PAN, “Measurement of the Cotton–Mouton Effect in Nitrogen, Oxygen, Carbon Dioxide, Argon, and Krypton with the Q & A Apparatus”, *Chemical Physics Letters*, t. 471, n° 4, p. 216-221, mars 2009, ISSN : 0009-2614. DOI : 10.1016/j.cplett.2009.02.048.
- [17] F. DELLA VALLE et al., “Measurement of the Cotton Mouton Effect of Water Vapour”, *Chemical Physics Letters*, t. 592, p. 288-291, jan. 2014, ISSN : 0009-2614. DOI : 10.1016/j.cplett.2013.12.049.
- [18] C.-Y. CHANG et J.-T. SHY, “Cavity-enhanced Faraday rotation measurement with auto-balanced photodetection”, *Applied Optics*, t. 54, n° 28, p. 8526-8530, oct. 2015, ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.54.008526.
- [19] Y. NAKAMURA, S. B. S. CHAUHAN et P. B. LIM, “Magneto–Optical Properties and Applications of Magnetic Garnet”, *Photonics*, t. 11, n° 10, p. 931, oct. 2024, ISSN : 2304-6732. DOI : 10.3390/photonics11100931.
- [20] D. ROBBES, “Highly Sensitive Magnetometers—a Review”, *Sensors and Actuators A : Physical*, EMSA 2004, t. 129, n° 1, p. 86-93, mai 2006, ISSN : 0924-4247. DOI : 10.1016/j.sna.2005.11.023.
- [21] B. BAO, Y. HUA, R. WANG et D. LI, “Quantum-Based Magnetic Field Sensors for Biosensing”, *Advanced Quantum Technologies*, t. 6, n° 5, p. 2200146, 2023, ISSN : 2511-9044. DOI : 10.1002/qute.202200146.
- [22] H. WEINSTOCK, éd., *SQUID Sensors : Fundamentals, Fabrication and Applications*. Dordrecht : Springer Netherlands, 1996, ISBN : 978-94-010-6393-7 978-94-011-5674-5. DOI : 10.1007/978-94-011-5674-5.
- [23] D. MURZIN et al., “Ultrasensitive Magnetic Field Sensors for Biomedical Applications”, *Sensors (Basel, Switzerland)*, t. 20, n° 6, p. 1569, mars 2020, ISSN : 1424-8220. DOI : 10.3390/s20061569.

- [24] X. BAI, K. WEN, D. PENG, S. LIU et L. LUO, “Atomic magnetometers and their application in industry”, *Frontiers in Physics*, t. 11, juin 2023, ISSN : 2296-424X. DOI : 10.3389/fphy.2023.1212368.
- [25] E. A. LIMA et B. P. WEISS, “Ultra-high sensitivity moment magnetometry of geological samples using magnetic microscopy”, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, t. 17, n° 9, p. 3754-3774, 2016, ISSN : 1525-2027. DOI : 10.1002/2016GC006487.
- [26] M. HOTT, P. A. HOEHER et S. F. REINECKE, “Magnetic Communication Using High-Sensitivity Magnetic Field Detectors”, *Sensors*, t. 19, n° 15, p. 3415, jan. 2019, ISSN : 1424-8220. DOI : 10.3390/s19153415.
- [27] B. DOBER et al., “Microwave SQUID Multiplexer Demonstration for Cosmic Microwave Background Imagers”, *Applied physics letters*, t. 111, n° 24, p. 243 510, déc. 2017, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.5008527.
- [28] Y. MA et al., “Ultrasensitive SERF atomic magnetometer with a miniaturized hybrid vapor cell”, *Microsystems & Nanoengineering*, t. 10, n° 1, p. 1-10, août 2024, ISSN : 2055-7434. DOI : 10.1038/s41378-024-00758-6.
- [29] M. V. ROMALIS et H. B. DANG, “Atomic Magnetometers for Materials Characterization”, *Materials Today*, t. 14, n° 6, p. 258-262, juin 2011, ISSN : 1369-7021. DOI : 10.1016/S1369-7021(11)70140-7.
- [30] K. JOSHI et al., “Measuring the Lower Critical Field of Superconductors Using Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond Optical Magnetometry”, *Physical Review Applied*, t. 11, n° 1, p. 014 035, jan. 2019. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.11.014035.
- [31] C. DAILLEDOUZE et al., *Imaging the Meissner Effect and Flux Trapping of Superconductors under High Pressure Using N-V Centers*, jan. 2025. DOI : 10.48550/arXiv.2501.14504. arXiv : 2501.14504 [cond-mat].
- [32] S. XU, V. V. YASHCHUK, M. H. DONALDSON, S. M. ROCHESTER, D. BUDKER et A. PINES, “Magnetic Resonance Imaging with an Optical Atomic Magnetometer”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, t. 103, n° 34, p. 12 668-12 671, août 2006. DOI : 10.1073/pnas.0605396103.
- [33] I. M. SAVUKOV, “NMR Detection with an Atomic Magnetometer”, *Physical Review Letters*, t. 94, n° 12, 2005. DOI : 10.1103/PhysRevLett.94.123001.
- [34] I. BERTELLI et al., “Magnetic Resonance Imaging of Spin-Wave Transport and Interference in a Magnetic Insulator”, *Science Advances*, t. 6, n° 46, eabd3556, nov. 2020. DOI : 10.1126/sciadv.abd3556.

- [35] N. LAUK et al., “Perspectives on quantum transduction”, *Quantum Science and Technology*, t. 5, n° 2, p. 020 501, mars 2020, ISSN : 2058-9565. DOI : 10.1088/2058-9565/ab788a.
- [36] D. J. GRIFFITHS, *Introduction to Quantum Mechanics*, 2nd edition. Upper Saddle River, NJ London : Pearson Prentice Hall, avr. 2004, ISBN : 978-0-13-111892-8.
- [37] J. J. DAVIES, “Optically-Detected Magnetic Resonance and Its Applications”, *Contemporary Physics*, t. 17, n° 3, p. 275-294, mai 1976, ISSN : 0010-7514. DOI : 10.1080/00107517608210860.
- [38] B. CAVENETT, “Optically Detected Magnetic Resonance (O.D.M.R.) Investigations of Recombination Processes in Semiconductors”, *Advances in Physics*, t. 30, n° 4, p. 475-538, août 1981, ISSN : 0001-8732. DOI : 10.1080/00018738100101397.
- [39] D. SUTER, “Optical detection of magnetic resonance”, *Magnetic Resonance*, t. 1, n° 1, p. 115-139, juin 2020. DOI : 10.5194/mr-1-115-2020.
- [40] R. SCHIRHAGL, K. CHANG, M. LORETZ et C. L. DEGEN, “Nitrogen-vacancy centers in diamond : nanoscale sensors for physics and biology”, *Annual review of physical chemistry*, t. 65, p. 83-105, jan. 2014, ISSN : 1545-1593. DOI : 10.1146/annurev-physchem-040513-103659.
- [41] L. SHAO, M. ZHANG, M. MARKHAM, A. M. EDMONDS et M. LONČAR, “Diamond Radio Receiver : Nitrogen-Vacancy Centers as Fluorescent Transducers of Microwave Signals”, *Physical Review Applied*, t. 6, n° 6, p. 064 008, déc. 2016. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.6.064008.
- [42] D. D. AWSCHALOM, R. HANSON, J. WRACHTRUP et B. B. ZHOU, “Quantum technologies with optically interfaced solid-state spins”, *Nature Photonics*, t. 12, n° 9, p. 516-527, sept. 2018, ISSN : 1749-4893. DOI : 10.1038/s41566-018-0232-2.
- [43] A. SIPAHIGIL et al., “An integrated diamond nanophotonics platform for quantum-optical networks”, *Science (New York, N.Y.)*, t. 354, n° 6314, p. 847-850, nov. 2016, ISSN : 1095-9203. DOI : 10.1126/science.aah6875.
- [44] T. M. BABINEC et al., “A diamond nanowire single-photon source”, *Nature Nanotechnology*, t. 5, n° 3, p. 195-199, mars 2010, ISSN : 1748-3395. DOI : 10.1038/nnano.2010.6.
- [45] T. SCHRÖDER, A. W. SCHELL, G. KEWES, T. AICHELE et O. BENSON, “Fiber-Integrated Diamond-Based Single Photon Source”, *Nano Letters*, t. 11, n° 1, p. 198-202, jan. 2011, ISSN : 1530-6984. DOI : 10.1021/nl103434r.

- [46] A. SAVVIN et al., “NV– diamond laser”, *Nature Communications*, t. 12, n° 1, p. 7118, déc. 2021, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-021-27470-7.
- [47] L. D. LANDAU, L. P. PITAEVSKII et E. M. LIFSHITZ, *Electrodynamics of Continuous Media : Volume 8*, 2nd edition. Amsterdam Heidelberg : Butterworth-Heinemann, jan. 1984, ISBN : 978-0-7506-2634-7.
- [48] W. WETTLING, “Magneto-optics of ferrites”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, t. 3, n° 1, p. 147-160, mars 1976, ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(76)90026-3.
- [49] M. FREISER, “A Survey of Magneto optic Effects”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 4, n° 2, p. 152-161, juin 1968, ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.1968.1066210.
- [50] J. BRANSKY, *Magneto Optic Effects and Applications*, 1981.
- [51] C. RIZZO, A. RIZZO et D. M. BISHOP, “The Cotton-Mouton Effect in Gases : Experiment and Theory”, *International Reviews in Physical Chemistry*, t. 16, n° 1, p. 81-111, jan. 1997, ISSN : 0144-235X. DOI : 10.1080/014423597230316.
- [52] L. R. INGERSOLL et D. H. LIEBENBERG, “The Faraday Effect in Gases and Vapors. I*”, *JOSA*, t. 44, n° 7, p. 566-571, juill. 1954. DOI : 10.1364/JOSA.44.000566.
- [53] L. R. INGERSOLL et D. H. LIEBENBERG, “Faraday Effect in Gases and Vapors. II*”, *JOSA*, t. 46, n° 7, p. 538-542, juill. 1956. DOI : 10.1364/JOSA.46.000538.
- [54] C. C. ROBINSON, “The Faraday Rotation of Diamagnetic Glasses from 0.334 μ to 1.9 μ ”, *Applied Optics*, t. 3, n° 10, p. 1163-1166, oct. 1964, ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.3.001163.
- [55] N. F. BORRELLI, “Faraday Rotation in Glasses”, *The Journal of Chemical Physics*, t. 41, n° 11, p. 3289-3293, déc. 1964, ISSN : 0021-9606. DOI : 10.1063/1.1725727.
- [56] R. S. KRISHNAN, D. R. SRINIVASAN et R. V. G. S. RAO, “Faraday effect in diamagnetic crystals”, in *Progress in Crystal Physics, V1 : Thermal, Elastic and Optical Properties*, Literary Licensing, LLC, juin 2013, p. 168-183, ISBN : 978-1-258-73866-2.
- [57] H. KLING et W. HÜTTNER, “The temperature dependence of the Cotton-Mouton effect and magneto optical properties of gaseous nitrogen monoxide”, *Molecular Physics*, oct. 1985. DOI : 10.1080/00268978500102331.
- [58] J. F. DILLON Jr., J. P. REMEIKA et C. R. STATON, “Linear Magnetic Birefringence in the Ferrimagnetic Garnets”, *Journal of Applied Physics*, t. 41, n° 11, p. 4613-4619, oct. 1970, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1658504.

- [59] W. WETTLING, “Magneto-optical properties of YIG measured on a continuously working spectrometer”, *Applied physics*, t. 6, n° 3, p. 367-372, avr. 1975, ISSN : 1432-0630. DOI : 10.1007/BF00883657.
- [60] B. ANDLAUER, J. SCHNEIDER et W. WETTLING, “Optical and magneto-optical properties of YIG and FeBO₃”, *Applied physics*, t. 10, n° 3, p. 189-201, juill. 1976, ISSN : 1432-0630. DOI : 10.1007/BF00897217.
- [61] G. A. SMOLENSKY, R. V. PISAREV, I. G. SINY et N. N. KOLPAKOVA, “COTTON-MOUTON BIREFRINGENCE IN FERRIMAGNETIC GARNETS”, *Le Journal de Physique Colloques*, t. 32, n° C1, p. C1-1050, fév. 1971, ISSN : 0449-1947, 2777-3418. DOI : 10.1051/jphyscol:19711376.
- [62] H. LE GALL et J. P. JAMET, “Theory of the Elastic and Inelastic Scattering of Light by Magnetic Crystals. I. First-Order Processes”, *physica status solidi (b)*, t. 46, n° 2, p. 467-482, 1971, ISSN : 1521-3951. DOI : 10.1002/pssb.2220460202.
- [63] H. LE GALL, T. K. VIEN et B. DESORMIÈRE, “Theory of the elastic and inelastic scattering of light by magnetic crystals. II. Second-order processes”, *physica status solidi (b)*, t. 47, n° 2, p. 591-606, 1971, ISSN : 1521-3951. DOI : 10.1002/pssb.2220470225.
- [64] R. ROSENBERG, C. B. RUBINSTEIN et D. R. HERRIOTT, “Resonant Optical Faraday Rotator”, *Applied Optics*, t. 3, n° 9, p. 1079-1083, sept. 1964, ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.3.001079.
- [65] M. VALLET, F. BRETENAKER, A. LE FLOCH, R. LE NAOUR et M. OGER, “The Malus Fabry–Perot Interferometer”, *Optics Communications*, t. 168, n° 5, p. 423-443, sept. 1999, ISSN : 0030-4018. DOI : 10.1016/S0030-4018(99)00351-X.
- [66] W. GAWLIK et S. PUSTELNY, “Nonlinear Magneto-Optical Rotation Magnetometers”, in *High Sensitivity Magnetometers*, A. GROSZ, M. J. HAJI-SHEIKH et S. C. MUKHOPADHYAY, éd., Cham : Springer International Publishing, 2017, p. 425-450, ISBN : 978-3-319-34070-8. DOI : 10.1007/978-3-319-34070-8_14.
- [67] D. BUDKER, W. GAWLIK, D. F. KIMBALL, S. M. ROCHESTER, V. V. YASHCHUK et A. WEIS, “Resonant Nonlinear Magneto-Optical Effects in Atoms”, *Reviews of Modern Physics*, t. 74, n° 4, p. 1153-1201, nov. 2002. DOI : 10.1103/RevModPhys.74.1153.
- [68] D. BUDKER, D. F. KIMBALL, S. M. ROCHESTER, V. V. YASHCHUK et M. ZOLOTOROV, “Sensitive Magnetometry Based on Nonlinear Magneto-Optical Rotation”, *Physical Review A*, t. 62, n° 4, p. 043 403, sept. 2000. DOI : 10.1103/PhysRevA.62.043403.

- [69] S. TAMARU, J. A. BAIN, R. J. M. VAN DE VEERDONK, T. M. CRAWFORD, M. COVINGTON et M. H. KRYDER, “Imaging of Quantized Magnetostatic Modes Using Spatially Resolved Ferromagnetic Resonance”, *Journal of Applied Physics*, t. 91, n° 10, p. 8034-8036, mai 2002, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1450815.
- [70] M. R. FREEMAN et J. F. SMYTH, “Picosecond Time-resolved Magnetization Dynamics of Thin-film Heads”, *Journal of Applied Physics*, t. 79, n° 8, p. 5898-5900, avr. 1996, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.361896.
- [71] M. VAN KAMPEN et al., “All-Optical Probe of Coherent Spin Waves”, *Physical Review Letters*, t. 88, n° 22, p. 227201, mai 2002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.88.227201.
- [72] I. RAZDOLSKI et al., “Analysis of the time-resolved magneto-optical Kerr effect for ultrafast magnetization dynamics in ferromagnetic thin films”, *Journal of Physics : Condensed Matter*, t. 29, n° 17, p. 174002, mars 2017, ISSN : 0953-8984. DOI : 10.1088/1361-648X/aa63c6.
- [73] M. VAN KAMPEN, B. KOOPMANS, J. T. KOHLHEPP et W. J. M. DE JONGE, “Laser-induced precession in canted-spin ferromagnets”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 4th International Symposium on Metallic Multilayers, t. 240, n° 1, p. 291-293, fév. 2002, ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/S0304-8853(01)00781-8.
- [74] S. PAL, S. SAHA, M. V. KAMALAKAR et A. BARMAN, “Field-dependent spin waves in high-aspect-ratio single-crystal ferromagnetic nanowires”, *Nano Research*, t. 9, n° 5, p. 1426-1433, mai 2016, ISSN : 1998-0000. DOI : 10.1007/s12274-016-1038-5.
- [75] T. GERRITS, P. KRIVOSIK, M. L. SCHNEIDER, C. E. PATTON et T. J. SILVA, “Direct Detection of Nonlinear Ferromagnetic Resonance in Thin Films by the Magneto-Optical Kerr Effect”, *Physical Review Letters*, t. 98, n° 20, p. 207602, mai 2007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.98.207602.
- [76] M. POGGIO et D. D. AWSCHALOM, “High-Field Optically Detected Nuclear Magnetic Resonance in GaAs”, *Applied Physics Letters*, t. 86, n° 18, p. 182103, mai 2005, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.1923191.
- [77] J. F. DILLON Jr., H. KAMIMURA et J. P. REMEIKA, “Magneto-Optical Studies of Chromium Tribromide”, *Journal of Applied Physics*, t. 34, n° 4, p. 1240-1245, avr. 1963, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1729455.
- [78] R. HISATOMI et al., “Bidirectional Conversion between Microwave and Light via Ferromagnetic Magnons”, *Physical Review B*, t. 93, n° 17, p. 174427, mai 2016. DOI : 10.1103/PhysRevB.93.174427.

- [79] B. K. NAYAK, C. MATHAI, D. MEIROM, O. SHTEMLUCK et E. BUKS, “Optical Interface for a Hybrid Magnon–Photon Resonator”, *Applied Physics Letters*, t. 120, n° 6, p. 062404, fév. 2022, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/5.0075908.
- [80] B. K. NAYAK et E. BUKS, “Polarization-Selective Magneto-Optical Modulation”, *Journal of Applied Physics*, t. 132, n° 19, p. 193905, nov. 2022, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/5.0128647.
- [81] R. MECKENSTOCK, M. MÖLLER et D. SPODDIG, “Kerr Detected Time Average of Magnetization Precession in Ferromagnetic Resonance”, *Applied Physics Letters*, t. 86, n° 11, p. 112506, mars 2005, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.1883326.
- [82] Y. XIONG et al., “Detecting Phase-Resolved Magnetization Dynamics by Magneto-Optic Effects at 1550 Nm Wavelength”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 57, n° 2, p. 1-7, fév. 2021, ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2020.3013063.
- [83] J. A. HAIGH et al., “Magneto-Optical Coupling in Whispering-Gallery-Mode Resonators”, *Physical Review A*, t. 92, n° 6, p. 063845, déc. 2015. DOI : 10.1103/PhysRevA.92.063845.
- [84] A. OSADA et al., “Cavity Optomagnonics with Spin-Orbit Coupled Photons”, *Physical Review Letters*, t. 116, n° 22, p. 223601, juin 2016. DOI : 10.1103/PhysRevLett.116.223601.
- [85] J. A. HAIGH, A. NUNNENKAMP, A. J. RAMSAY et A. J. FERGUSON, “Triple-Resonant Brillouin Light Scattering in Magneto-Optical Cavities”, *Physical Review Letters*, t. 117, n° 13, p. 133602, sept. 2016. DOI : 10.1103/PhysRevLett.117.133602.
- [86] X. ZHANG, N. ZHU, C.-L. ZOU et H. X. TANG, “Optomagnonic Whispering Gallery Microresonators”, *Physical Review Letters*, t. 117, n° 12, p. 123605, sept. 2016. DOI : 10.1103/PhysRevLett.117.123605.
- [87] J. A. HAIGH, N. J. LAMBERT, S. SHARMA, Y. M. BLANTER, G. E. W. BAUER et A. J. RAMSAY, “Selection Rules for Cavity-Enhanced Brillouin Light Scattering from Magnetostatic Modes”, *Physical Review B*, t. 97, n° 21, p. 214423, juin 2018. DOI : 10.1103/PhysRevB.97.214423.
- [88] A. OSADA et al., “Brillouin Light Scattering by Magnetic Quasivortices in Cavity Optomagnonics”, *Physical Review Letters*, t. 120, n° 13, p. 133602, mars 2018. DOI : 10.1103/PhysRevLett.120.133602.

- [89] A. OSADA, A. GLOPPE, Y. NAKAMURA et K. USAMI, “Orbital angular momentum conservation in Brillouin light scattering within a ferromagnetic sphere”, *New Journal of Physics*, t. 20, n° 10, p. 103 018, oct. 2018, ISSN : 1367-2630. DOI : 10.1088/1367-2630/aae4b1.
- [90] S. KLINGLER et al., “Combined Brillouin Light Scattering and Microwave Absorption Study of Magnon-Photon Coupling in a Split-Ring Resonator/YIG Film System”, *Applied Physics Letters*, t. 109, n° 7, p. 072 402, août 2016, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4961052.
- [91] J. R. EVERTS, M. C. BERRINGTON, R. L. AHLEFELDT et J. J. LONGDELL, “Microwave to Optical Photon Conversion via Fully Concentrated Rare-Earth-Ion Crystals”, *Physical Review A*, t. 99, n° 6, p. 063 830, juin 2019. DOI : 10.1103/PhysRevA.99.063830.
- [92] J. G. BARTHOLOMEW et al., “On-chip coherent microwave-to-optical transduction mediated by ytterbium in YVO4”, *Nature Communications*, t. 11, n° 1, p. 3266, juin 2020, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-020-16996-x.
- [93] A. KUMAR et al., “Quantum-enabled millimetre wave to optical transduction using neutral atoms”, *Nature*, t. 615, n° 7953, p. 614-619, mars 2023, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-023-05740-2.
- [94] R. W. ANDREWS et al., “Bidirectional and efficient conversion between microwave and optical light”, *Nature Physics*, t. 10, n° 4, p. 321-326, avr. 2014, ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/nphys2911.
- [95] J. BOCHMANN, A. VAINSENER, D. D. AWSCHALOM et A. N. CLELAND, “Nanomechanical coupling between microwave and optical photons”, *Nature Physics*, t. 9, n° 11, p. 712-716, nov. 2013, ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/nphys2748.
- [96] C. JAVERZAC-GALY, K. PLEKHANOV, N. R. BERNIER, L. D. TOTH, A. K. FEOFANOV et T. J. KIPPENBERG, “On-Chip Microwave-to-Optical Quantum Coherent Converter Based on a Superconducting Resonator Coupled to an Electro-Optic Microresonator”, *Physical Review A*, t. 94, n° 5, p. 053 815, nov. 2016. DOI : 10.1103/PhysRevA.94.053815.
- [97] A. KIRILYUK, A. V. KIMEL et T. RASING, “Ultrafast Optical Manipulation of Magnetic Order”, *Reviews of Modern Physics*, t. 82, n° 3, p. 2731-2784, sept. 2010. DOI : 10.1103/RevModPhys.82.2731.

- [98] A. V. KIMEL, A. KIRILYUK, P. A. USACHEV, R. V. PISAREV, A. M. BALBASHOV et T. RASING, “Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses”, *Nature*, t. 435, n° 7042, p. 655-657, juin 2005, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/nature03564.
- [99] C. BRAGGIO, G. CARUGNO, M. GUARISE, A. ORTOLAN et G. RUOSO, “Optical Manipulation of a Magnon-Photon Hybrid System”, *Physical Review Letters*, t. 118, n° 10, p. 107 205, mars 2017. DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.107205.
- [100] N. KANDA, T. HIGUCHI, H. SHIMIZU, K. KONISHI, K. YOSHIOKA et M. KUWATA-GONOKAMI, “The vectorial control of magnetization by light”, *Nature Communications*, t. 2, n° 1, p. 362, juin 2011, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/ncomms1366.
- [101] A. M. KALASHNIKOVA et al., “Impulsive Excitation of Coherent Magnons and Phonons by Subpicosecond Laser Pulses in the Weak Ferromagnet FeBO_3 ”, *Physical Review B*, t. 78, n° 10, p. 104 301, sept. 2008. DOI : 10.1103/PhysRevB.78.104301.
- [102] H. MAIER-FLAIG et al., “Tunable Magnon-Photon Coupling in a Compensating Ferrimagnet—from Weak to Strong Coupling”, *Applied Physics Letters*, t. 110, n° 13, p. 132 401, mars 2017, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4979409.
- [103] P. SIVARAJAH et al., “THz-frequency Magnon-Phonon-Polaritons in the Collective Strong-Coupling Regime”, *Journal of Applied Physics*, t. 125, n° 21, p. 213 103, juin 2019, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.5083849.
- [104] J. T. HOU et L. LIU, “Strong Coupling between Microwave Photons and Nanomagnet Magnons”, *Physical Review Letters*, t. 123, n° 10, p. 107 702, sept. 2019. DOI : 10.1103/PhysRevLett.123.107702.
- [105] Y. LI et al., “Strong Coupling between Magnons and Microwave Photons in On-Chip Ferromagnet-Superconductor Thin-Film Devices”, *Physical Review Letters*, t. 123, n° 10, p. 107 701, sept. 2019. DOI : 10.1103/PhysRevLett.123.107701.
- [106] I. A. GOLOVCHANSKIY et al., “Ultrastrong Photon-to-Magnon Coupling in Multilayered Heterostructures Involving Superconducting Coherence via Ferromagnetic Layers”, *Science Advances*, t. 7, n° 25, eabe8638, juin 2021. DOI : 10.1126/sciadv.abe8638.
- [107] R. G. E. MORRIS, A. F. VAN LOO, S. KOSEN et A. D. KARENOWSKA, “Strong coupling of magnons in a YIG sphere to photons in a planar superconducting resonator in the quantum limit”, *Scientific Reports*, t. 7, n° 1, p. 11 511, sept. 2017, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/s41598-017-11835-4.

- [108] X. ZHANG, C.-L. ZOU, L. JIANG et H. X. TANG, “Strongly Coupled Magnons and Cavity Microwave Photons”, *Physical Review Letters*, t. 113, n° 15, p. 156 401, oct. 2014. DOI : 10.1103/PhysRevLett.113.156401.
- [109] H. HUEBL et al., “High Cooperativity in Coupled Microwave Resonator Ferrimagnetic Insulator Hybrids”, *Physical Review Letters*, t. 111, n° 12, p. 127 003, sept. 2013. DOI : 10.1103/PhysRevLett.111.127003.
- [110] J. RAO, C. Y. WANG, B. YAO, Z. J. CHEN, K. X. ZHAO et W. LU, “Meterscale Strong Coupling between Magnons and Photons”, *Physical Review Letters*, t. 131, n° 10, p. 106 702, sept. 2023. DOI : 10.1103/PhysRevLett.131.106702.
- [111] Y. TABUCHI, S. ISHINO et N. ATSUSHI, “Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit”, *Science*, t. 349, n° 6246, p. 405-408, juill. 2015. DOI : 10.1126/science.aaa3693.
- [112] M. HARDER, L. BAI, C. MATCH, J. SIRKER et C. HU, “Study of the cavity-magnon-polariton transmission line shape”, *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, t. 59, n° 11, p. 117 511, sept. 2016, ISSN : 1869-1927. DOI : 10.1007/s11433-016-0228-6.
- [113] Y.-P. WANG et al., “Magnon Kerr Effect in a Strongly Coupled Cavity-Magnon System”, *Physical Review B*, t. 94, n° 22, p. 224 410, déc. 2016. DOI : 10.1103/PhysRevB.94.224410.
- [114] A. M. HOLMES, M. SABBAGHI et G. W. HANSON, “Experimental Realization of Topologically Protected Unidirectional Surface Magnon Polaritons on Ceramic YIG Ferrites”, *Physical Review B*, t. 104, n° 21, p. 214 433, déc. 2021. DOI : 10.1103/PhysRevB.104.214433.
- [115] B. BHOI, B. KIM, J. KIM, Y.-J. CHO et S.-K. KIM, “Robust magnon-photon coupling in a planar-geometry hybrid of inverted split-ring resonator and YIG film”, *Scientific Reports*, t. 7, n° 1, p. 11 930, sept. 2017, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/s41598-017-12215-8.
- [116] Y. ZHAO et al., “Temperature Controlled Magnon–Photon Coupling in a YIG/GGG-superconducting Cavity Coupled System”, *Journal of Applied Physics*, t. 134, n° 12, p. 123 902, sept. 2023, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/5.0160117.
- [117] L. BAI et al., “Control of the Magnon–Photon Coupling”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 52, n° 7, p. 1-7, juill. 2016, ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2016.2527691.

- [118] B. BHOI, S.-H. JANG, B. KIM et S.-K. KIM, “Broadband Photon–Magnon Coupling Using Arrays of Photon Resonators”, *Journal of Applied Physics*, t. 129, n° 8, p. 083 904, fév. 2021, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/5.0040194.
- [119] A. GHIRRI et al., “Ultrastrong Magnon-Photon Coupling Achieved by Magnetic Films in Contact with Superconducting Resonators”, *Physical Review Applied*, t. 20, n° 2, p. 024 039, août 2023. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.20.024039.
- [120] G. BOURCIN, J. BOURHILL, V. VLAMINCK et V. CASTEL, “Strong to Ultrastrong Coherent Coupling Measurements in a YIG/Cavity System at Room Temperature”, *Physical Review B*, t. 107, n° 21, p. 214 423, juin 2023. DOI : 10.1103/PhysRevB.107.214423.
- [121] G. FLOWER, M. GORYACHEV, J. BOURHILL et M. E. TOBAR, “Experimental implementations of cavity-magnon systems : from ultra strong coupling to applications in precision measurement”, *New Journal of Physics*, t. 21, n° 9, p. 095 004, sept. 2019, ISSN : 1367-2630. DOI : 10.1088/1367-2630/ab3e1c.
- [122] S. VISNOVSKY, *Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures*. Boca Raton : CRC Press, oct. 2018, ISBN : 978-1-315-22124-3. DOI : 10.1201/9781420019193.
- [123] R. ATKINSON et P. H. LISSBERGER, “Sign conventions in magneto-optical calculations and measurements”, *Applied Optics*, t. 31, n° 28, p. 6076-6081, oct. 1992, ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.31.006076.
- [124] P. S. PERSHAN, “Magneto-Optical Effects”, *Journal of Applied Physics*, t. 38, n° 3, p. 1482-1490, juin 2004, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1709678.
- [125] O. KAMADA, T. NAKAYA et S. HIGUCHI, “Magnetic Field Optical Sensors Using Ce :YIG Single Crystals as a Faraday Element”, *Sensors and Actuators A : Physical*, t. 119, n° 2, p. 345-348, avr. 2005, ISSN : 0924-4247. DOI : 10.1016/j.sna.2004.10.009.
- [126] J. ZAK, E. R. MOOG, C. LIU et S. D. BADER, “Magneto-Optics of Multilayers with Arbitrary Magnetization Directions”, *Physical Review B*, t. 43, n° 8, p. 6423-6429, mars 1991. DOI : 10.1103/PhysRevB.43.6423.
- [127] M. KUCERA, J. BOK et K. NITSCH, “Faraday rotation and MCD in Ce doped yig”, *Solid State Communications*, t. 69, n° 11, p. 1117-1121, mars 1989, ISSN : 0038-1098. DOI : 10.1016/0038-1098(89)90497-3.
- [128] P. YEH, “Optics of Anisotropic Layered Media : A New 4×4 Matrix Algebra”, *Surface Science*, t. 96, n° 1, p. 41-53, juin 1980, ISSN : 0039-6028. DOI : 10.1016/0039-6028(80)90293-9.

- [129] J. ZAK, E. R. MOOG, C. LIU et S. D. BADER, “Universal approach to magneto-optics”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, t. 89, n° 1, p. 107-123, sept. 1990, ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(90)90713-Z.
- [130] J. ZAK, E. R. MOOG, C. LIU et S. D. BADER, “Fundamental Magneto-optics”, *Journal of Applied Physics*, t. 68, n° 8, p. 4203-4207, oct. 1990, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.346209.
- [131] P. S. HAUGE, R. H. MULLER et C. G. SMITH, “Conventions and formulas for using the Mueller-Stokes calculus in ellipsometry”, *Surface Science*, t. 96, n° 1, p. 81-107, juin 1980, ISSN : 0039-6028. DOI : 10.1016/0039-6028(80)90296-4.
- [132] A. ZANGWILL, in *Modern Electrodynamics*, Cambridge university press, p. 550, ISBN : 978-0-521-89697-9.
- [133] E. COLLETT, in *Field Guide to Polarization*, t. FG05, Spie press, 2005, p. 9, ISBN : 0-8194-5868-6.
- [134] U. J. FOURIER, E. d. T. de LACHEISSERIE, D. GRIGNOUX, M. SCHLENKER et D. GIGNOUX, *Magnetism : Fundamentals/Materials and Applications*. Norwell, Mass : Kluwer Academic Publishers, oct. 2002, ISBN : 978-1-4020-7224-6.
- [135] A. G. GUREVICH et G. A. MELKOV, *Magnetization Oscillations and Waves*, 1st Edition. CRC Press, sept. 1996, ISBN : 978-0-8493-9460-7.
- [136] W. M. SASLOW, “Chapter 9 - The Magnetism of Magnets”, in *Electricity, Magnetism, and Light*, W. M. SASLOW, éd., San Diego : Academic Press, jan. 2002, p. 384-418, ISBN : 978-0-12-619455-5. DOI : 10.1016/B978-012619455-5.50009-7.
- [137] M. NUR-E-ALAM, M. VASILIEV et K. ALAMEH, *Optical Constants of rare-Earth Substituted Ferrite-Type Amorphous Garnets and Nanoscale Garnet-Oxide Layers*, fév. 2019. DOI : 10.20944/preprints201902.0250.v1. Preprints : 2019020250.
- [138] M. HUANG et Z.-C. XU, “Wavelength and temperature characteristics of BiYbIG film/YIG crystal composite structure for magneto-optical applications”, *Applied Physics A*, t. 81, n° 1, p. 193-196, juin 2005, ISSN : 1432-0630. DOI : 10.1007/s00339-004-2553-x.
- [139] M. POLLNAU et M. EICHHORN, “Spectral Coherence, Part I : Passive-resonator Linewidth, Fundamental Laser Linewidth, and Schawlow-Townes Approximation”, *Progress in Quantum Electronics*, t. 72, p. 100 255, août 2020, ISSN : 0079-6727. DOI : 10.1016/j.pquantelec.2020.100255.

- [140] C. YEH, F. SHIMABUKURO et P. H. SIEGEL, “Low-loss terahertz ribbon waveguides”, *Applied Optics*, t. 44, n° 28, p. 5937-5946, oct. 2005, ISSN : 2155-3165. DOI : 10.1364/AO.44.005937.
- [141] S. R. ANDREWS, “Microstructured terahertz waveguides”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 47, n° 37, p. 374 004, août 2014, ISSN : 0022-3727. DOI : 10.1088/0022-3727/47/37/374004.
- [142] M. D’AQUINO et al., “Analytical Treatment of Nonlinear Ferromagnetic Resonance in Nanomagnets”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 53, n° 11, p. 1-5, nov. 2017, ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.2017.2702641.
- [143] R. HUI, “Chapter 4 - Photodetectors”, in *Introduction to Fiber-Optic Communications*, R. HUI, éd., Academic Press, jan. 2020, p. 125-154, ISBN : 978-0-12-805345-4. DOI : 10.1016/B978-0-12-805345-4.00004-4.
- [144] K. BRUDZEWSKI, “The Optical Properties of Yttrium Iron Garnet Crystals in the Near Infrared”, *Politechnika Wroclawska*, 1971.
- [145] *Etalon Designer / LightMachinery*, <https://lightmachinery.com/optical-design-center/etalon-designer/>.
- [146] R. CHABBAL, “V. — Qualité des lames et couches réfléchissantes pour le Fabry-Perot - Finesse limite d’un Fabry-Perot formé de lames imparfaites”, *Journal de Physique et le Radium*, t. 19, n° 3, p. 295, 1958. DOI : 10.1051/jphysrad:01958001903029500.
- [147] “Optical Fabrication Methods | Precision Optics | Technology | LAYERTEC”, DOI : <https://www.layertec.de/en/technology/precision-optics/shaping/>.
- [148] “Double-Sided Optical Polishing - Optical Glass, Glass Ceramics”, *Sydor Optics*, DOI : <https://sydor.com/capabilities/double-sided-polishing/>.
- [149] S. HIGUCHI, Y. TAKEKAWA et O. KITAMURA, “Magneto-Optical Properties of Cerium-Substituted Yttrium Iron Garnet Single Crystals Grown by Traveling Solvent Floating Zone Method”, *Japanese Journal of Applied Physics*, t. 38, n° 7R, p. 4122, juill. 1999, ISSN : 1347-4065. DOI : 10.1143/JJAP.38.4122.
- [150] T. SEKIJIMA, H. KISHIMOTO, T. FUJII, K. WAKINO et M. OKADA, “Magnetic, Optical and Microwave Properties of Rare-Earth-Substituted Fibrous Yttrium Iron Garnet Single Crystals Grown by Floating Zone Method”, *Japanese Journal of Applied Physics*, t. 38, n° 10R, p. 5874, oct. 1999, ISSN : 1347-4065. DOI : 10.1143/JJAP.38.5874.

- [151] R. C. LECRAW, D. L. WOOD, J. F. DILLON Jr. et J. P. REMEIKA, “THE OPTICAL TRANSPARENCY OF YTTRIUM IRON GARNET IN THE NEAR INFRARED”, *Applied Physics Letters*, t. 7, n° 1, p. 27-28, juill. 1965, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.1754240.
- [152] H. YASUOKA, H. MAZAKI, K. HISATAKE, I. MATSUBARA, K. MAEDA et K. UEMATSU, “Photoinduced Optical Absorption in Bulk and Thin Film Yttrium Iron Garnet”, *Materials Chemistry and Physics*, t. 45, n° 1, p. 71-74, juill. 1996, ISSN : 0254-0584. DOI : 10.1016/0254-0584(96)80051-4.
- [153] E. M. GYORGY, J. F. DILLON Jr. et J. P. REMEIKA, “Irreversible Photoinduced Changes in Optical Absorption of YIG(Si⁴⁺) and YIG(Ca²⁺)”, *Journal of Applied Physics*, t. 42, n° 4, p. 1454-1455, déc. 2003, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1660290.
- [154] K. HISATAKE, I. MATSUBARA, K. MAEDA, H. YASUOKA, H. MAZAKI et K. UEMATSU, “Photo-Induced Effect on Optical Absorption Coefficient in Yttrium Iron Garnet”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, International Conference on Magnetism, t. 140-144, p. 2127-2128, fév. 1995, ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/0304-8853(94)00930-9.
- [155] D.-X. CHEN, J. BRUG et R. GOLDFARB, “Demagnetizing Factors for Cylinders”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 27, n° 4, p. 3601-3619, juill. 1991, ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.102932.
- [156] R. I. JOSEPH et E. SCHLÖMANN, “Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Bodies”, *Journal of Applied Physics*, t. 36, n° 5, p. 1579-1593, mai 1965, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1703091.
- [157] R. PIESSENS, “The Hankel Transform”, in *Electrical Engineering Handbook*, t. 43, CRC Press, jan. 2000, ISBN : 978-0-8493-8595-7 978-1-4200-3675-6. DOI : 10.1201/9781420036756.ch9.
- [158] Y. IKUZAWA et K. ABE, “Resonant Modes of Magnetostatic Waves in a Normally Magnetized Disk”, *Journal of Applied Physics*, t. 48, n° 7, p. 3001-3007, juill. 1977, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.324117.
- [159] T. YUKAWA et K. ABE, “FMR Spectrum of Magnetostatic Waves in a Normally Magnetized YIG Disk”, *Journal of Applied Physics*, t. 45, n° 7, p. 3146-3153, juill. 1974, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1663739.

- [160] X. D. ZHU, “Magnetic Domains and Unusual Hysteresis Loops of Yttrium Iron Garnet Crystals Revealed by Magneto-Optic Effects”, *AIP Advances*, t. 11, n° 8, p. 085 214, août 2021, ISSN : 2158-3226. DOI : 10.1063/5.0054528.
- [161] J. TRIMBLE et J. BEREZOVSKY, “Barkhausen Imaging : A Magneto-Optical Approach to Mapping the Pinning Landscape in Soft Ferromagnetic Films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, t. 523, p. 167 585, avr. 2021, ISSN : 0304-8853. DOI : 10.1016/j.jmmm.2020.167585.
- [162] E. PINOTTI, M. ZANI et E. PUPPIN, “Magneto-Optical Measurement of Barkhausen Noise Spectra”, *Review of Scientific Instruments*, t. 76, n° 11, p. 113 906, nov. 2005, ISSN : 0034-6748. DOI : 10.1063/1.2134232.
- [163] T. LE MANH, F. CALEYO, J. M. HALLEN, J. A. PÉREZ BENÍTEZ et J. H. ESPINA HERNÁNDEZ, “Novel Method for the Accurate Determination of Magnetocrystalline Energy from Barkhausen Noise in Ferromagnetic Materials”, *Materials Science and Engineering : B*, t. 225, p. 98-107, nov. 2017, ISSN : 0921-5107. DOI : 10.1016/j.mseb.2017.08.015.
- [164] J. A. J. BURGESS et al., “Quantitative Magneto-Mechanical Detection and Control of the Barkhausen Effect”, *Science*, t. 339, n° 6123, p. 1051-1054, mars 2013. DOI : 10.1126/science.1231390.
- [165] M. A. ABEED, S. SAHOO, D. WINTERS, A. BARMAN et S. BANDYOPADHYAY, “The effect of material defects on resonant spin wave modes in a nanomagnet”, *Scientific Reports*, t. 9, n° 1, p. 16 635, nov. 2019, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/s41598-019-53244-9.
- [166] M. S. EL HADRI et al., “Two Types of All-Optical Magnetization Switching Mechanisms Using Femtosecond Laser Pulses”, *Physical Review B*, t. 94, n° 6, p. 064 412, août 2016. DOI : 10.1103/PhysRevB.94.064412.
- [167] C. BANERJEE et al., “Single pulse all-optical toggle switching of magnetization without gadolinium in the ferrimagnet Mn₂Ru_xGa”, *Nature Communications*, t. 11, n° 1, p. 4444, sept. 2020, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-020-18340-9.
- [168] C. SIMON, D. SILEVITCH, P. STAMP et T. ROSENBAUM, “Quantum Barkhausen Noise Induced by Domain Wall Cotunneling”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, t. 121, n° 13, e2315598121, mars 2024. DOI : 10.1073/pnas.2315598121.
- [169] O. KLEIN, V. CHARBOIS, V. V. NALETOV et C. FERMON, “Measurement of the Ferromagnetic Relaxation in a Micron-Size Sample”, *Physical Review B*, t. 67, n° 22, p. 220 407, juin 2003. DOI : 10.1103/PhysRevB.67.220407.

- [170] J. F. DILLON Jr., “Magnetostatic Modes in Disks and Rods”, *Journal of Applied Physics*, t. 31, n° 9, p. 1605-1614, sept. 1960, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1735901.
- [171] D. D. STANCIL et A. PRABHAKAR, “Magnetostatic Modes”, in *Spin Waves : Theory and Applications*, Boston, MA : Springer US, 2009, p. 139-168, ISBN : 978-0-387-77865-5. DOI : 10.1007/978-0-387-77865-5_5.
- [172] B. KALINIKOS, “Excitation of Propagating Spin Waves in Ferromagnetic Films”, *IEE Proceedings H (Microwaves, Optics and Antennas)*, t. 127, n° 1, p. 4-10, fév. 1980. DOI : 10.1049/ip-h-1.1980.0002.
- [173] Y. LI et al., “Nutation Spectroscopy of a Nanomagnet Driven into Deeply Nonlinear Ferromagnetic Resonance”, *Physical Review X*, t. 9, n° 4, p. 041 036, nov. 2019. DOI : 10.1103/PhysRevX.9.041036.
- [174] H. SUHL, “The Nonlinear Behavior of Ferrites at High Microwave Signal Levels”, *Proceedings of the IRE*, t. 44, n° 10, p. 1270-1284, oct. 1956, ISSN : 2162-6634. DOI : 10.1109/JRPROC.1956.274950.
- [175] H. MAIER-FLAIG et al., “Temperature-Dependent Magnetic Damping of Yttrium Iron Garnet Spheres”, *Physical Review B*, t. 95, n° 21, p. 214 423, juin 2017. DOI : 10.1103/PhysRevB.95.214423.
- [176] M. MISAKIAN, “Equations for the Magnetic Field Produced by One or More Rectangular Loops of Wire in the Same Plane”, *NIST*, t. 105, n° 4, p. 557-564, juill. 2000.
- [177] D.-X. CHEN, E. PARDO et A. SANCHEZ, “Radial Magnetometric Demagnetizing Factor of Thin Disks”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 37, n° 6, p. 3877-3880, nov. 2001, ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/20.966121.
- [178] S. SAIJO et al., “AC Magnetic Field Sensing Using Continuous-Wave Optically Detected Magnetic Resonance of Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond”, *Applied Physics Letters*, t. 113, n° 8, p. 082 405, août 2018, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.5024401.
- [179] D. ZHANG, W. SONG et G. CHAI, “Spin-wave magnon-polaritons in a split-ring resonator/single-crystalline YIG system”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 50, n° 20, p. 205 003, avr. 2017, ISSN : 0022-3727. DOI : 10.1088/1361-6463/aa68cf.
- [180] X. ZHANG, C. ZOU, L. JIANG et H. X. TANG, “Superstrong Coupling of Thin Film Magnetostatic Waves with Microwave Cavity”, *Journal of Applied Physics*, t. 119, n° 2, p. 023 905, jan. 2016, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.4939134.

- [181] A. ZANGWILL, in *Modern Electrodynamics*, Cambridge university press, p. 589, ISBN : 978-0-521-89697-9.
- [182] W. ZHAO, “Magneto-Optic Properties and Sensing Performance of Garnet YbBi :YIG”, *Sensors and Actuators A : Physical*, t. 89, n° 3, p. 250-254, avr. 2001, ISSN : 0924-4247. DOI : 10.1016/S0924-4247(00)00560-4.
- [183] R. C. BOOTH et E. A. D. WHITE, “Magneto-optic properties of rare earth iron garnet crystals in the wavelength range 1.1-1.7 μ m and their use in device fabrication”, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 17, n° 3, p. 579, mars 1984, ISSN : 0022-3727. DOI : 10.1088/0022-3727/17/3/015.
- [184] C. LEYCURAS, H. LE GALL, J. DESVIGNES, M. GUILLOT et A. MARCHAND, “Magnetic and Magneto-optical Properties of a Cerium YIG Single Crystal”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. MAG-21, p. 1660, 1985.
- [185] T. NAKANO, H. YURI et U. KIHARA, “Magneto-Optical Properties of YIG Single Crystal by TSFZ Method”, *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 20, n° 5, p. 986-988, sept. 1984, ISSN : 1941-0069. DOI : 10.1109/TMAG.1984.1063178.
- [186] D. L. WOOD et J. P. REMEIKI, “Effect of Impurities on the Optical Properties of Yttrium Iron Garnet”, *Journal of Applied Physics*, t. 38, n° 3, p. 1038-1045, mars 1967, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1709476.
- [187] G. WINKLER, “Substituted Polycrystalline YIG with Very-Low Ferrimagnetic Resonance Linewidth and Optical Transparency”, p. 773-776, sept. 1971. DOI : 10.1109/TMAG.1971.1067204.
- [188] M. HUANG et S.-Y. ZHANG, “Growth and characterization of cerium-substituted yttrium iron garnet single crystals for magneto-optical applications”, *Applied Physics A*, t. 74, n° 2, p. 177-180, fév. 2002, ISSN : 1432-0630. DOI : 10.1007/s003390100883.
- [189] Y. L. AUNG, A. IKESUE, T. WATANABE, S. MAKIKAWA et Y. IWAMOTO, “Bi Substituted YIG Ceramics Isolator for Optical Communication”, *Journal of Alloys and Compounds*, t. 811, p. 152 059, nov. 2019, ISSN : 0925-8388. DOI : 10.1016/j.jallcom.2019.152059.
- [190] S. KLINGLER et al., “Gilbert Damping of Magnetostatic Modes in a Yttrium Iron Garnet Sphere”, *Applied Physics Letters*, t. 110, n° 9, p. 092 409, mars 2017, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4977423.

- [191] G. SCHMIDT, C. HAUSER, P. TREMPER, M. PALESCHKE et E. T. PAPAIOANNOU, “Ultra Thin Films of Yttrium Iron Garnet with Very Low Damping : A Review”, *physica status solidi (b)*, t. 257, n° 7, p. 1 900 644, 2020, ISSN : 1521-3951. DOI : 10.1002/pssb.201900644.
- [192] G. GURJAR, V. SHARMA, S. PATNAIK et B. K. KUANR, “Structural and Magnetic Properties of High Quality Single Crystalline YIG Thin Film : A Comparison with the Bulk YIG”, *AIP Conference Proceedings*, t. 2115, n° 1, p. 030 323, juill. 2019, ISSN : 0094-243X. DOI : 10.1063/1.5113162.

ANNEXE A FORMALISME DE MATRICE DE TRANSFERT DE LA MODÉLISATION MAGNÉTO-OPTIQUE

Le formalisme matriciel développé par Zak [126], [129], [130] permettant de modéliser les effets magnéto-optiques de premier ordre pour la réflexion et la transmission pour une direction du faisceau et de l'aimantation arbitraire dans un système multicouche arbitraire fonctionne en résolvant les conditions frontières d'un système multicouche pour le champ électrique et magnétique d'une onde électromagnétique monochromatique et polarisée tel que le champ électrique de l'onde est de la forme

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_{x0}e^{i\phi_x} \\ E_{y0}e^{i\phi_y} \\ E_{z0}e^{i\phi_z} \end{bmatrix} e^{-i\omega t}, \quad (\text{A.1})$$

où E_{x0} , E_{y0} et E_{z0} ainsi que ϕ_x , ϕ_y et ϕ_z l'amplitude et la phase de la composante du champ électrique en x , en y et en z respectivement. Considérons le matériau 1 et 2 où leur frontière est une surface plane qui coïncide avec le plan (x, y) . À la frontière, les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} doivent respecter les conditions [181]

$$\hat{\mathbf{n}} \times [\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2] = 0, \quad \hat{\mathbf{n}} \times [\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2] = 0 \quad (\text{A.2})$$

où $\hat{\mathbf{n}} = [0, 0, 1]$ est la normale du plan x, y . Ces conditions peuvent s'expandre en 4 simples conditions

$$E_{1x} = E_{2x}, \quad E_{1y} = E_{2y}, \quad H_{1x} = H_{2x} \quad \text{et} \quad H_{1y} = H_{2y} \quad (\text{A.3})$$

qui peuvent s'écrire sous forme d'un vecteur F tel que

$$\mathbf{F}_{z1} = \begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \\ H_{1x} \\ H_{1y} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_{z2} = \begin{bmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \\ H_{2x} \\ H_{2y} \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

qui doivent être égal. Dans le cadre de cette modélisation, les variables d'intérêt sont les variables qui permettent de décrire l'entièreté de la polarisation de l'onde réfléchie et l'onde transmise du système multicouche. On peut obtenir cette information en choisissant une base orthogonale du champ électrique de l'onde, la base choisit est la base (s, p) , s étant la partie du champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence et p étant la partie du champ

électrique parallèle au plan d'incidence, le plan d'incidence définit comme étant le plan (y, z) . Les quatre valeurs d'intérêt peuvent être écrites sous la forme d'un autre vecteur \mathbf{P}_Z tel que

$$\mathbf{P}_Z = \begin{bmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \\ E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Le but de la méthode sera de relier les vecteurs \mathbf{F}_Z et \mathbf{P}_Z avec une matrice \mathbf{A}_Z tels que

$$\mathbf{F}_Z = \mathbf{A}_Z \mathbf{P}_Z. \quad (\text{A.6})$$

La matrice A est dérivée à partir de la relation entre \mathbf{H} et \mathbf{E} d'une onde plane

$$\mathbf{H} = \mathbf{n} \times \mathbf{E} \quad (\text{A.7})$$

en considérant l'indice de réfraction pour des matériaux magnéto-optiques, seuls les effets de premier ordre sont considérés dans cette modélisation. Une fois la matrice \mathbf{A}_Z connue, il suffit simplement de satisfaire les conditions frontières en égalisant \mathbf{F}_Z pour les deux matériaux tels que

$$\mathbf{A}_{Z2} \mathbf{P}_{Z1} = \mathbf{A}_{Z2} \mathbf{P}_{Z2} \quad (\text{A.8})$$

et on peut isoler P_1 comme

$$\mathbf{P}_{Z1} = \mathbf{A}_{Z1}^{-1} \mathbf{A}_{Z2} \mathbf{P}_{Z2} \quad (\text{A.9})$$

Ensuite, pour considérer la propagation dans le matériau aimanté, on définit la matrice \mathbf{T}_Z (nommé \bar{D} dans les références [126], [129], [130]), qui permettra de relier $\mathbf{P}_Z(0)$ et $\mathbf{P}_Z(z)$ après avoir traversé une distance de z dans le matériau tel que

$$\mathbf{P}_{Zi}(0) = \mathbf{T} \mathbf{P}_{Zi}(z) \quad (\text{A.10})$$

pour chaque matériau du système. Cette distance va évidemment dépendre de l'angle d'inci-

dence de l'onde. L'expression de la matrice \mathbf{A}_Z est

$$\mathbf{A}_Z = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ -\frac{i}{2} \frac{\alpha_y}{\alpha_z} Qm (\alpha_y g_i - 2 \sin \theta \sin \phi) & \alpha_z - iQm \alpha_y \sin \theta \cos \phi & \frac{i}{2} \frac{\alpha_y}{\alpha_z} Qm (\alpha_y g_r - 2 \sin \theta \sin \phi) \\ -\frac{i}{2} N g_i Qm & -N & -\frac{i}{2} N g_r Qm \\ N \alpha_z & -\frac{i}{2} \frac{N}{\alpha_z} g_i Qm & -N \alpha_z \\ & 0 & \\ & -\alpha_z - iQm \alpha_y \sin \theta \cos \phi & \\ & -N & \\ & \frac{i}{2} \frac{N}{\alpha_z} g_r Qm & \end{bmatrix} \quad (\text{A.11})$$

où

$$g_i = \alpha_z \cos(\theta) + \alpha_y \sin(\theta) \sin(\phi), \quad g_r = -\alpha_z \cos(\theta) + \alpha_y \sin(\theta) \sin(\phi), \quad (\text{A.12})$$

$\alpha_z = \cos(\delta)$ et $\alpha_y = \sin(\delta)$, δ étant l'angle d'incidence respectant la loi de la réfraction telle que $N \sin(\delta) = n \sin(\delta)$. Finalement, la matrice \mathbf{T}_Z est

$$\mathbf{T}_Z = \begin{bmatrix} U \cos(\sigma_i) & U \sin(\sigma_i) & 0 & 0 \\ -U \sin(\sigma_i) & U \cos(\sigma_i) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U^{-1} \cos(\sigma_r) & -U^{-1} \sin(\sigma_r) \\ 0 & 0 & U^{-1} \sin(\sigma_r) & U^{-1} \cos(\sigma_r) \end{bmatrix} \quad (\text{A.13})$$

où $U = e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} N \alpha_z d}$, $\sigma_i = -\frac{\pi}{\lambda} N Qm d \frac{g_i}{\alpha_z}$ et $\sigma_r = -\frac{\pi}{\lambda} N Qm d \frac{g_r}{\alpha_z}$, d étant l'épaisseur de la couche. La matrice \mathbf{A}_Z est définie pour chaque interface du système et la matrice \mathbf{T}_Z pour chaque couche du système. La démarche pour la dérivation des matrices \mathbf{A}_Z et \mathbf{T}_Z des articles de références possède quelques erreurs, sans tout de fois que le résultat final soit affecté. À l'aide des matrices \mathbf{A}_Z et \mathbf{T}_Z , il est possible de représenter n'importe quel système de m couches en définissant une matrice

$$\mathbf{M}_Z = \mathbf{A}_{Z0}^{-1} \prod_{i=1}^m \mathbf{A}_{Zi} \mathbf{T}_{Zi} \mathbf{A}_{Zi}^{-1} \mathbf{A}_{Zf}, \quad (\text{A.14})$$

tel que

$$\mathbf{P}_{Zi} = \mathbf{M}_Z \mathbf{P}_{Zf} \quad (\text{A.15})$$

où 0 et f est le matériau initial et final. Cette matrice contient toute l'information nécessaire pour dériver les coefficients de Fresnel magnéto-optiques. Pour procéder, on pose les valeurs

pour le vecteur P initiale et finale de l'équation (A.15) comme

$$\mathbf{P}_{\mathbf{z}i} = \begin{bmatrix} E_{s,0}^{(i)} \\ E_{p,0}^{(i)} \\ E_{s,0}^{(r)} \\ E_{p,0}^{(r)} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{P}_{\mathbf{z}f} = \begin{bmatrix} E_{s,f}^{(i)} \\ E_{p,f}^{(i)} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

où $E_{s,f}^{(r)} = E_{p,f}^{(r)} = 0$, car aucune onde est réfléchi après la dernière interface. Ensuite, on pose la matrice M comme 4 matrices 2x2 tel que

$$\mathbf{M}_{\mathbf{z}} = \begin{bmatrix} \mathbf{G}_{\mathbf{z}} & \mathbf{H}_{\mathbf{z}} \\ \mathbf{I}_{\mathbf{z}} & \mathbf{J}_{\mathbf{z}} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.17})$$

Avec l'équation (A.16) et (A.15), on peut facilement faire les relations

$$\begin{bmatrix} E_{s,0}^{(i)} \\ E_{p,0}^{(i)} \end{bmatrix} = \mathbf{G}_{\mathbf{z}} \begin{bmatrix} E_{s,f}^{(i)} \\ E_{p,f}^{(i)} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} E_{s,0}^{(r)} \\ E_{p,0}^{(r)} \end{bmatrix} = \mathbf{I}_{\mathbf{z}} \begin{bmatrix} E_{s,f}^{(i)} \\ E_{p,f}^{(i)} \end{bmatrix} \quad (\text{A.18})$$

qui mènent aux relations

$$\begin{bmatrix} E_{s,f}^{(i)} \\ E_{p,f}^{(i)} \end{bmatrix} = \mathbf{G}_{\mathbf{z}}^{-1} \begin{bmatrix} E_{s,0}^{(i)} \\ E_{p,0}^{(i)} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} E_{s,0}^{(r)} \\ E_{p,0}^{(r)} \end{bmatrix} = \mathbf{I}_{\mathbf{z}} \mathbf{G}_{\mathbf{z}}^{-1} \begin{bmatrix} E_{s,0}^{(i)} \\ E_{p,0}^{(i)} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.19})$$

Les sous-matrices $\mathbf{G}_{\mathbf{z}}$ et $\mathbf{I}_{\mathbf{z}}$ sont donc composées des coefficients de Fresnel

$$\mathbf{G}_{\mathbf{z}}^{-1} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{I}_{\mathbf{z}} \mathbf{G}_{\mathbf{z}}^{-1} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \quad (\text{A.20})$$

Les sous matrices $\mathbf{H}_{\mathbf{z}}$ et $\mathbf{J}_{\mathbf{z}}$ n'ont pas de sens physique étant donné qu'aucune onde ne peut être réfléchi dans le dernier matériau du système multicouche. À l'aide de ces coefficients, on peut trouver l'état du champ électrique de l'onde réfléchi ou transmise

$$\begin{bmatrix} E_{0s}^{(r)} \\ E_{0p}^{(r)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0s}^{(i)} \\ E_{0p}^{(i)} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} E_{fs}^{(i)} \\ E_{fp}^{(i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0s}^{(i)} \\ E_{0p}^{(i)} \end{bmatrix} \quad (\text{A.21})$$

respectivement, où E_0 est l'onde se propageant dans le premier matériau du système et E_f est l'onde se propageant dans le matériau final du système. On peut alors trouver l'angle

d'orientation ($\theta_{F,K}$) et d'ellipticité ($\varepsilon_{F,K}$) de l'onde avec les relations [131], [132], [133]

$$\tan(2\theta_{F,K}) = \frac{2 \operatorname{Re} \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right)}{1 - \left| \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right) \right|^2}, \quad \sin(2\varepsilon_{F,K}) = \frac{2 \operatorname{Im} \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right)}{1 + \left| \left(E_p^{(i,r)} / E_s^{(i,r)} \right) \right|^2} \quad (\text{A.22})$$

où $\theta_{F,K}$ et $\varepsilon_{F,K}$ sont entre -45° et 45° .

ANNEXE B ÉQUATIONS DE FRESNEL MAGNÉTO-OPTIQUE ET DÉRIVATION DE L'EFFET DE LA POLARISATION POUR UNE INTERFACE ET UNE PROPAGATION À TRAVERS UN VOLUME

Les termes diagonaux des coefficients de Fresnel sont exprimés comme

$$\begin{aligned} r_{ss} &= \frac{N_1\alpha_{1z} - N_2\alpha_{2z}}{N_1\alpha_{1z} + N_2\alpha_{2z}}, & t_{ss} &= \frac{2N_1\alpha_{1z}}{N_1\alpha_{1z} + N_2\alpha_{2z}}, \\ r_{pp} &= \frac{N_2\alpha_{1z} - N_1\alpha_{2z}}{N_2\alpha_{1z} + N_1\alpha_{2z}}, & t_{pp} &= \frac{2N_1\alpha_{1z}}{N_2\alpha_{1z} + N_1\alpha_{2z}}. \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

où N_1 et N_2 sont les indices de réfraction du milieu 1 et 2, $\alpha_z = \cos(\delta)$ et $\alpha_y = \sin(\delta)$, δ étant l'angle d'incidence respectant la loi de la réfraction. Les termes non diagonaux sont présentés dans le tableau B.1.

TABLEAU B.1 Liste des coefficients de Fresnel non diagonaux pour la configuration (P) polaire (configuration Faraday) et (L) longitudinale (configuration Voigt) pour une interface non magnétique à magnétique ou magnétique à non magnétique. $R = it_{ss}t_{pp}/4\alpha_{1z}$, Q le coefficient magnéto-optique de premier ordre et $m = M/M_s$. Ces coefficients ont été dérivés par Zak [130].

	Non-magnétique à magnétique	Magnétique à non-magnétique
$r_{ps}^{(P)}$	$-\frac{N_2Q_2m_2}{N_1}R$	$\frac{N_2Q_1m_1}{N_1}(\alpha_{1y}^2 + \alpha_{2z}^2)R$
$r_{ps}^{(L)}$	$\frac{Q_2m_2\alpha_{1y}}{\alpha_{2z}}R$	$\frac{Q_1m_1\alpha_{1y}\alpha_{2z}}{\alpha_{1z}^2N_1^2}[N_1^2\alpha_{1z}^2 - N_2^2(1 + \alpha_{1z}^2)]R$
$t_{ps}^{(P)}$	$-\frac{Q_2m_2}{N_1}(N_1\alpha_{2y}^2 - N_2\alpha_{1z}\alpha_{2z})R$	$\frac{Q_1m_1}{N_1}[N_1\alpha_{1y}^2 - N_2\alpha_{1z}\alpha_{2z}]R$
$t_{ps}^{(L)}$	$\frac{Q_2m_2\alpha_{1y}}{N_2\alpha_{2z}}[N_1(1 + \alpha_{2z}^2) + N_2\alpha_{1z}\alpha_{2z}]R$	$-\frac{Q_1m_1\alpha_{1y}}{N_1\alpha_{1z}^2}[N_2\alpha_{2z}(1 + \alpha_{1z}^2) + N_1\alpha_{1z}^3]R$
$r_{sp}^{(P)}$	$-\frac{N_2Q_2m_2}{N_1}R$	$\frac{N_2Q_1m_1}{N_1}R$
$r_{sp}^{(L)}$	$-\frac{Q_2m_2\alpha_{1y}}{\alpha_{2z}}R$	$\frac{Q_1m_1\alpha_{1y}\alpha_{2z}}{\alpha_{1z}^2}R$
$t_{sp}^{(P)}$	$-\frac{N_2Q_2m_2}{N_1}R$	$\frac{N_2Q_1m_1}{N_1}R$
$t_{sp}^{(L)}$	$-\frac{Q_2m_2\alpha_{1y}}{\alpha_{2z}}R$	$\frac{Q_1m_1\alpha_{1y}\alpha_{2z}}{\alpha_{1z}^2}R$

Interface magnétique

Les équations de Fresnel du tableau B.1 sont encore assez complexes à interpréter, simplifions davantage pour le cas à angle d'incidence nulle, la configuration polaire devient la configuration Faraday et la configuration longitudinale devient la configuration Voigt. En posant que $\alpha_z = 0$ et $\alpha_y = 0$, les coefficients hors-diagonaux deviennent nuls pour la configuration longitudinale, puisque l'aimantation est perpendiculaire à la propagation de la lumière et

seulement les effets Voigt n'a pas lieu pour les effets magnéto-optiques de premier ordre. À angle d'incidence nulle, on transforme la base (s, p) en la base (x, y) . Les coefficients diagonaux pour la configuration Faraday deviennent

$$\begin{aligned} r_{xx} &= \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}, & r_{yy} &= \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1}, \\ t_{xx} &= \frac{2N_1}{N_1 + N_2}, & t_{yy} &= \frac{2N_1}{N_2 + N_1} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

et on remarque que $r_{xx} = -r_{yy}$ et $t_{xx} = t_{yy}$. Pour les coefficients non diagonaux, on remarque que

$$t_{yx} = \frac{N_2 Q_2 m_2}{N_1} R = -t_{xy} = -r_{xy} = -r_{yx} \quad (\text{B.3})$$

et R se simplifie à $\frac{t_{xx}^2}{4} i$. Il est maintenant plus convenable d'analyser la polarisation analytiquement de la lumière réfléchie et transmise d'une interface. Considérons le cas où l'on passe d'un matériau non magnétique à magnétique en posant une onde incidente arbitraire

$$\mathbf{E}_1^{(i)} = \begin{bmatrix} E_{1x}^{(i)} \\ E_{1y}^{(i)} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.4})$$

Pour trouver l'onde réfléchie, on multiplie l'onde incidente par la matrice de réflexion

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{xy} & -r_{yy} \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

considérant les coefficients simplifier pour la configuration Faraday. Ensuite, il suffit d'appliquer l'équation (A.22) pour obtenir la variation de l'orientation et de l'ellipticité par l'interface. Cependant, malgré les simplifications précédentes aux coefficients de Fresnels, ces expressions deviendront très lourdes considérant que l'onde initiale est arbitraire. Si on assume que l'onde est tel que $|E_x| \gg |E_y|$, autrement dit, que l'onde n'est pas trop elliptique et est orientée environ parallèle à l'axe x . On peut donc approximer l'équation (A.22) comme

$$\frac{E_y}{E_x} \approx \frac{1}{2} \tan(2\theta_{F,K}) + \frac{i}{2} \sin(2\varepsilon_{F,K}) \approx \theta_{F,K} + i\varepsilon_{F,K}, \quad (\text{B.6})$$

avec la partie réelle du rapport des deux champs représentant la rotation de l'orientation de la polarisation et la partie imaginaire la variation de l'ellipticité. Le rapport les deux

composantes du champ électrique donne

$$\frac{E_{1y}^{(r)}}{E_{1x}^{(r)}} = - \frac{|E_{1x}^{(i)}| (N_1 N_2 Q_2 m_2) (N_1^2 - N_2^2)^* + |E_{1y}^{(i)}| (N_1 N_2 Q_2 m_2)^* (N_1^2 - N_2^2)}{|E_{1x}^{(i)} (N_1^2 - N_2^2) - E_{1y}^{(i)} (N_1 N_2 Q_2 m_2) i|^2} i - \frac{E_{1x}^{(i)*} E_{1y}^{(i)} |N_1^2 - N_2^2|^2 - E_{1x}^{(i)} E_{1y}^{(i)*} |N_1 N_2 Q_2 m_2|^2}{|E_{1x}^{(i)} (N_1^2 - N_2^2) - E_{1y}^{(i)} (N_1 N_2 Q_2 m_2) i|^2} \quad (\text{B.7})$$

et en considérant que $|N_1^2 - N_2^2| \gg N_1 N_2 Q_2 m_2$ on peut simplifier l'équation à

$$- \frac{|E_{1x}^{(i)}| (N_1 N_2 Q_2 m_2) (N_1^2 - N_2^2)^* + |E_{1y}^{(i)}| (N_1 N_2 Q_2 m_2)^* (N_1^2 - N_2^2)}{|E_{1x}^{(i)} (N_1^2 - N_2^2)|^2} i - \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}}. \quad (\text{B.8})$$

Si on assume que la partie réelle de N est beaucoup plus grande que sa partie imaginaire, l'équation (B.8) indique que la partie réelle de Q_2 fera varier l'ellipticité et la partie imaginaire de Q_2 fera tourner l'orientation de la polarisation par dichroïsme circulaire magnétique. Cette constatation est vraie, peu importe la polarisation de l'onde, car l'expression analytique de l'équation (??) est multipliée par un nombre toujours réel. Pour des matériaux diélectriques, on peut généralement assumer, pour le visible et l'infrarouge proche, que la partie réelle de N est beaucoup plus grande que sa partie imaginaire, mais pour un matériau conducteur, ce n'est pas le cas et la partie réelle et imaginaire de Q_2 affectera l'orientation et l'ellipticité de l'onde. Étant donné l'hypothèse que $|E_x| \gg |E_y|$, on peut simplifier davantage l'équation à

$$\frac{E_{1y}^{(r)}}{E_{1x}^{(r)}} \approx - \frac{N_1 N_2 Q_2 m_2}{N_1^2 - N_2^2} i - \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}}, \quad (\text{B.9})$$

qui donne une bonne approximation de la variation de la polarisation de l'onde réfléchiée pour une onde incidente avec une faible ellipticité. On peut dériver les équations correspondantes pour l'onde transmise, elles sont données comme

$$\frac{E_{2y}^{(i)}}{E_{2x}^{(i)}} = \frac{2|E_{1x}^{(i)}| N_2 Q_2 m_2 (N_1 + N_2)^* + |2E_{1y}^{(i)}| (N_2 Q_2 m_2)^* (N_1 + N_2)}{|2E_{1x}^{(i)} (N_1 + N_2) - E_{1y}^{(i)} N_2 Q_2 m_2 i|^2} i + \frac{4E_{1x}^{(i)*} E_{1y}^{(i)} |N_1 + N_2|^2 - E_{1x}^{(i)} E_{1y}^{(i)*} |N_2 Q_2 m_2|^2}{|2E_{1x}^{(i)} (N_1 + N_2) - E_{1y}^{(i)} N_2 Q_2 m_2 i|^2} \quad (\text{B.10})$$

et en considérant que $|E_x| \gg |E_y|$ et que $N_1 + N_2 \gg N_2 Q_2 m_2$ l'équation se simplifie à

$$\frac{E_{2y}^{(i)}}{E_{2x}^{(i)}} \approx \frac{N_2 Q_2 m_2}{2(N_1 + N_2)} i + \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}}. \quad (\text{B.11})$$

On peut conclure la même chose à propos du rôle de la partie réelle et imaginaire de Q_2 pour l'onde transmise. Cependant, si $N_1 > N_2$, le signe est inversé par rapport à l'expression pour la réflexion. Cela signifie que l'orientation et l'ellipticité se verraient varier du sens opposé au sens en réflexion par rapport à la direction de la propagation.

Afin de mieux comprendre ces cas spécifiques, regardons le comportement plus général d'une interface magnéto-optique l'aide d'une modélisation numérique de la méthode de matrice de transfert pour le cas d'un matériau possédant une partie imaginaire de l'indice de réfraction non négligeable et le cas d'une ellipticité arbitraire. Les valeurs de l'indice de réfraction et de la constante magnéto-optique Q de l'air ($Q = 0$, $N = 1$) et du fer (Q variable, $N = 2.8954 + 2.9179i$ à 532 nm) seront utilisées pour modéliser l'interface. À la figure B.1, autant l'orientation que l'ellipticité varient lorsque le matériau induit des pertes importantes de premier ordre. On peut voir que pour un Qm strictement réel et strictement imaginaire, la variation de l'orientation et de l'ellipticité garde le même ordre de grandeur, mais pour un Qm strictement imaginaire, les pentes entre l'orientation et l'ellipticité sont inversées.

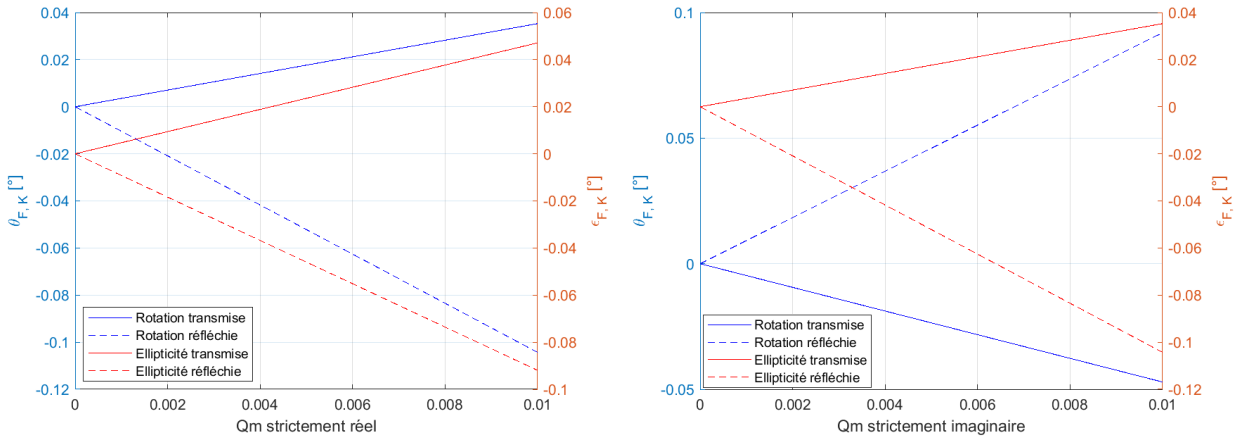


FIGURE B.1 Modélisation de la variation de l'orientation $\theta_{F,K}$ et l'ellipticité $\epsilon_{F,K}$ de l'onde par une interface pour l'onde transmise et réfléchie pour une interface de l'air : $Q = 0$, $N = 1$ avec le fer : $N = 2.8954 + 2.9179i$ et Qm variable, pour 532 nm et une onde initiale de polarisation linéaire. À gauche on a considéré un Qm strictement réel et à droite strictement imaginaire.

À la figure B.2, avec la même configuration, mais en faisant varier l'ellipticité initiale et en posant $Qm = 0.01$, on voit que plus l'ellipticité initiale est grande, moins la variation de l'ellipticité est grande et tombe à 0 pour une ellipticité complètement circulaire. Ceci est le résultat attendu, car la biréfringence et le dichroïsme circulaire vont intervenir sur l'état de

la polarisation seulement si l'onde circulaire droite et gauche est présente en même temps, si l'onde est complètement circulaire, le comportement sera celui d'un matériau isotrope et le tenseur de permittivité sera d'ordre 0.

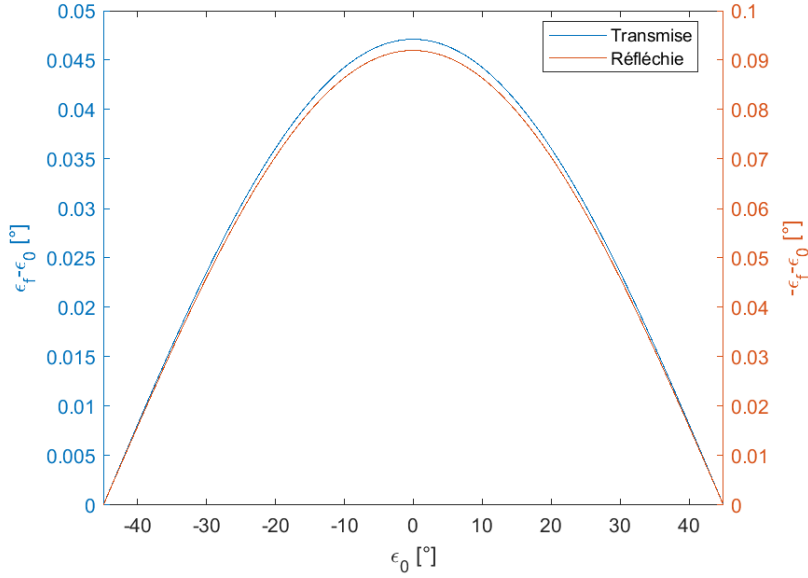


FIGURE B.2 Modélisation de la variation de l'ellipticité de l'onde par une interface pour l'onde transmise et réfléchie pour le fer : $N = 2.8954 + 2.9179i$ avec de l'air autour, pour 532 nm et $Qm = 0.01$ en fonction de l'ellipticité initiale de l'onde. ε_f est l'ellipticité finale ε_0 initiale.

Propagation à travers un volume

Considérons maintenant le cas où l'onde initiale est déjà dans le matériau magnéto-optique et se propage à l'intérieur de celui-ci. La partie réelle de Q affectera maintenant la rotation de la polarisation en transmission en plus de la partie imaginaire de Q , cet effet est connu sous le nom de l'effet Faraday. Afin de dériver la formule classique de l'effet Faraday, considérons uniquement la matrice $\mathbf{M}_{\mathbf{Z}}$ de l'équation (3.28) tel que $\mathbf{M}_{\mathbf{Z}}$ est égal à la matrice de propagation $\mathbf{T}_{\mathbf{Z}}$ (A.13) tel que les interfaces sont ignorées. Comme à la section précédente, on peut dériver une approximation de l'évolution de la polarisation de l'onde en passant au travers d'un matériau magnéto-optique. On peut facilement dériver les coefficients de Fresnels pour la transmission qui s'exprime comme

$$e^{i\frac{2\pi}{\lambda}N\alpha_z d} \begin{bmatrix} \cos \sigma_i & -\sin \sigma_i \\ \sin \sigma_i & \cos \sigma_i \end{bmatrix} \quad (\text{B.12})$$

où on rappelle que $\sigma_i = -\frac{\pi}{\lambda}NQmd\frac{g_i}{\alpha_z}$. On remarque que la forme est celle d'une matrice de rotation d'un angle σ_i ayant traversé une distance d dans le matériau. Le rapport $\frac{E_{2y}^{(i)}}{E_{2x}^{(i)}}$ s'exprime donc comme

$$\frac{E_{2y}^{(i)}}{E_{2x}^{(i)}} = \frac{E_{1x}^{(i)} \sin \sigma_i + E_{1y}^{(i)} \cos \sigma_i}{E_{1x}^{(i)} \cos \sigma_i - E_{1y}^{(i)} \sin \sigma_i}. \quad (\text{B.13})$$

On suppose que $E_{1y}^{(i)} \ll E_{1x}^{(i)}$ et on peut assumer que $\sigma_i \ll 1$, car Qd/λ est souvent beaucoup plus petit que 1 en pratique. Cette expression se simplifie à

$$\sigma_i + \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}} = -\frac{\pi}{\lambda}NQmd\frac{g_i}{\alpha_z} + \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}} \quad (\text{B.14})$$

à angle d'incidence nul et configuration Faraday, l'expression est

$$-\frac{\pi}{\lambda}NQmd + \frac{E_{1y}^{(i)}}{E_{1x}^{(i)}} \quad (\text{B.15})$$

avec laquelle on peut déduire la formule de Verdet pour la rotation Faraday $\theta_F = Vmd$ où on pose la constante de Verdet comme $V = -\frac{\pi}{\lambda}NQ$. La rotation de la polarisation sera donc décrite, dans le régime où $\sigma_i \ll 1$ et que $E_{1y}^{(i)} \ll E_{1x}^{(i)}$, comme la partie réelle de (B.15) et la variation de l'ellipticité comme la partie imaginaire de (B.15). Dans le cas spécifique où les pertes sont faibles, c'est-à-dire que la partie imaginaire de N est petite, seule la partie réelle de Qm est responsable de la rotation Faraday. Si ce n'est pas le cas, la partie imaginaire de Qm participera à une variation de l'ellipticité par dichroïsme circulaire magnétique. Si le matériau est un métal et possède une grande partie imaginaire de N , l'ellipticité sera aussi affectée par la partie réelle de Qm .

ANNEXE C BIRÉFRINGENCE LINÉAIRE MAGNÉTIQUE ET DICROÏSME CIRCULAIRE ET LINÉAIRE MAGNÉTIQUE

Tel qu'expliqué à la section 3.1, il existe certaines configurations qui induisent des effets de biréfringence linéaire magnétique importants, surtout si $|b_2 - b_1|$ est non négligeable. De plus, si la constante magnéto-optique Q , b_1 ou b_2 possèdent une partie imaginaire non nulle, la polarisation changera aussi par le dichroïsme circulaire et linéaire magnétique. On peut trouver facilement comment ces anisotropies affectent les spectres en considérant la matrice d'anisotropie correspondante. Comme avec le cas de biréfringence circulaire, reprenons le cas des intensités I_x et I_y , mais en considérant la matrice d'anisotropie pour la biréfringence linéaire

$$\mathbf{A}^+ = \mathbf{A}^- = e^{-i\frac{1}{2}\eta} \begin{bmatrix} \cos^2(\phi) + e^{i\eta} \sin^2(\phi) & (1 - e^{i\eta}) \exp(-i\varphi) \cos(\phi) \sin(\phi) \\ (1 - e^{i\eta}) \exp(i\varphi) \cos(\phi) \sin(\phi) & \sin^2(\phi) + e^{i\eta} \cos^2(\phi) \end{bmatrix} \quad (\text{C.1})$$

où η est le déphasage anisotrope de la biréfringence linéaire, φ est le déphasage isotrope et ϕ est l'orientation de l'aimantation par rapport à l'axe des x . Analogiquement, θ_{V_0} sera défini comme $\eta/2$ pour définir l'anisotropie, représentant la rotation de la polarisation pour un allé dans le matériau. Les résultats de l'onde transmise sont illustrés à la figure C.1, et réfléchis, à la figure C.2, sans aucune perte par absorption et pour des miroirs réfléchissants de 90%. Premièrement, pour ces deux cas, les spectres d'intensité sont les mêmes pour les mêmes valeurs de θ_{F_0} et θ_{V_0} . Cependant, on voit qu'à résonance la rotation de la polarisation est nulle et la variation de l'intensité I_x et I_y est seulement causée par une variation de l'ellipticité.

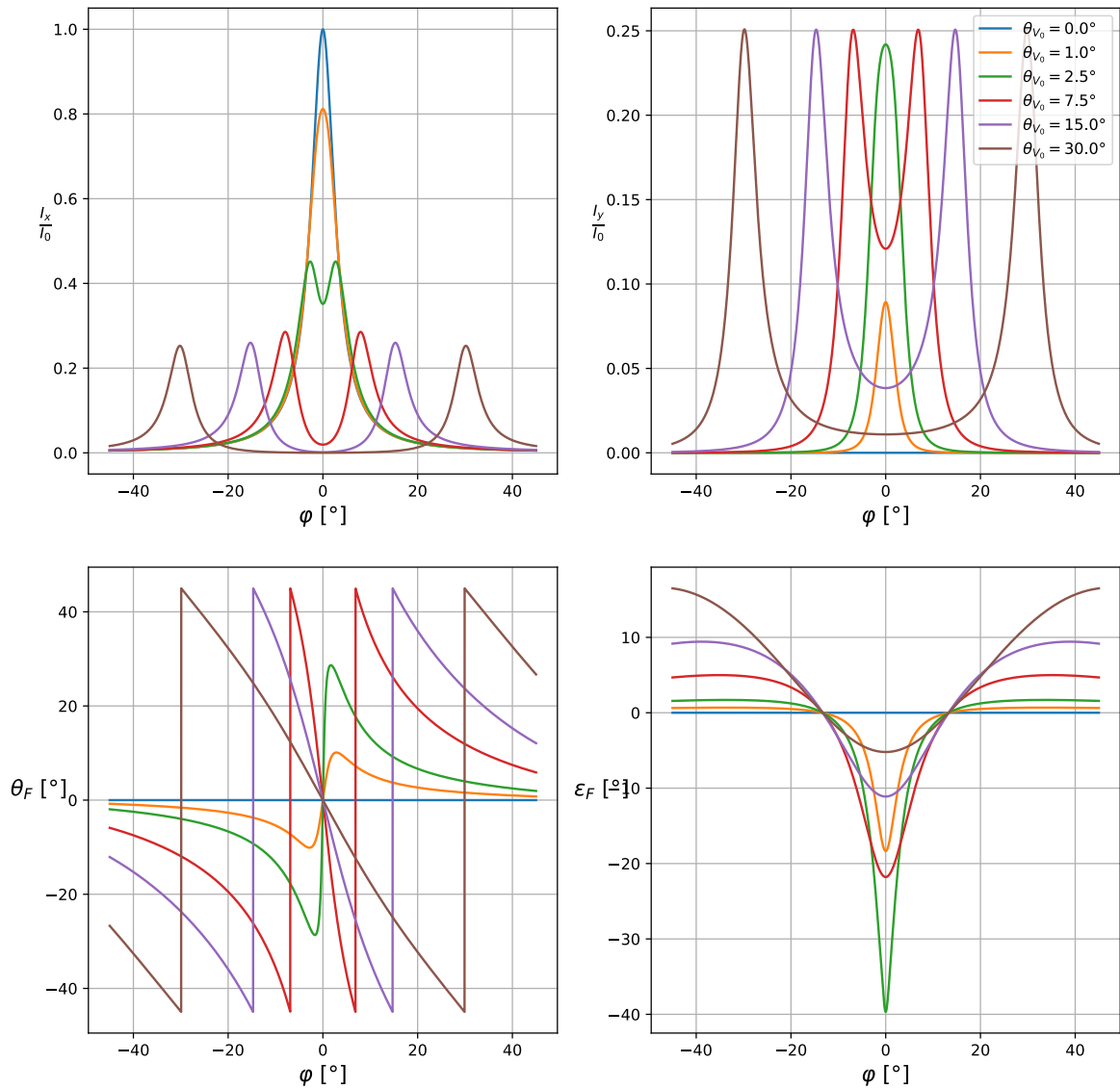


FIGURE C.1 Spectre de la biréfringence linéaire magnétique de l'onde transmise. Deux figures du haut : Intensité en x y normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différentes grandeurs du déphasage anisotrope d'une allée simple η et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

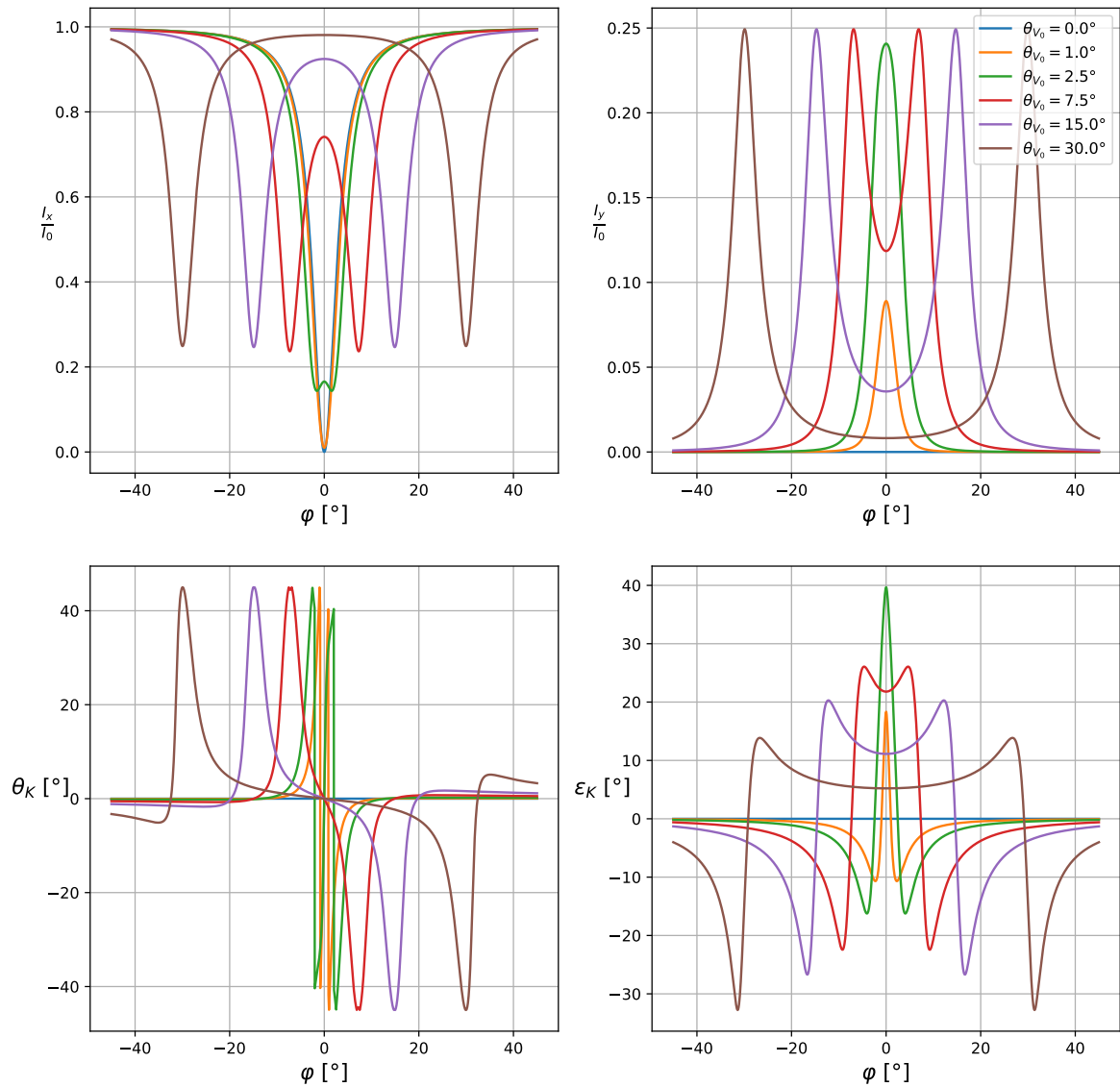


FIGURE C.2 Spectre de la biréfringence linéaire magnétique de l'onde réfléchie. Deux figures du haut : Intensité en x y normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur du déphasage anisotrope d'une allée simple η et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$.

Les deux derniers effets étudiés pour la cavité magnéto-optique sont ceux causés par des

perles anisotropes, c'est-à-dire le dichroïsme circulaire et linéaire magnétique. On rappelle que le dichroïsme circulaire provient d'une anisotropie entre l'absorption des ondes circulaires droites et gauches, tels que

$$\mathbf{A}^+ = \mathbf{A}^- = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{-\alpha_{p,d}\ell} + e^{-\alpha_{p,g}\ell} & -i(e^{-\alpha_{p,d}\ell} - e^{-\alpha_{p,g}\ell}) \\ i(e^{-\alpha_{p,d}\ell} - e^{-\alpha_{p,g}\ell}) & e^{-\alpha_{p,d}\ell} + e^{-\alpha_{p,g}\ell} \end{bmatrix} \quad (\text{C.2})$$

pour le dichroïsme circulaire. Ensuite, le dichroïsme linéaire, provenant d'une anisotropie entre l'absorption des ondes linéaire dans la direction de l'aimantation et perpendiculaire à l'aimantation telle que

$$\mathbf{A}^+ = \mathbf{A}^- = \begin{bmatrix} e^{-\alpha_{p,x}\ell} & 0 \\ 0 & e^{-\alpha_{p,y}\ell} \end{bmatrix} \quad (\text{C.3})$$

où $\alpha_{p,d}$, $\alpha_{p,g}$, $\alpha_{p,x}$, $\alpha_{p,y}$ sont les coefficients d'absorption pour l'onde de polarisation circulaire droite et gauche et de polarisation linéaire vers les x et y respectivement. Afin d'isoler l'effet du dichroïsme, aucune biréfringence ne sera considérée aux figures C.3 et C.4, l'intensité du spectre se verra varier uniquement à cause de la variation de l'ellipticité pour le dichroïsme circulaire et de l'orientation de la polarisation pour le dichroïsme linéaire. On pose aussi que les pertes par absorption sont uniquement causées par le dichroïsme. Autrement dit, on pose que $\Delta\alpha_{p,cir} = \alpha_{p,g} - \alpha_{p,d}$ où $\alpha_{p,d} = 0$ et que $\Delta\alpha_{p,lin} = \alpha_{p,x} - \alpha_{p,y}$ où $\alpha_{p,y} = 0$. Pour le dichroïsme linéaire, la polarisation de l'onde initiale est posée à 45° , car sinon, les effets du dichroïsme sont uniquement sur I_x et la polarisation ne change pas. Pour le dichroïsme circulaire, on observe bien que l'ellipticité devient de plus en plus circulaire à droite étant donné que la partie circulaire gauche devient de plus en plus absorbée. Alors que pour le dichroïsme linéaire, on observe bien que l'orientation de l'onde devient de plus en plus vers une polarisation vers les y étant donné que la partie de la polarisation en x devient de plus en plus absorbée sans jamais changer l'intensité I_y .

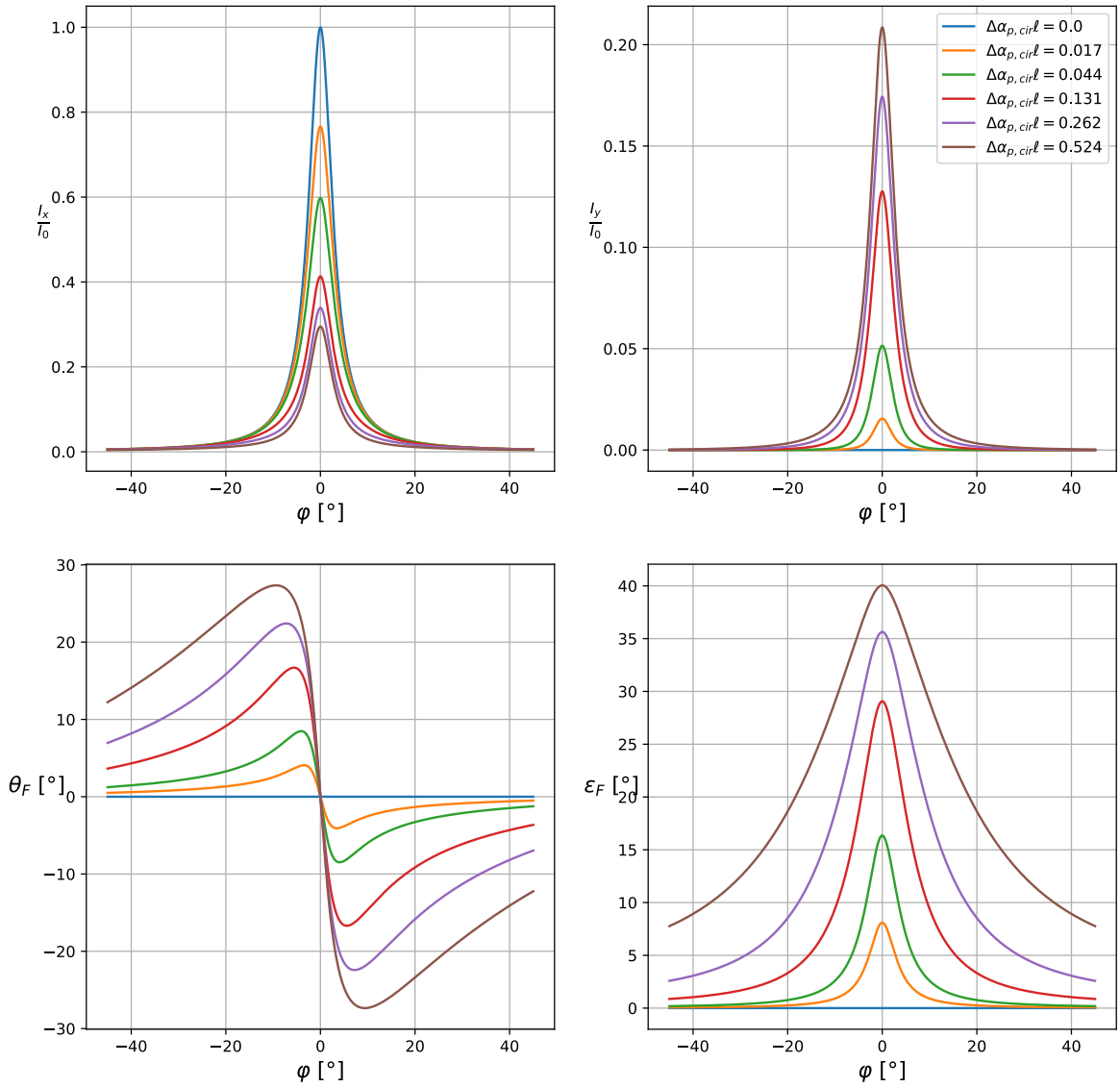


FIGURE C.3 Spectre du dichroïsme circulaire magnétique de l'onde transmise. Deux figures du haut : Intensité en x y normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de $\Delta\alpha_{p,cir}$ avec $\alpha_{p,d} = 0$ et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$. La polarisation de l'onde initiale est vers les x .

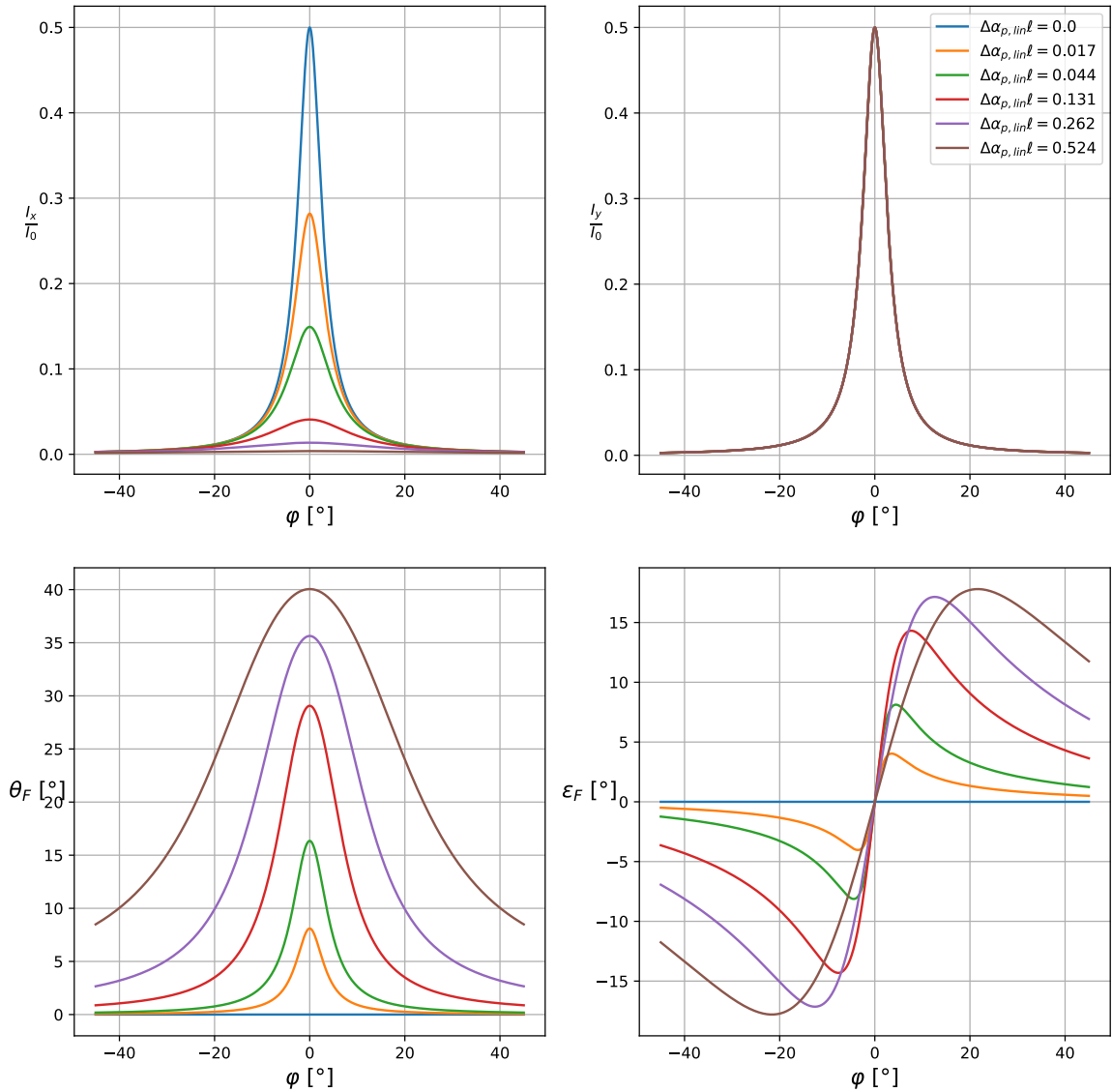


FIGURE C.4 Spectre du dichroïsme circulaire magnétique de l'onde transmise. Deux figures du haut : Intensité en x y normalisée. Deux figures du bas : rotation et ellipticité. Chaque figure contient 6 courbes pour différente grandeur de $\Delta\alpha_{p,lin}$ avec $\alpha_{p,y} = 0$ et sont en fonction du déphasage isotrope φ . La réflectivité de cette cavité a été posée à $R = 0.9$ et la transmission à $T = 0.1$. La polarisation de l'onde initiale est à 45° de l'axe des x .

ANNEXE D PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES ET MAGNÉTO-OPTIQUES DU YIG SELON LA LITTÉRATURE

Dans cette section, les propriétés magnéto-optiques et magnétiques du YIG sont présentées. Ce matériau est très intéressant pour deux raisons principales. (1) C'est un matériau ayant une transparence avantageuse dans l'infrarouge tout en possédant une forte interaction magnéto-optique, autrement dit, il possède une grande figure de mérite magnéto-optique F_m définie à l'équation 4.41. (2) Il possède un grand temps de cohérence, ce qui le rend utile pour toute application exploitant la précession de l'aimantation telle que la résonance magnétique ou des expériences d'onde de spin. Le YIG possède aussi plusieurs dopants qui permettent d'amplifier certaines de ses propriétés, le tableau D.1 présente le facteur de perte α_p , la constante de Verdet, la largeur mi-hauteur de la résonance magnétique ΔH à 9.4 GHz ainsi que l'aimantation à saturation pour différents dopants de YIG, tirés approximativement de la référence [150]. Y représente le YIG sans dopant et tous les autres dopants remplacent une fraction de l'yttrium. La fraction du fer et de l'oxygène par rapport aux yttriums et au dopant reste toujours la même. Seulement les données à 1550 nm ont été retenues, car pour des longueurs d'onde plus basses, la figure de mérite diminue significativement à cause des pertes par absorptions optiques. 1550 nm est aussi une longueur d'onde avantageuse pour la compatibilité avec les fibres optiques et d'autres équipements d'optique. Ces données ne sont pas assez précises pour bien comparer les valeurs de α_p , mais nous donnent un bon aperçu de la constante de Verdet ($V = \theta_{F_0}/\ell/m$ où θ_{F_0} est la rotation Faraday, ℓ la distance parcourue dans le matériau et m l'aimantation normalisée dans la direction de la propagation de la lumière) et de la largeur mi-hauteur de la résonance. Un dopant intéressant est celui au cérium qui augmente considérablement la constante de Verdet sans augmenter le facteur de perte, mais augmente considérablement la largeur mi-hauteur de la résonance. On peut aussi trouver que le YIG dopé au bismuth est aussi un bon candidat pour offrir une bonne figure de mérite.

D'autres références, illustrées au tableau D.2, présentent des valeurs plus précises pour la constante de verdet et le facteur de perte du YIG, du Ce :YIG et du Bi :YIG. On peut remarquer que les valeurs de α_p varient significativement entre-elles, surtout pour les références [138], [182] qui semble avoir mesurées des pertes très élevées par rapport aux autres. Les constantes de Verdet semblent plus cohérentes entre-elles. Il y a aussi été montré que pour le YIG [183] et le Ce :YIG [184], la constante de Verdet augmente avec la température, de manière à ce que plus la température soit faible, plus la constante de Verdet devient positive

pour le YIG et plus négative pour le Ce :YIG. Dans la littérature, on trouve aussi un intervalle de valeur rapportée pour la constante d'absorption de Gilbert du YIG, quelques-unes de ces valeurs sont présentées au tableau D.3 pour différentes formes du YIG. Considérant ces valeurs, le Ce :YIG semblerait être la meilleure option pour mesurer un phénomène magnétique considérant sa très haute figure de mérite, mais serait peu performant pour la résonance magnétique. Le YIG sans dopant serait la meilleure option pour faire du MODMR étant donné sa faible largeur de résonance en plus de sa bonne figure de mérite.

TABLEAU D.1 Facteurs de perte et constantes de Verdet à une longueur d'onde de 1550 nm, la largeur mi-hauteur de la résonance magnétique ΔH à 9.4 GHz ainsi que l'aimantation à saturation pour différents dopants de YIG. Les données sont tirées approximativement de la référence [150].

Dopant	Y	La	Ce	Pr	Nd	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
α_p [cm⁻¹]	1	45	1	22	1	2	1	1	1	1	1	2	3	2	1
V [°/cm]	150	180	-820	30	90	130	150	160	170	180	150	150	160	160	160
ΔH [kA/m]	0.11	0.63	6.5	11	8.8	12	1.9	0.57	—	—	—	6.3	0.96	2.1	0.1
M_s [mT]	175	173	173	175	174	173	169	157	161	161	164	166	167	170	173

TABLEAU D.2 Facteur de perte, constante de Verdet, figure de mérite et sensibilité pour YIG avec et sans dopants à 1550 nm pour différentes références. La sensibilité a été estimée à partir de la modélisation magnéto-optique considérant le facteur de perte α_p et une épaisseur de 1 mm.

Dopant	α_p [cm^{-1}]	V [$^\circ/\text{cm}$]	FDM [$^\circ$]	Sensibilité [%/ $^\circ$]	Référence
Y	0.14	175	1250	211	[185]
	0.27	170	629	110	[183]
	4.88	216	44.3	6.10	[138]
	5.48	216	39	5.45	[182]
	1.5	-	-	19.7	[144]
	0.03	-	-	984	[186], [187]
Ce _{0.18}	0.12	-740	6 167	246	[149]
Ce _{0.35}	-	-185	-	-	[188]
Ce _{0.35} -Eu _{0.2}	0.62	-310	500	47.6	[188]
Bi _{0.36}	-	-940	-	-	[189]
Yb _{0.25} -Bi _{0.46}	3.6	-404	112	82.0	[182]

TABLEAU D.3 Différentes valeurs de la constante d'absorption de Gilbert pour la résonance magnétique du YIG sous plusieurs formes. La valeur pour la référence [169] a été estimée à partir de la formule $\Delta H(f) = \Delta H_0 + \frac{4\pi\alpha}{\gamma} f$ dans la zone linéaire. Il a aussi été montré par [175] que α diminue avec la température.

Forme du YIG	α [10^{-4}]	Référence
Sphère diamètre de 300 μm	0.27	[190]
Sphère diamètre de 300 μm	0.4	[175]
Couche mince sur GGG	0.6 – 38, 5	[191], [192]
Substrat de 160 μm diamètre et 4.75 μm d'épaisseur	0.1	[169]
Cible de dépôt avec laser pulsé (<i>Bulk target</i>)	400	[192]

ANNEXE E PHOTOS DU MONTAGE ET DESSIN DU SUPPORT À ÉCHANTILLON

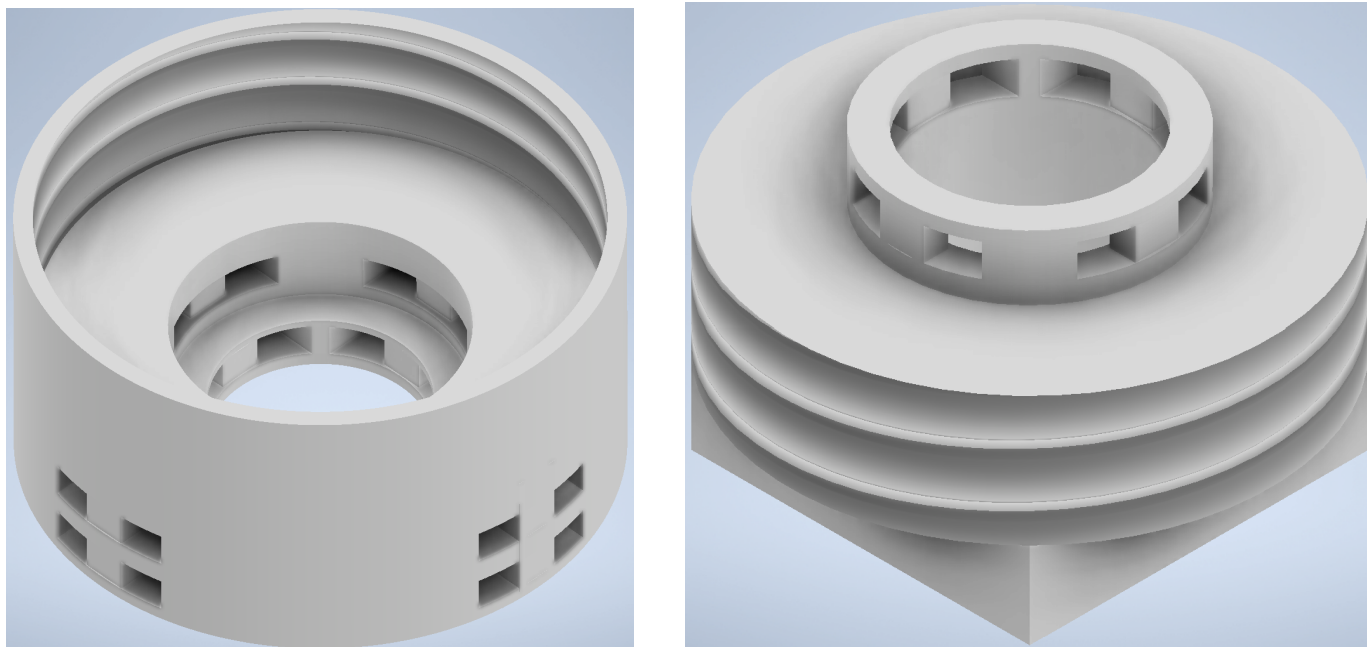


FIGURE E.1 Dessins de conception du support à échantillon pour l'ajout de deux enroulements de fil de cuivre. Le support à échantillon est formé de deux pièces pouvant être vissées l'une dans l'autre. La pièce de gauche contient un trou pour y déposer l'échantillon en forme de disque. La pièce de droite permet de fixer l'échantillon en position stable après s'être fait visser dans celle de gauche.

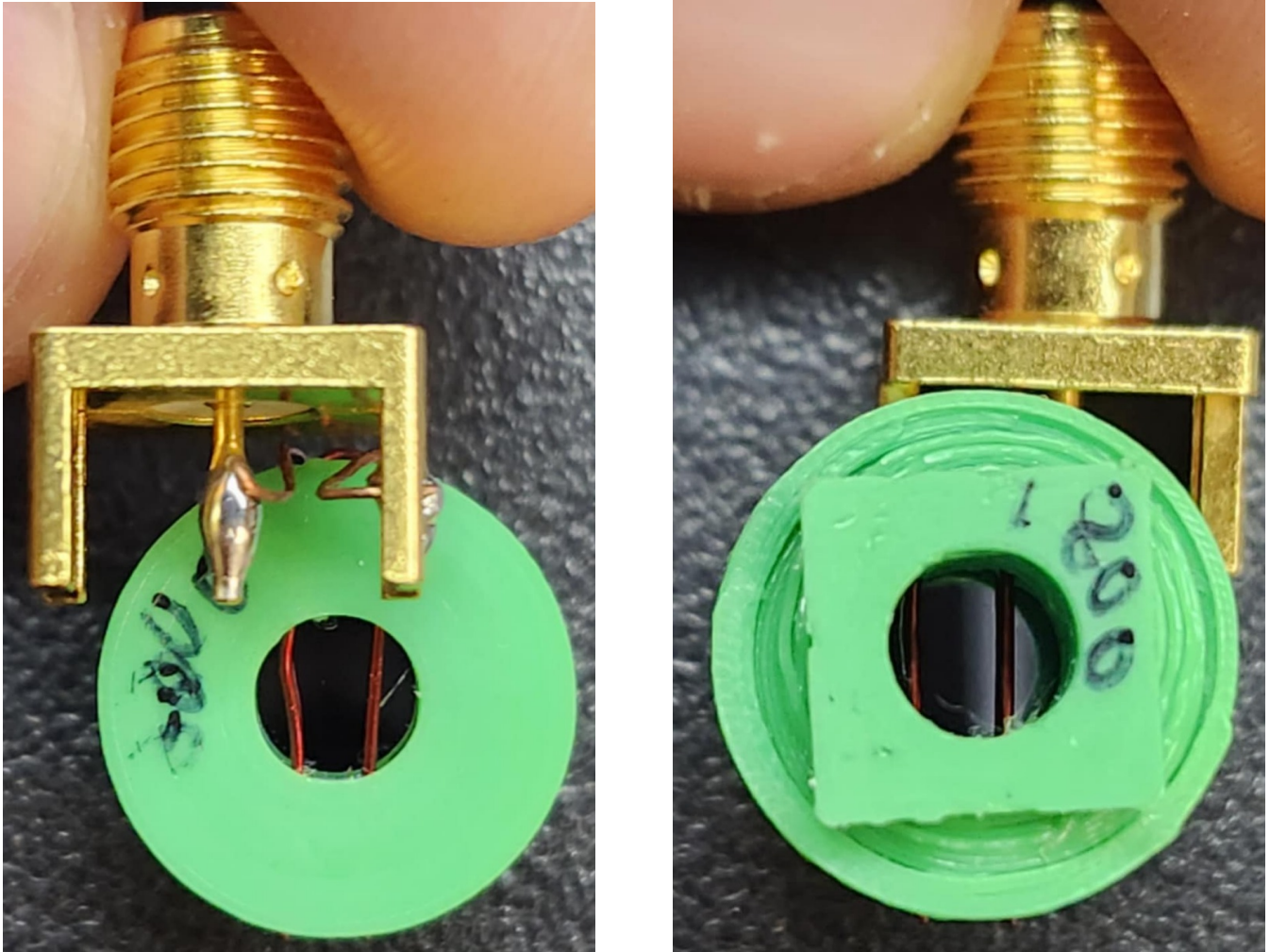


FIGURE E.2 Photos du support à échantillon pour l'ajout de deux enroulements de fil de cuivre pour former une antenne. Les fils de cuivre sont soudé à un connecteur SMA. On peut y apercevoir le disque de YIG au centre de couleur noire.

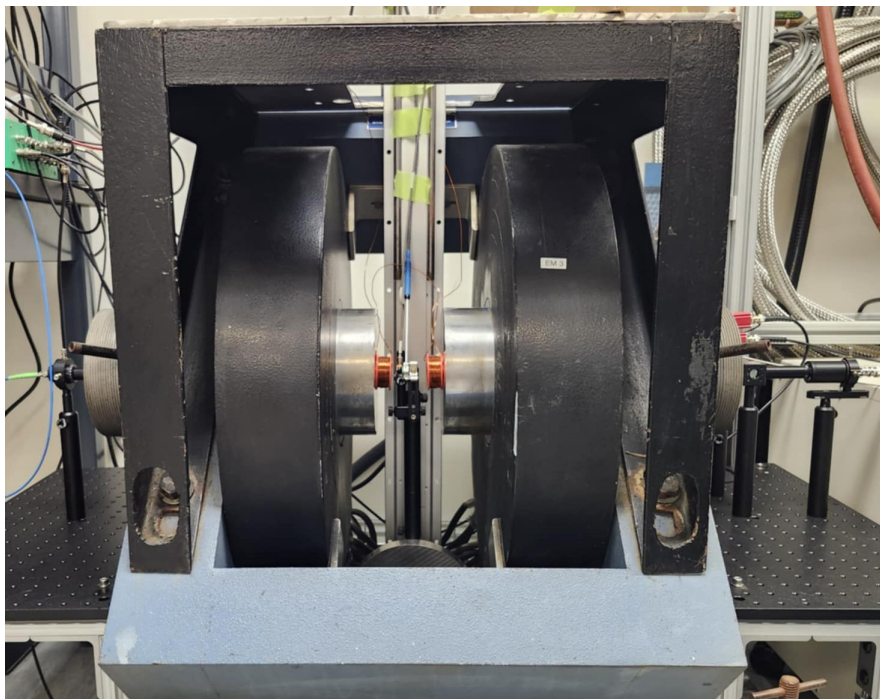


FIGURE E.3 Photo du montage MODMR complet. On peut y voir à la fois la partie d'émission de l'onde laser à gauche, la partie de détection à droite et zone du milieu où la cavité magnéto-optique est soumise au champ magnétique statique, de modulation, au champ micro-onde et au faisceau laser. Le champ magnétique statique est aussi mesuré avec un magnétomètre à effet Hall.

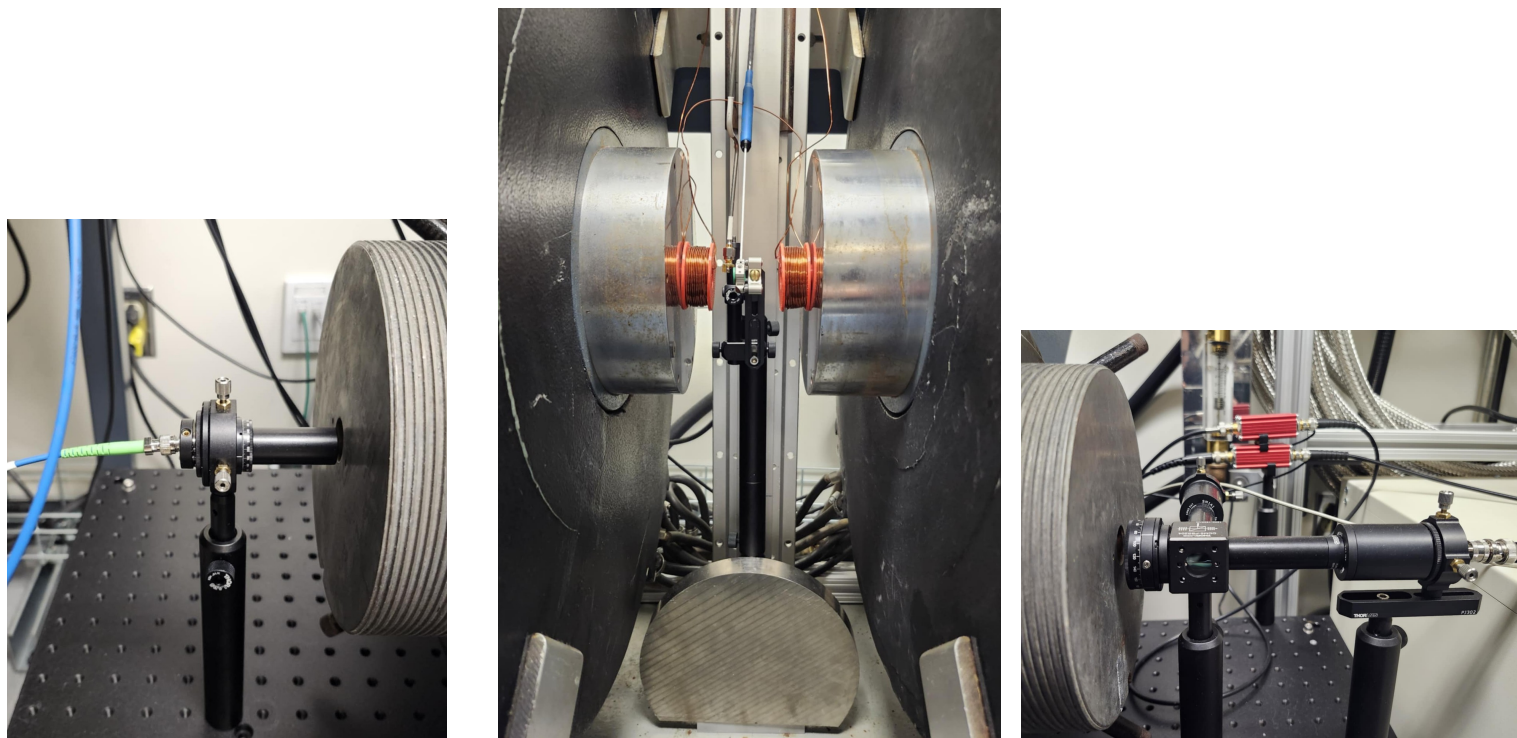


FIGURE E.4 Gauche : Photos de la partie émission où l'on voit la fibre optique PM du laser connectée à un collimateur, ce collimateur étant dans une monture translatrice suivit d'une monture rotative et d'un polariseur. Milieu : La cavité magnéto-optique, l'aimant DC, l'aimant AC le magnétomètre à effet Hall et le guide d'onde micro-onde. Droite : la partie détection du montage MODMR où l'on voit le séparateur de polarisation connecté à une lame demi-onde et une monture rotative. Après avoir été séparé, les deux faisceaux sont convergés par une lentille convergente dans un photodétecteur pour finalement être amplifiés et convertis en voltage par un amplificateur transimpédance.

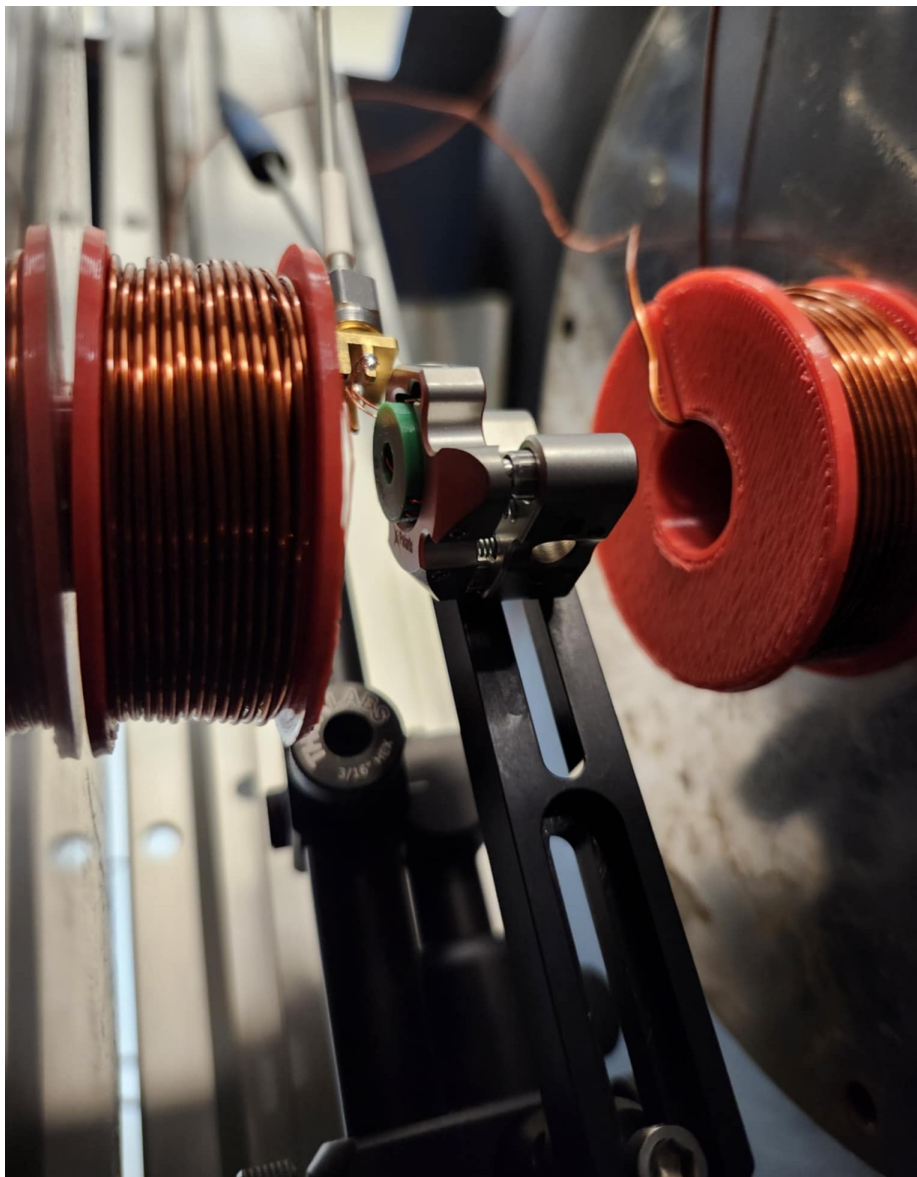


FIGURE E.5 Photo du centre du montage MODMR où l'on voit l'échantillon dans une monture optique au centre de l'électroaimant DC et AC. On peut bien appercevoir le guide d'onde micro-onde et le connecteur SMA sur l'antenne.