



HAL
open science

Fonctionnalisation Magnéto-Optique d'une Fibre Optique Microstructurée par Nanocomposite Sol-Gel

Alexis Dufour

► **To cite this version:**

Alexis Dufour. Fonctionnalisation Magnéto-Optique d'une Fibre Optique Microstructurée par Nanocomposite Sol-Gel. Optique [physics.optics]. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2022. Français. NNT : 2022STET0056 . tel-04200399

HAL Id: tel-04200399

<https://theses.hal.science/tel-04200399v1>

Submitted on 8 Sep 2023

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

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



N°d'ordre NNT : 2022STET0056

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ JEAN MONNET SAINT-ÉTIENNE

Membre de la COMUE de LYON

**École Doctorale N° 488
Science, Ingénierie et Santé**

Spécialité / discipline de doctorat :
Optique, Photonique, Hyperfréquences

Soutenue publiquement clos le 16/12/2022, par :
Alexis DUFOR

Fonctionnalisation Magnéto-Optique d'une Fibre Optique Microstructurée par un Nanocomposite Sol-Gel

Devant le jury composé de :

Mme. DAGENS Béatrice	Directrice de Recherche, C2N, Palaiseau	Rapporteur
M. CAUCHETEUR Christophe	Professeur, Université de Mons	Rapporteur
M. VANWOLLEGHEM Mathias	Chargé de Recherche, IEMN, Lille	Examineur
M. ROYER François	Professeur, UJM, Laboratoire Hubert Curien	Examineur
M. MARIN Emmanuel	Professeur, UJM, Laboratoire Hubert Curien	Directeur de thèse
M. JAMON Damien	Ingénieur de recherche, UJM, Laboratoire Hubert Curien	Co-encadrant

À la mémoire de mon père,

À ma mère,

À mes grands-parents.

Table des matières

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION AUX CAPTEURS A FIBRE OPTIQUE ET LEURS APPLICATIONS A LA MAGNETO-OPTIQUE POUR LE DEVELOPPEMENT DE CAPTEURS DE CHAMPS MAGNETIQUES	3
I.1 Capteurs à fibres optiques	4
I.1.1 Introduction aux fibres optiques	4
I.1.2 Les capteurs à fibre optique distribués et ponctuels	7
I.1.2.1 Types de diffusion.....	7
I.1.2.2 Techniques de mesures distribuées	9
I.1.2.3 Réseaux de Bragg.....	10
I.1.3 Tenue des fibres optiques aux rayonnements ionisants et applications aux zones d'exclusion.....	12
I.2 Magnéto-optique guidée et application aux fibres optiques.....	13
I.2.1 Représentation des états de polarisation	13
I.2.2 Effets magnéto-optiques	15
I.2.2.1 En espace libre	15
I.2.2.2 En configuration guidée	19
I.2.2.2.a Champ longitudinal	21
I.2.2.2.b Champ transverse	23
I.2.3 Définition des axes propres d'une fibre optique	26
I.2.4 Matériaux magnéto-optiques	27
I.2.4.1 Matériaux para/diamagnétiques	28
I.2.4.2 Matériaux ferromagnétiques	28
I.3 État de l'art sur les capteurs de champs magnétiques fibrés	32

I.3.1	Fibre optique non fonctionnalisée.....	33
I.3.2	Dopage de la préforme.....	35
I.3.3	Fonctionnalisation par des nanoparticules magnétiques.....	37
I.4	Objectifs de la thèse.....	42
CHAPITRE 2 : FONCTIONNALISATION MAGNETO-OPTIQUE DE FIBRES OPTIQUES A L'AIDE D'UN MATERIAU NANOCOMPOSITE SOL-GEL ET PRESENTATION DES MOYENS DE CARACTERISATIONS.....		45
II.1	Nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt	46
II.1.1	Structure des nanoparticules.....	47
II.1.2	Magnétisation des nanoparticules.....	48
II.2	Processus d'élaboration des couches minces magnéto-optiques.....	51
II.2.1	Procédé Sol-Gel.....	51
II.2.2	Technique de dip-coating modifiée : « <i>fill-coating</i> »	54
II.2.2.1	Fibre optique microstructurée : Fibre à cœur suspendu.....	54
II.2.2.2	Fonctionnalisation par dip-coating modifié	55
II.3	Caractérisations des couches minces.....	58
II.3.1	Principe de la mesure ellipsométrique.....	59
II.3.2	Mesure ellipsométrique sur une lame de silicium	60
II.3.3	Mesure polarimétrique sur une lame de verre	61
II.3.4	Microscopie électronique à balayage dans les fibres.....	63
II.4	Moyens expérimentaux/Outils de mesure	66
II.4.1	Dispositifs de mesure.....	66
II.4.2	Laser	67
II.4.3	Contrôleurs de polarisation et fibre polarisante.....	67
II.4.4	Polarimètre.....	69
II.4.5	Électro-aimants.....	71
II.4.5.1	Électro-aimant statique (longitudinal et transverse)	71
II.4.5.2	Électro-aimants mobiles et de perturbation	72

II.4.6 Mise en place de la configuration fibrée	74
II.4.6.1 Soudure de deux fibres optiques	74
II.4.6.2 Montage d'un dispositif fibré complexe	75
II.5 Conclusion.....	76

CHAPITRE 3 : ÉTUDE DES EFFETS MAGNETO-OPTIQUES INDUITS DANS UNE FIBRE FONCTIONNALISEE.....

III.1 Introduction.....	78
III.2 Approche par la simulation photonique numérique.....	78
III.2.1 Étude de la répartition de la lumière dans une fibre à cœur suspendu (COMSOL)	79
III.2.2 Étude de la répartition de la lumière en présence d'une couche mince dopée aux nanoparticules magnétiques	83
III.2.3 Étude du comportement magnéto-optique par l'approche de la théorie des modes couplés pour un champ magnétique longitudinal	85
III.3 Application d'un champ magnétique longitudinal sur la fibre fonctionnalisées.....	88
III.3.1 Étude de l'impact des paramètres de fonctionnalisation sur l'amplitude des effets magnéto-optiques	89
III.3.2 Influence de la polarisation d'entrée sur le comportement magnéto-optique longitudinal	93
III.3.2.1 Mesure de battement par balayage longitudinal	95
III.3.2.2 Impact de la taille de l'entrefer de l'électroaimant.....	98
III.3.3 Mesure de l'effet Faraday pour différentes longueurs d'onde	100
III.3.4 Étude de l'évolution de la puissance en fonction de la polarisation d'entrée et du champ magnétique appliqué	101
III.3.4.1 Observation et décorrélation d'une mesure d'intensité en champ longitudinal.....	102
III.3.4.2 Caractérisation de la variation de puissance sur l'intégralité des polarisations d'entrées	105

III.4 Application d'un champ magnétique transverse sur les fibres optiques.....	107
III.4.1 Application d'un champ magnétique transverse sur une fibre non-fonctionnalisée	108
III.4.2 Application d'un champ magnétique transverse sur une fibre fonctionnalisée aux nanoparticules de ferrite de cobalt	109
III.4.3 Influence de la polarisation d'entrée sur le comportement magnétique transverse	112
III.4.4 Importance de l'orientation du champ magnétique par rapport aux polarisations propres.....	115
III.4.4.1 Mesure en champ magnétique rotatif	115
III.4.4.2 Mesure de battement en balayage transverse	118
III.5 Influence de la température sur les effets MO	119
III.6 Mesure en environnement radiatif et étude de la tenue aux radiations.....	121
III.6.1 Mesure sous rayons X	122
III.6.2 Mesure sous rayons Gamma	126
III.7 Fonctionnalisation par un réseau de Bragg et ouverture sur les potentialités de la fibre fonctionnalisée.....	128
III.7.1 Intégration et étude du réseau de Bragg.....	129
III.7.2 Mesure en transmission.....	130
III.7.3 Mesure en réflexion.....	133
III.8 Conclusion	135
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	137
 Bibliographie.....	 141
 Publications	 151
Conférences.....	152

Liste des abréviations :

Bi : YIG	Grenat de Fer et d'Yttrium substitué Bismuth
Ce : YIG	Grenat de Fer et d'Yttrium substitué Cérium
DOP	Degré de Polarisation
FBG	Fiber Bragg Grating
FC/APC	Fiber-optic Connector/Angled Physical Contact connector
FFT	Transformée de Fourier
GGG	Grenat de Gadolinium-Gallium
IRM	Imagerie par Résonance Magnétique
LabHC	Laboratoire Hubert Curien
MEB	Microscopie Électronique à Balayage
MO	Magnéto-Optique
MSF	Matériaux et Surfaces Fonctionnelles
NPs	NanoParticules
NR	Non-Réciproque
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry
OTDR	Optical Time Domain Reflectometry
PM	Fibre à Maintien de Polarisation
PMMA	Poly (MéthAcrylate de Méthyle)
POTDR	Polarized Optical Time Domain Reflectometry
PZ	Fibre Polarisante
R	Réciproque
RIA	Atténuation Induite par les Radiations
TE	Transverse Électrique
TEOS	Orthosilicate de TétraÉthyle
TM	Transverse Magnétique
YIG	Grenat de Fer et d'Yttrium « Yttrium Iron Garnet »

Introduction

Depuis une vingtaine d'années l'axe Magnéto-Optique de l'équipe Matériaux et Surfaces Fonctionnelles (MSF) du Laboratoire Hubert Curien (LabHC) développe une activité autour de l'intégration d'un matériau composite à base de nanoparticules magnétiques pour des composants optiques ainsi que l'étude de leurs effets magnéto-optiques (MO).

Ces nanoparticules magnétiques en suspension dans un liquide porteur ou encapsulées dans une matrice à base de silice présentent des effets MO se traduisant par des variations de polarisation et des modulations d'intensité sous champ magnétique [1]. L'intégration sous forme d'un matériau nanocomposite grâce aux procédés Sol-Gel, permet de fonctionnaliser des surfaces pour y développer ces propriétés MO. Des phénomènes de couplages entre les composantes propres de propagation et/ou l'apparition d'anisotropies magnéto-induites vont être responsables des effets visibles dont les amplitudes sont modulables par les différents paramètres de fonctionnalisation [2]. Le procédé Sol-Gel octroie la possibilité de déposer des couches minces de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres, dont les concentrations en nanoparticules sont ajustables jusqu'à plus de vingt pourcents [3].

Les nanoparticules issues du Laboratoire Phénix (Université Sorbonne), se présentent sous la forme d'un ferrofluide [4]. Le diamètre, de l'ordre de 10 *nm*, la concentration et le liquide porteur sont modifiables pour convenir au mieux au type de fonctionnalisation recherchée. Plusieurs thèses, réalisées au LabHC, ont mis en avant l'intérêt de leurs effets MO pour différentes applications, que ce soit pour des capteurs, avec des mesures non destructives, ou pour des composants optiques non-réciproques basés sur l'application ou la modification d'un champ magnétique [1], [5]–[12].

En parallèle, l'équipe « Materials for Optics and Photonics in Extreme Radiation Environments » (MOPERE) du LabHC, s'est spécialisée dans l'étude de la réponse des matériaux optiques, des composants et des systèmes photoniques soumis à des environnements sévères et en particulier des environnements de rayonnements ionisants, en s'intéressant notamment à l'évaluation de la vulnérabilité et du durcissement des technologies de fibre optique [13]–[16].

Cette thèse s'inscrit à l'interface de ces deux thématiques, la magnéto-optique et les capteurs à fibre optique.

De manière générale, les effets MO sont assez faibles dans les matériaux conventionnels comme par exemple la silice, constituant majeur des fibres optiques standards. Dans ces conditions, seule une longue distance sous l'influence d'un champ magnétique puissant conduit à l'apparition d'effets aisément mesurables [17], [18]. Étant donné ses propriétés MO, le composite à base de nanoparticules magnétiques peut apporter une sensibilité aux champs magnétiques et son intégration dans le domaine des capteurs à fibre pourrait ouvrir des horizons pour la réalisation de capteurs de champs magnétiques tout-fibrés. L'objectif étant de produire

des effets qui nécessiteraient plusieurs dizaines de mètres de fibre optique en seulement quelques centimètres.

Fort de l'expérience engrangée via les précédentes études réalisées dédiés à la MO en espace libre avec des structures résonantes [8], [11], [12], [19], ou en configuration guidée [7], [10] avec des structures à échange d'ions, nous avons décidé de nous orienter vers la fonctionnalisation de fibres optiques, éléments essentiels de la photonique. L'objectif de cette approche devrait permettre de développer un dispositif tout-fibré avec les atouts des fibres optiques tels que la possibilité de déporter la mesure, la mesure distribuée ou la tenue aux radiations.

Une fibre monomode conventionnelle, dont le cœur est isolé de l'extérieur par une gaine optique, ne peut pas être directement fonctionnalisée. En effet, une fonctionnalisation en surface n'aurait aucun effet, car l'interaction entre la lumière et le matériau nanocomposite serait nulle. Dans ces conditions, seules des fibres optiques microstructurées, possédant des structures internes ouvertes peuvent être utilisées. L'interaction de la lumière et du matériau nanocomposite va alors pouvoir produire différents effets MO.

Pour fonctionnaliser les fibres optiques microstructurées avec le nanocomposite, un procédé d'élaboration devra être mis en place. Le principe de fonctionnalisation retenu repose sur le dépôt d'une couche mince nanocomposite, par des procédés micro-fluidiques et à l'aide du processus Sol-Gel, directement à l'intérieur de la fibre.

Ces fibres ainsi fonctionnalisées seront le siège des différents effets MO, qu'il conviendra d'étudier en fonction de l'amplitude et de la direction des champs magnétiques et ce en configuration guidée dans une approche tout-fibré.

Par ailleurs, l'usage potentiel qu'il pourrait en être fait en zone d'exclusion va nécessiter des études sous rayonnements ionisants.

Le premier chapitre sera consacré aux capteurs fibrés et plus précisément à leurs usages existant pour la mesure de champ magnétique, où nous verront les limitations et les avantages de ce qui existe pour en tirer profit. Une présentation des effets MO sera faite avec une ouverture sur les différents types de matériaux aux propriétés magnétiques disponibles.

S'ensuivra dans le second chapitre, une présentation du matériau qui va être à l'origine des effets MO, à savoir le ferrite de cobalt, ainsi que le banc de fonctionnalisation servant à l'élaboration de la couche mince et à son intégration dans la fibre optique microstructurée. Une étude systématique par microscopie électronique nous permettra de nous assurer de la qualité du dépôt et de caractériser l'effet des paramètres de fonctionnalisation. Le dispositif tout-fibré dans lequel la fibre sera caractérisée sera finalement décrit.

Enfin, le troisième chapitre, recensera tout le travail expérimental fait, en exposant tous les effets MO précédemment démontrés. L'étude du potentiel d'application des fibres fonctionnalisées dans le domaine des capteurs fibrés pour la mesure magnétique est proposée avec différentes conditions externes dont celle de la mesure sous haute dose de radiations.

Chapitre 1 : Introduction aux capteurs à fibre optique et leurs applications à la magnéto-optique pour le développement de capteurs de champs magnétiques

I.1 Capteurs à fibres optiques.....	4
I.1.1 Introduction aux fibres optiques	4
I.1.2 Les capteurs à fibre optique distribués et ponctuels.....	7
I.1.3 Tenue des fibres optiques aux rayonnements ionisants et applications aux zones d'exclusion	12
I.2 Magnéto-optique guidée et application aux fibres optiques.....	13
I.2.1 Représentation des états de polarisation	13
I.2.2 Effets magnéto-optiques	15
I.2.3 Définition des axes propres d'une fibre optique	26
I.2.4 Matériaux magnéto-optiques	27
I.3 État de l'art sur les capteurs de champs magnétiques fibrés.....	32
I.3.1 Fibre optique non fonctionnalisée.....	33
I.3.2 Dopage de la préforme.....	35
I.3.3 Fonctionnalisation par des nanoparticules magnétiques	37
I.4 Objectifs de la thèse.....	42

I.1 Capteurs à fibres optiques

I.1.1 Introduction aux fibres optiques

Depuis leur émergence courant des années 1960 [20], et avec la démocratisation qui s'en est suivi, les fibres optiques représentent un domaine de recherche prédominant dans la société d'aujourd'hui. Le développement perpétuel de cet outil clef met régulièrement à disposition de nouvelles capacités technologiques surpassant celles de certains capteurs électroniques. Une multitude de types de fibres aux propriétés différentes sont désormais disponibles du fait de la facilité de leur fabrication et de leur adaptabilité aux contraintes de recherches. Parmi les nombreux types de fibres existant, la fibre monomode G652 est celle majoritairement utilisée, notamment du fait de son omniprésence dans le secteur des télécommunications causée par l'augmentation exponentielle du transfert de données [21]. Cette fibre est schématisée sur la **FIGURE 1.1**, avec les principales couches la constituant.

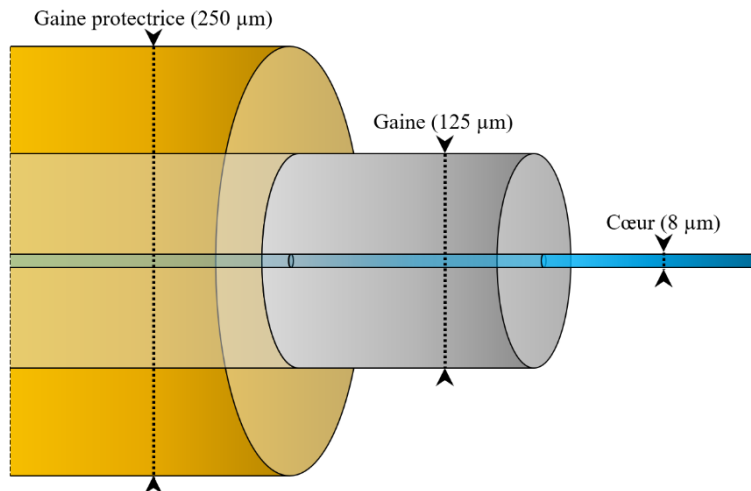


Figure 1.1 : Schéma des différentes couches constituant une fibre optique monomode conventionnelle de type G652.

Une fibre optique est le support qui permet de transporter de l'information sous forme d'une onde électromagnétique et est composée majoritairement de silice amorphe (SiO_2) bien qu'il existe aussi des fibres en polymère ou plastique (PMMA, CYTOP, etc.). Elle est généralement composée de 3 couches distinctes (**FIGURE 1.1**). Au centre, le cœur est la zone où la lumière y est confinée et va se propager. Elle est encapsulée dans une autre couche de silice, la gaine (« *cladding* » en anglais) aux propriétés très légèrement différentes, d'indice de réfraction inférieur à celui du cœur permettant ainsi la réflexion totale interne en adéquation avec les lois de Fresnel [21].

Ces deux couches sont indissociables l'une de l'autre du fait des procédés de fabrication aboutissant à la création d'une préforme de quelques centimètres de diamètre. Le tirage, s'effectuant à très haute température ($\approx 2000^\circ C$), va réduire le diamètre de la préforme, pour obtenir en règle générale, une fibre optique de 125 µm de diamètre.

Une troisième couche vient s'apposer aux deux précédentes en tant que couche protectrice mais n'est pas aussi solidaire de ces dernières. D'une épaisseur de quelques centaines de μm à plusieurs cm , et de composition variée (polymère acrylate, métallique, etc.), cette couche protectrice représente un axe de recherche majeur vis-à-vis du déploiement des fibres optiques dans différents types d'environnements. En effet, elle offre une certaine protection aux deux couches internes face aux contraintes mécaniques (pression, torsion, étirement) et environnementales (eau, liquides corrosifs, atmosphères extrêmes) [21].

Les propriétés de guidage des fibres optiques sont dépendantes des caractéristiques du cœur et de la gaine. La différence d'indice entre les deux milieux, Δn , le diamètre du cœur, d (μm), ou encore l'absorption du cœur, α (dB/km), sont les différents paramètres définissant leurs usages.

Ainsi, une fibre possédant un cœur de plusieurs dizaines de μm ($50 \mu\text{m}$ ou $62.5 \mu\text{m}$), est nommée multimode du fait de la possibilité d'avoir différents modes de propagation dans une même fibre, dont l'objectif initial est d'emmagasiner le plus de signal possible. Des techniques de multiplexages à l'aide de différentes longueurs d'onde permettent d'accroître la quantité de données transmises [21]. En revanche les atténuations sont assez fortes pour les fibres multimodes, de plusieurs dB/km , soit une transmission qui ne peut excéder quelques kilomètres. Plusieurs variantes existent pour viser à augmenter la qualité du signal, et à augmenter la largeur de bande passante. On peut ainsi retrouver des cœurs à gradient d'indice plutôt qu'à saut d'indice, qui présentent une variation plus subtile d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine. Les fibres multimodes restent principalement utilisées pour de la communication sur de courtes distances ou en recherche pour une captation maximale d'intensité lumineuse.

En opposition, les fibres monomodes sont déployées massivement dans le réseau de communication mondial pour leurs débits très importants, jusqu'à une centaine de fois supérieures aux fibres multimodes, et pour leurs faibles pertes [21]. Ici, les pertes sont de quelques dixièmes de dB/km offrant la possibilité de transporter le signal sur des milliers de kilomètres lorsqu'elles sont associées à des amplificateurs [22].

Le cœur étant plus petit que dans le cas des fibres multimodes, la lumière traverse la fibre en « ligne droite », aboutissant logiquement sur moins de pertes et sur un gain de débit.

La détermination du type de fibre passe par l'étude de la fréquence normalisée (v) dépendant de la longueur d'onde d'utilisation (λ), du rayon du cœur de la fibre (r), ainsi que de son ouverture numérique ($O.N = \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}$). Ainsi, la fibre sera considérée comme monomode si la fréquence normalisée satisfait la condition suivante [23]:

$$v = \frac{2\pi}{\lambda} * r * \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} < 2.405 \quad (1)$$

Une fibre optique monomode peut être multimode dans certaines conditions dont celle d'avoir une longueur d'onde d'utilisation inférieure à sa longueur d'onde de coupure (limite de

λ qui ne satisfaisant plus la relation (1)). Ainsi, une fibre monomode à petit cœur ($< 10 \mu\text{m}$) dans le proche infrarouge pourra être multimode dans le visible, et une fibre à gros cœur dans le proche infrarouge pourra être monomode dans l'infrarouge lointain.

Par ailleurs, suite à la présence résiduelle de liaisons OH dans les fibres (induisant des pertes), comme illustrée sur la **FIGURE 1.2**, différentes bandes spectrales sont privilégiées afin de limiter ces pertes. Cela a induit un développement conséquent de composants optiques, de sources et de capteurs orientés pour des longueurs d'onde bien spécifiques [24].

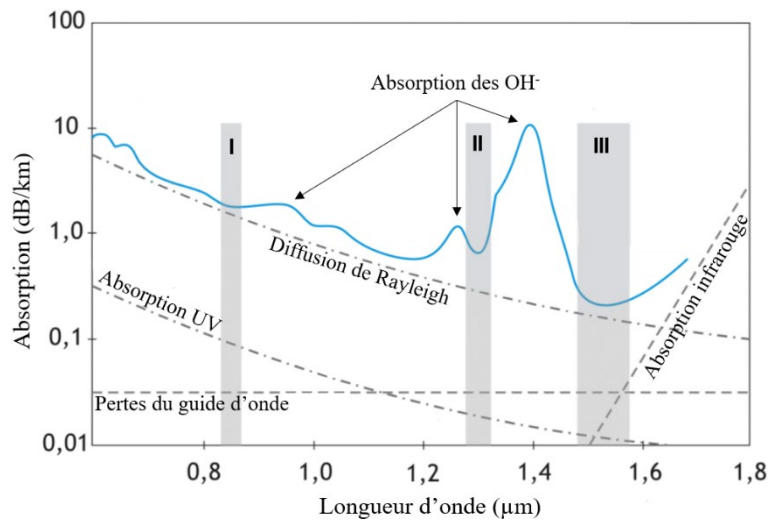


Figure 1.2 : Absorption linéique d'une fibre optique composée de silice pure en fonction de la longueur d'onde. I, II et III sont les fenêtres de transmission communément utilisées centrées respectivement autour de 850, 1310 et 1550 nm.

La bande autour de 1550 nm présente le moins de pertes, inférieures à 0,2 dB/km pour les fibres dites « *ultra-low loss* » en anglais (**FIGURE 1.2**). En revanche, peuvent venir s'ajouter à ces pertes intrinsèques, des pertes externes telles que celles obtenues par courbures, par soudures ou par la réalisation de connexions entre fibres. En effet, une mauvaise connexion peut faire perdre plusieurs dB. Par rapport aux absorptions linéiques, les longueurs d'onde du visible sont assez peu exploitables sur de longues distances, sans oublier la longueur d'onde de coupure qui a pour conséquence de transformer la fibre monomode en multimode. Notre étude se focalisera donc sur la fenêtre III, principalement à 1550 nm, et d'autant plus pour la grande accessibilité des composants dans cette gamme (« *commercial off-the-shelf* » : COTS).

Les fibres optiques peuvent être simplement utilisées comme moyen de transport de l'information. Par exemple, elles permettent la transmission d'images pour un usage en tant que caméra fibrée, notamment dans le milieu médical où des contraintes volumétriques sont à prendre en considération [25].

Elles peuvent aussi servir de capteurs à part entière, c'est-à-dire que des phénomènes physiques pourront avoir un effet sur la lumière se propageant dans la fibre. Les conséquences y seront mesurables en transmission ou en réflexion. Ainsi, un changement de température, de pression, de courbure ou encore de pertes, pourra moduler les paramètres de propagation de la lumière tels que son intensité ou sa polarisation [26].

I.1.2 Les capteurs à fibre optique distribués et ponctuels

Les fibres optiques, en tant que capteurs intrinsèques, vont permettre de réaliser deux types de mesures distinctes. Dans un premier temps, on considère les mesures distribuées (aussi appelées réparties), c'est-à-dire que chaque segment de la fibre se comporte comme un capteur [26]. Les fibres peuvent aussi se comporter comme des capteurs ponctuels, lorsque la zone de mesure est fonctionnalisée. C'est notamment le cas lors d'une inscription d'un réseau de Bragg [27].

I.1.2.1 Types de diffusion

Plusieurs phénomènes de diffusion entrent en jeu lors d'une mesure distribuée. Cette dernière repose sur trois types de rétrodiffusion : Rayleigh, Brillouin et Raman [26], [28]. La rétrodiffusion Rayleigh est élastique, c'est-à-dire que la longueur d'onde de la lumière est inchangée. Les deux autres rétrodiffusions sont inélastiques, et font apparaître un décalage en longueur d'onde de part et d'autre de la longueur d'onde d'excitation, Stokes et anti-Stokes.

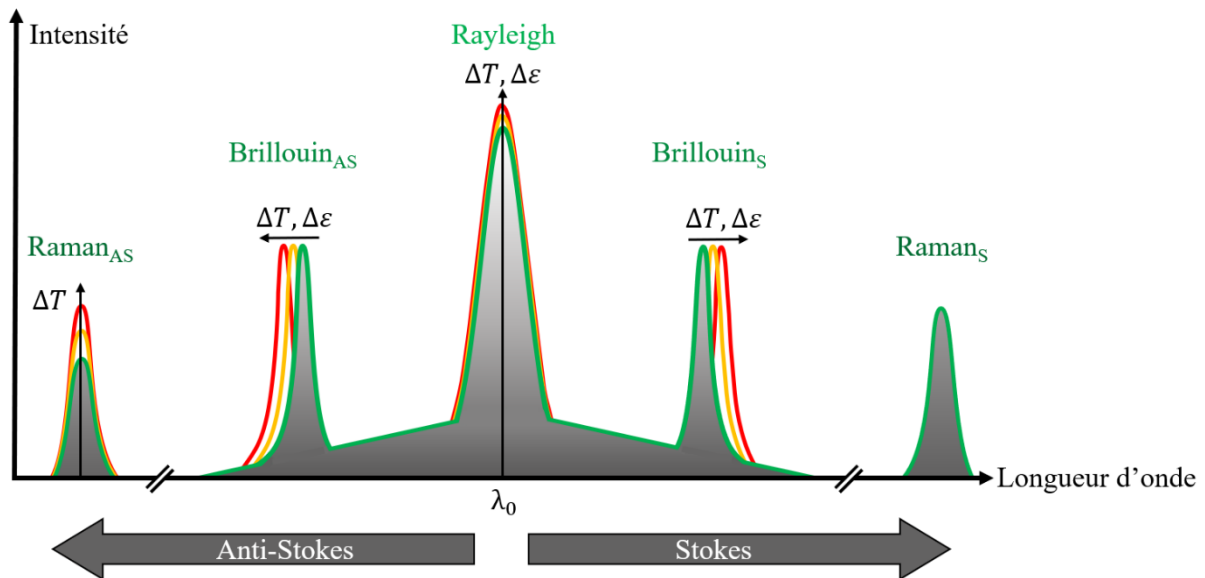


Figure 1.3 : Les différents types de rétrodiffusion associés à leurs variations en fonction des mesurandes.

Ces différents pics de rétrodiffusion peuvent être affectés par des stimuli externes comme la variation de température (ΔT) ou la variation de contrainte exercée sur la fibre par déformation ($\Delta \epsilon$).

La diffusion Rayleigh, repose sur l'interaction d'une onde avec les fluctuations de permittivité électrique / indice de réfraction du cœur. Même si les fibres sont très pures et avec très peu de défauts intrinsèques [26], conduisant à des pertes minimales notamment à 1550 nm,

la fibre parfaite n'existe pas. Une portion non-négligeable de la lumière est rétrodiffusée, propagée dans le sens inverse, en direction de la source et ce sans perte d'énergie.

La diffusion Rayleigh est le type de diffusion le plus intense et est uniforme le long de la fibre optique du fait de l'homogénéité des défauts. Cette diffusion, inversement proportionnelle à la puissance 4 à la longueur d'onde, est notamment connue pour être responsable de la couleur du ciel.

Si on considère les deux autres types de diffusion inélastiques, dont la longueur d'onde est différente de celle du signal incident [26], on remarquera que pour chacune d'entre elles il existe une composante Stokes et anti-Stokes symétriques par rapport à la longueur d'onde initiale. Leurs énergies caractéristiques sont respectivement plus faibles et plus élevées après la rétrodiffusion (**FIGURE 1.3**).

La diffusion Brillouin, correspond à l'interaction de l'onde optique avec une onde acoustique. C'est-à-dire une diffusion des photons sur les phonons acoustiques de la fibre. La diffusion Brillouin est dépendante des variations de température (ΔT) et des déformations ($\Delta \varepsilon$) par rapport à une référence T_0 et ε_0 . Plus elles seront importantes, plus le décalage en fréquence (ν_B) sera important, tel que [29] :

$$\nu_B(T, \varepsilon) = C_\varepsilon \Delta \varepsilon + C_T \Delta T + \nu_B(T_0, \varepsilon_0) \quad (2)$$

Avec C_ε , le coefficient de déformation et C_T , le coefficient de température.

Enfin, la diffusion Raman, repose sur la diffusion des photons par interaction avec une onde acoustique de plus grande énergie. L'interaction de l'onde électromagnétique avec le réseau cristallin va produire un phonon par perte d'énergie (Stokes) qui pourra être absorbé par la suite (anti-Stokes).

La diffusion Raman est présentée d'un point de vue quantique sur la **FIGURE 1.4**. Le diagramme présente l'interaction d'un photon d'énergie $\hbar\omega_0$ avec une molécule du milieu, dont l'état fondamental est E_1 , et E_2 est l'état excité. Le photon incident est défini par sa pulsation ω_0 et \hbar , la constante de Planck réduite. Le système, à l'état fondamental E_1 ou excité E_2 , peut être excité à un état virtuel E_3 ou E_4 par absorption du photon. Ces états virtuels sont interdits et induisent une diffusion immédiate dans un état d'énergie plus faible [30].

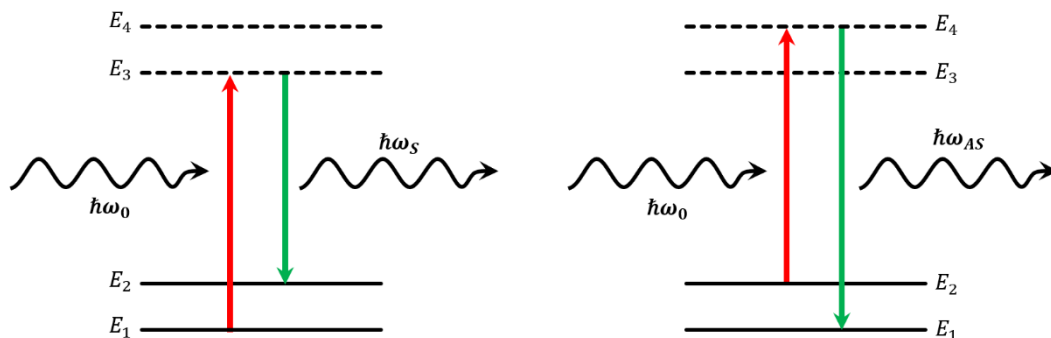


Figure 1.4 : Diagramme de la diffusion Raman selon les composantes Stokes et anti-Stokes [30].

Pour la diffusion Stokes Raman, la molécule fait la transition E_1 vers E_3 puis vers E_2 . La pulsation ω_S est plus faible que la pulsation originelle ω_0 . La différence de pulsation créée par cette transition excite un phonon tel que $\Delta E = \hbar(\omega_0 - \omega_S)$. Pour la diffusion anti-Stokes Raman, la molécule est dans un état vibrationnel non-fondamental et par absorption d'un photon fait la transition E_2 vers E_4 puis vers E_1 . La désexcitation, cette fois-ci jusqu'à l'état fondamental, va produire un photon dont la fréquence est supérieure à l'état initial [30].

Par conséquent, il est à noter que la quantité de photons Raman Stokes est plus élevée que la quantité de photons Raman anti-Stokes, car la probabilité de présence simultanée d'un photon et d'un phonon est plus faible que la génération d'un phonon par excitation de la molécule. Ainsi lorsque la température varie, la probabilité d'avoir des photons Raman anti-Stokes est plus élevée du fait de l'agitation thermique. La mesure, en température uniquement, porte alors sur l'évolution du ratio entre les raies Stokes et anti-Stokes [31], [32].

$$R(T) = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_{as}} \right)^4 e^{\frac{ch\Delta\nu}{kT}} \quad (3)$$

Avec λ_s et λ_{as} , les longueurs d'onde de chaque raie, et $\Delta\nu$ le décalage fréquentiel Raman par rapport à la lumière incidente.

I.1.2.2 Techniques de mesures distribuées

Pour déterminer la localisation des perturbations induites sur la fibre, il faut pouvoir mesurer le temps ou la distance parcourus par la lumière depuis la perturbation pour atteindre le détecteur. Puisqu'il s'agit d'une mesure par rétrodiffusion, l'appareil de mesure joue à la fois le rôle de la source laser, mais aussi le rôle du détecteur. Les réflectomètres peuvent être séparés en deux familles d'appareils utilisant des méthodes de mesure différentes : la réflectométrie temporelle, OTDR (« *Optical Time Domain Reflectometry* »), et la réflectométrie fréquentielle, OFDR (« *Optical Frequency Domain Reflectometry* ») [33].

La première famille d'appareils, les OTDR, mesurent les temps de vol de la lumière dans la fibre en y envoyant des impulsions. Une analyse temporelle, et par conséquent spatiale est faite et permet de mesurer la quantité de signal rétrodiffusé.

De cette manière, les informations spatiales sont connues sur les zones où la rétrodiffusion est plus forte. Une plus forte diffusion est synonyme d'une zone de perturbation sur la fibre, que ce soit par soudure, cassure, torsion, ou peut être associée à une variation de température.

Il s'agit de la technique de réflectométrie la plus utilisée, lorsqu'elle est associée à la diffusion Rayleigh, principalement pour les télécommunications. Elle permet ainsi de localiser les endroits où des ruptures de signaux et des perturbations liées à l'environnement sont présentes, sur de grandes distances. Les diffusions Brillouin et Raman sont aussi exploitées par mesure temporelle.

Avec cette méthode, les portées de mesure dépassent la dizaine de kilomètres, mais sont limitées à une précision de l'ordre du mètre.

La seconde famille d'appareils, les OFDR, mesurent des interférences, soit par un balayage fréquentiel de la source, soit en ayant recours à une source large bande. Elles sont ensuite traitées par transformées de Fourier afin d'avoir l'information en fonction de la position.

Dans ce cas, les résolutions spatiales atteintes peuvent être millimétriques, et ces interféromètres peuvent sonder jusqu'à des distances de 2 km [34]. Les applications de ces mesures dans le domaine fréquentiel tournent autour des composants fibrés et des structures de photonique intégrée déployés dans l'avionique, l'automobile, les data center, mais aussi la recherche expérimentale [33].

En somme, la mesure par rétrodiffusion Rayleigh est une mesure relative et est sensible aux variations de température de $\pm 0.1^\circ\text{C}$ et aux déformations de $1 \mu\text{m.m}^{-1}$ [26], [33]. La portée de la mesure peut atteindre 2 km avec une résolution spatiale millimétrique [34].

La mesure par rétrodiffusion Brillouin est une mesure relative et est sensible aux variations de température de $\pm 1^\circ\text{C}$ et aux déformations de $10 \mu\text{m.m}^{-1}$. La portée atteinte est de plusieurs dizaines de kilomètres avec une résolution spatiale au mètre [35].

Enfin, la mesure par rétrodiffusion Raman est une mesure absolue, et est uniquement sensible aux variations de température de l'ordre de $\pm 0.1^\circ\text{C}$ [26]. La portée peut atteindre une dizaine de kilomètres avec une résolution métrique.

Les deux méthodes de mesures associées aux trois phénomènes de diffusion offrent de multiples possibilités pour la mesure distribuée.

Par exemple, sur des distances très longues, dont les mesures de déformations doivent être monitorées (surveillance de bâtiments, tunnels, ou autres structures) il est préférable de choisir la rétrodiffusion Brillouin OTDR. En revanche, pour une mesure en température, sur de longues distances, avec une totale insensibilité aux contraintes, il est préférable de faire intervenir le Raman OTDR pour des applications comme la surveillance de pipeline ou pour des utilisations dans diverses structures sensibles. Le Rayleigh OTDR, lui est utilisé dans le cadre d'applications dans les télécommunications. Finalement, pour des mesures plus localisées, avec la possibilité de suivre à la fois l'évolution des contraintes et la température alors on privilégiera la mesure par rétrodiffusion Rayleigh OFDR.

Ainsi, associées aux bons systèmes de détections, les fibres optiques conventionnelles peuvent être d'excellents détecteurs distribués.

I.1.2.3 Réseaux de Bragg

Des mesures ponctuelles peuvent être réalisées de manière précise dans les fibres optiques si la zone à sonder est très sensible aux variations externes. Cette sensibilité accrue peut se faire à l'aide de réseaux de Bragg dont les propriétés de réflexion et de transmission sont affectées par l'évolution du milieu extérieur. Il s'agit d'une section de fibre localisée dont la modulation de l'indice du cœur a été faite à l'aide d'un laser, résultant en une succession régulière de zones d'indice de réfraction différentes [27]. L'inscription du réseau peut se faire de plusieurs

manières : soit par l'utilisation d'un masque de phase et d'un laser UV ou bien par des impulsions femto/nanoseconde focalisées dans le cœur, dont le point d'impact est déplacé d'une période entre chaque impact [27].

Le réseau en découplant, présenté en **FIGURE 1.5**, possède une période notée Λ_B contrôlable par le pas de chaque impact du laser ou de la période du masque. Le réseau va agir comme un miroir pour une longueur bien spécifique, selon différents ordres de diffraction m . La longueur d'onde de Bragg, λ_B , issue de cette fonctionnalisation, est déterminée à partir du pas et de l'indice effectif du mode fondamental de la fibre tel que :

$$m\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda_B \quad (4)$$

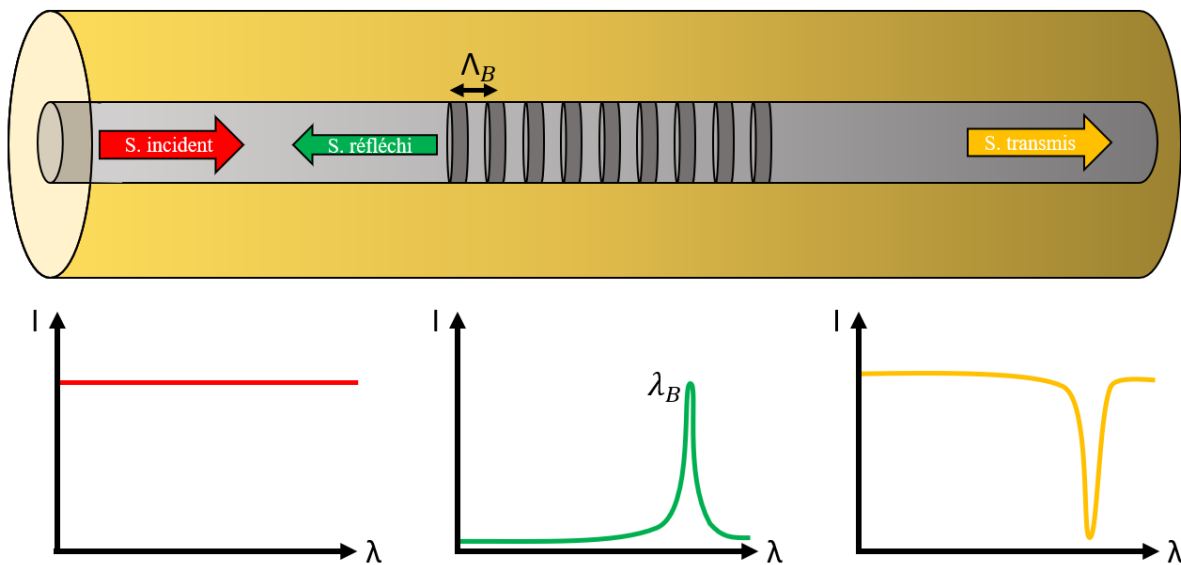


Figure 1.5 : Réseau de Bragg dans une fibre optique avec ses spectres incidents, de réflexion et de transmission associés.

Il est possible d'avoir plusieurs réseaux de Bragg dans une même fibre ayant différents pas et, de ce fait, différentes longueurs d'onde de réflexion. Dans un contexte de capteur, il est possible de répartir plusieurs réseaux de Bragg sur toute la longueur de la zone à étudier. Si des paramètres extérieurs influencent suffisamment la fibre pour venir y modifier l'indice effectif et/ou la période du réseau, un décalage pourra être observé dans les spectres de réflexion et de transmission. Un tel dispositif est régulièrement utilisé en ingénierie civile, où les réseaux sont implémentés autour ou dans des structures pour surveiller leur évolution [27]. Des mesures de déformations (par allongement ou rétrécissement), de variations de température et de vibration peuvent être réalisées de cette façon.

En somme, les fibres optiques, associées aux bons composants et à diverses techniques peuvent être d'excellents capteurs et surpasser ce qu'il se fait en électronique en étendant leurs gammes d'usage. Grâce à la réflectométrie et le développement de la mesure distribuée [33] ou la fonctionnalisation par les réseaux de Bragg, des mesures précises de température et de déformation peuvent être faites. Par ailleurs, d'autres types de mesures annexes sont également

possibles, elles reposent généralement sur l'exploitation de l'une de ces composantes pour en tirer le mesurande voulu.

De plus, des mesures de champs magnétiques exploitent la rétrodiffusion, reposant sur le principe de la variation de polarisation [36], [37], et sur l'ajout de composants, tel qu'un analyseur. Cette méthode de mesure, associée à la loi de Malus, sera présentée en détails dans la suite de ce chapitre.

Enfin, les fibres optiques présentent des propriétés de multiplexage, de mesure en temps réel et d'une résistance notable permettant la réalisation de mesures sous rayonnement ionisant [38].

I.1.3 Tenue des fibres optiques aux rayonnements ionisants et applications aux zones d'exclusion

La nécessité croissante de disposer d'informations métrologiques à l'aide de capteurs fibrés dans des domaines aussi larges que le génie civil (énergie, pipelines, bâtiments), l'espace ou l'industrie nucléaire [33], [39], [40], aboutit parfois à leur déploiement dans des environnements extrêmes, nommés zones d'exclusion. Il s'agit de conditions d'utilisations présentant de fortes variations de température, d'importantes contraintes de déformations et la présence de rayonnements ionisants. Dans ces zones, en l'absence d'implémentation de technique de mitigation, tous les capteurs électroniques ne peuvent résister [41]. Nous focaliserons cette section sur la tenue aux rayonnements ionisants des fibres optiques.

Les fibres optiques constituées d'un matériau diélectrique (silice pure ou dopée), peuvent être considérées comme insensibles aux perturbations électromagnétiques, retrouvées dans des environnements radiatifs [39]. Cependant, soumises aux radiations, des défauts ponctuels microscopiques vont apparaître ou être modifiés, pouvant laisser place à un changement dans la propagation du signal [16], [42]. L'effet le plus étudié est l'atténuation induite par radiations (RIA : « *Radiation Induced Attenuation* »), dont l'amplitude est dépendante de la dose totale absorbée, du débit de dose, de la température, mais aussi des constituants même de la fibre [38]. La RIA est définie comme telle :

$$RIA = -10 \log_{10} \left(\frac{I_{rad}}{I_0} \right) \quad (5)$$

Avec I_0 , le signal transmis avant irradiation et I_{rad} , le signal pendant ou après irradiation.

Les fibres faites de silice pure sont les plus à même de résister à des doses élevées, tout en conservant leurs propriétés de transmission du signal. L'ajout de certains constituants dopants dans la préforme auront à l'inverse un effet très sensibilisant aux radiations pour des mesures de dosimétrie [43]. Les pertes supplémentaires créées par l'apparition de défauts peuvent être minimisées ou exploitées selon l'application voulue [44]. Ces défauts sont associés à des bandes d'absorptions spécifiques qui diminuent la transparence du matériau.

Les particules hautement énergétiques ont des conséquences sur tout type de matériaux, par exemple par arrachage électronique ou atomique. L'unité définissant l'absorption des rayonnements par le matériau est le gray (Gy), équivalent à 100 rad . Il s'agit donc d'énergie absorbée par unité de masse ($J \cdot kg^{-1}$), et est variable pour chaque matériau. On définit deux autres paramètres liés aux irradiations, la dose et le débit de dose. Le débit de dose est la dose absorbée pour chaque unité de temps tandis que la dose correspond à la quantité totale d'énergie ionisante absorbée.

Dans les zones d'exclusion (comme les installations nucléaires à fission et à fusion expérimentale [38]), peuvent être retrouvées des doses accumulées supérieures à 10^{10} gray (10 GGy), et des débits de dose jusqu'à $10^7 Gy/h$. En somme, il s'agit là d'un environnement extrêmement hostile pour tout dispositif électronique classique, tandis que certains capteurs à fibres optiques sont encore aptes à réaliser des mesures de température, de déformation ou d'autres paramètres environnementaux [40].

En conclusion, les fibres optiques sont de très bons outils, aussi bien pour transporter de l'information que pour servir de capteurs. Leurs démocratisations dans de nombreux domaines permettent d'obtenir des mesures toujours plus précises et diversifiées. Un processus de fonctionnalisation peut être utilisé pour leur ajouter certaines capacités, et c'est ce que nous verrons avec les matériaux magnéto-optiques pour une mesure sous un champ magnétique.

I.2 Magnéto-optique guidée et application aux fibres optiques

L'influence d'un champ magnétique sur la lumière qui interagit dans un matériau magnéto-optique (MO) se répercute sur son intensité, sa polarisation ou sur sa phase. Le principal intérêt de la MO réside dans sa non-réciprocité qui est mise à profit dans des dispositifs optiques tels que des isolateurs [45], [46] ou encore dans des capteurs de champs magnétiques [47] causés par ces différents effets MO.

Cette partie se focalisera sur les effets MO associés à l'intégration de ces matériaux, notamment en configuration guidée, dans les fibres optiques, et sur quelques rappels nécessaires à la mesure polarimétrique.

I.2.1 Représentation des états de polarisation

Les effets MO se manifestent généralement par une modification de la polarisation de la lumière. Ils peuvent donc être caractérisés à l'aide de différents dispositifs polarimétriques.

Pour représenter l'évolution de la polarisation, nous avons décidé d'utiliser le formalisme de Stokes, où la lumière est représentée par le vecteur éponyme \vec{S} , contenant un paramètre d'intensité (S_0) et trois paramètres de polarisation (S_1, S_2, S_3).

Ce formalisme est bien adapté à l'étude de la lumière, qu'elle soit totalement ou partiellement polarisée. À ce titre, on définit le degré de polarisation (DOP) par le ratio :

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad \begin{cases} DOP = 1 & \text{lumière totalement polarisée} \\ 0 < DOP < 1 & \text{lumière partiellement polarisée} \\ DOP = 0 & \text{lumière non polarisée} \end{cases} \quad (6)$$

Le vecteur de Stokes et son évolution peuvent être représentés sur la sphère de Poincaré, introduite par Jerrard [48] en 1954 exposée en **FIGURE 1.6**. Il s'agit de la sphère de rayon S_0 , sur laquelle un point quelconque représente un état de polarisation de coordonnées $\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$.

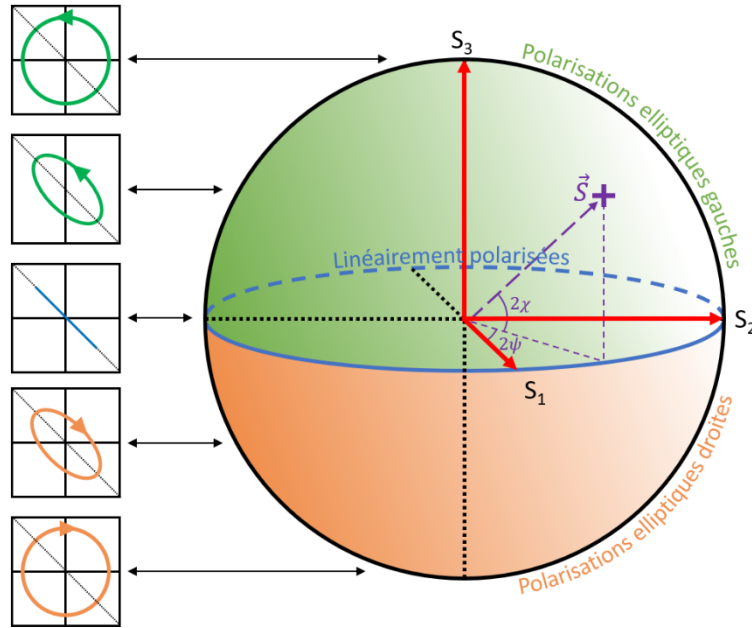


Figure 1.6 : Représentation de la polarisation sur la sphère de Poincaré.

Ce point est également caractérisé par sa longitude 2ψ et sa latitude 2χ . ψ et χ étant respectivement l'azimut et l'ellipticité de l'onde lumineuse.

Sur cette sphère les états de polarisation rectilignes sont situés sur l'équateur ; dans l'hémisphère nord (respectivement sud) se trouvent les polarisations elliptiques gauches (droites) et les pôles représentent les polarisations circulaires.

Le passage entre l'ensemble longitude et latitude et le vecteur de Stokes peut être réalisé avec l'expression ci-dessous :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_0 \\ I_p \cos 2\psi \cos 2\chi \\ I_p \sin 2\psi \cos 2\chi \\ I_p \sin 2\chi \end{pmatrix} \quad (7)$$

Avec I_0 , et I_p respectivement les intensités lumineuses totales et polarisées.

L'inverse est réalisé avec les expressions suivantes :

$$2\psi = \text{atan} \frac{S_2}{S_1} \quad (8)$$

$$2\chi = \text{atan} \frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \quad (9)$$

Comme nous le verrons au chapitre 3, l'évolution de la polarisation en fonction du champ magnétique peut être représentée soit sur la sphère de Poincaré soit sur le planisphère latitude-longitude.

I.2.2 Effets magnéto-optiques

I.2.2.1 En espace libre

Un des effets MO les plus connus est l'effet Faraday schématisé en **FIGURE 1.7**. Il s'agit d'un phénomène MO en transmission venant modifier la polarisation du champ électromagnétique lorsque le matériau traversé est soumis à un champ magnétique longitudinal, c'est-à-dire dans la même direction que la propagation de la lumière [2], [49].

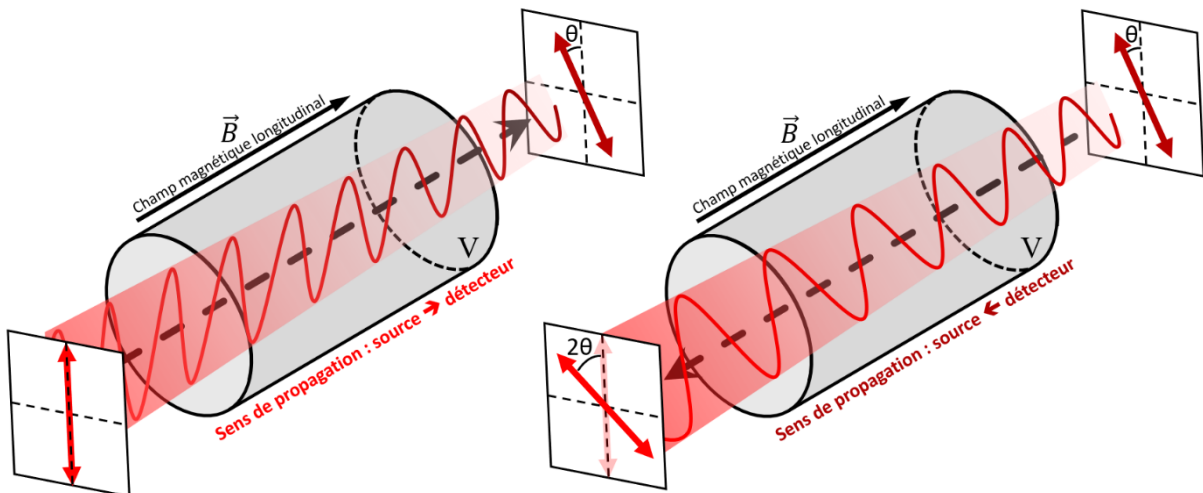


Figure 1.7 : Schéma de la rotation Faraday à travers un matériau soumis à un champ magnétique longitudinal dans le sens de propagation de la lumière. Le trajet retour conduit au doublement de l'effet initial en transmission.

En espace libre, le résultat de la traversée par l'onde lumineuse du matériau ainsi magnétisé est une rotation du plan de polarisation d'un angle θ . Cette rotation est proportionnelle :

- À l'épaisseur du matériau, il s'agit donc d'un effet cumulatif
- À l'aimantation du matériau
- À une constante propre au matériau et dépendant de la longueur d'onde

On distingue deux cas de figures. Dans le premier cas de figure, le matériau est de type para ou diamagnétique, dont fait partie la silice, constituant les fibres optiques [50]–[54], et plus généralement les matériaux diélectriques transparents. Dans cette configuration, l'aimantation est proportionnelle au champ magnétique appliqué \vec{B} , et la constante propre au matériau, ici appelée la constante de Verdet V , est liée à la dispersion de son indice optique. On a alors une parfaite proportionnalité entre la rotation, le champ appliqué et la longueur d'application L du champ. On peut ainsi écrire l'équation bien connue :

$$\theta = VBL \quad (10)$$

Dans le second cas de figure, le matériau est de type ferro/ferrimagnétique. L'aimantation n'est alors plus proportionnelle au champ magnétique appliqué et présente une saturation. La constante propre au matériau, dépend fortement de la longueur d'onde puisqu'elle est liée aux transitions dia ou paramagnétiques des ions magnétiques constituant le matériau.

L'effet Faraday en espace libre s'explique par l'apparition d'une anisotropie circulaire du milieu, autrement dit de la biréfringence circulaire magnétique. Cette anisotropie est une conséquence de l'effet Zeeman, qui traduit la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie électronique des particules/atomes aboutissant à l'obtention de deux polarisations propres distinctes entre la lumière polarisée circulaire gauche et la lumière polarisée circulaire droite [55]. Les indices effectifs correspondant chacun à un mode de propagation, initialement identiques, deviennent différents sous l'application d'un champ magnétique [2]. La propagation de la polarisation décomposée, aura pour conséquence de faire tourner la polarisation à la sortie du matériau lors de leur recombinaison [49].

La singularité de l'effet Faraday est sa non-réciprocité (**FIGURE 1.7**), c'est-à-dire que la biréfringence circulaire induite par le champ magnétique dépend directement de l'orientation du champ et non de celle de la direction de propagation de la lumière [49]. L'un des impacts qu'a cette propriété est observé lors de la traversée du matériau par la lumière dans les mêmes conditions, mais en sens retour (par la présence d'un miroir ou par un phénomène de rétrodiffusion). Cela ne conduit pas à l'annulation de l'effet, mais au doublement de la rotation Faraday.

C'est cette propriété de non-réciprocité qui est utilisée pour les isolateurs optiques. En effet, le principe est d'éviter toute perturbation induite par la rétrodiffusion du signal lumineux dans la source, en utilisant un rotateur Faraday à 45° associé à un polariseur. Lors du retour d'une partie rétrodiffusée du signal, on a donc une rotation totale de polarisation de 90° , qui repasse au travers du polariseur désormais orienté à 90° par rapport à la lumière. Le signal rétrodiffusé est alors parfaitement bloqué.

Pour approfondir la description phénoménologique précédente, on peut repartir de l'équation d'onde. La propagation de l'onde plane, dans un milieu diélectrique doit vérifier l'équation suivante :

$$k^2 \vec{E}_0 - (\vec{k} \cdot \vec{E}_0) \vec{k} = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}_0 \quad (11)$$

Avec c , la vitesse de la lumière dans le vide, ε_0 , le tenseur de permittivité du vide, \vec{k} le vecteur d'onde et ε , le tenseur de permittivité du matériau traversé.

Tout matériau possède un tenseur de permittivité ε qui, en l'absence d'anisotropie, est un tenseur diagonal ($\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$).

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{xx} \end{pmatrix} \quad (12)$$

Où $\varepsilon_{xx} = N^2$, avec $N = n - i\kappa$, l'indice de réfraction complexe du matériau.

Dans le cas de l'application d'un champ magnétique longitudinal, le tenseur de permittivité initial va se voir ajouter un tenseur de perturbation. On considère la propagation de la lumière selon l'axe z , de ce fait si un champ magnétique longitudinal (parfois appelé polaire [56]) est appliqué, alors ce tenseur de perturbation sera $\Delta\varepsilon_z$. Les composants de ce tenseur qui apparaissent sont les deux termes hors-diagonaux ε_{xy} et ε_{yx} tels que :

$$\Delta\varepsilon_z = \begin{pmatrix} 0 & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{xy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

Avec $\varepsilon_{xy} = \Re(\varepsilon_{xy}) + \Im(\varepsilon_{xy})$. Ce paramètre définit l'intensité de l'effet Faraday. Les composantes réelles et imaginaires sont distinctes et dépendantes de la longueur d'onde, comme illustrées sur la **FIGURE 1.8**. Ces valeurs sont obtenues pour notre matériau de référence, un ferrofluide aqueux contenant 1 % de nanoparticules de ferrite de cobalt [4].

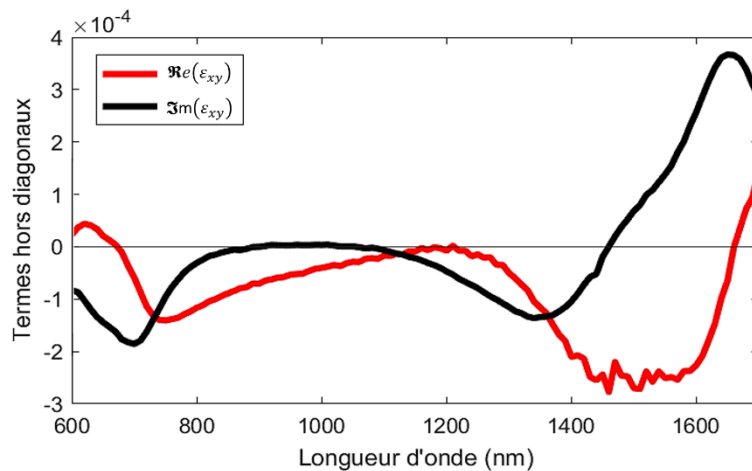


Figure 1.8 : Représentation des parties réelle et imaginaire du tenseur de permittivité du ferrite de cobalt [4], obtenues avec un ferrofluide aqueux de fraction volumique 1 %.

Pour un tel tenseur de permittivité, la résolution des équations de Maxwell montre que seules deux types d'onde peuvent se propager sans altération [2] :

- Les vibrations de polarisation circulaires droites, notées E_D , se propageant avec un indice :

$$n_D = \sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy}} \quad (14)$$

- Les vibrations de polarisation circulaires gauches, notées E_G , se propageant avec un indice :

$$n_G = \sqrt{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}} \quad (15)$$

Ces polarisations droite et gauche constituent les états propres de propagation, constituant une base sur laquelle une polarisation incidente linéaire peut se décomposer en deux vibrations de même amplitude.

Au bout d'une longueur L , ces deux ondes se propageant à des vitesses différentes, se retrouvent déphasées d'une quantité [2]:

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} L * \Re e(n_D - n_G) \quad (16)$$

En sortie du matériau aimanté, la recombinaison de ces deux ondes donne une polarisation qui aura tournée d'un angle [2]:

$$\theta_F = \frac{\Phi}{2} = \frac{\pi}{\lambda} L * \Re e(\sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy}} - \sqrt{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}}) \approx \frac{\pi L \Re e(\varepsilon_{xy})}{\lambda \sqrt{\varepsilon_{xx}}} \quad (17)$$

Par ailleurs, le terme ε_{xy} pouvant également avoir une partie imaginaire non nulle, les ondes E_D et E_G ne sont pas absorbées de la même manière (comme exposé en **FIGURE 1.9**), produisant ainsi un phénomène de dichroïsme circulaire.

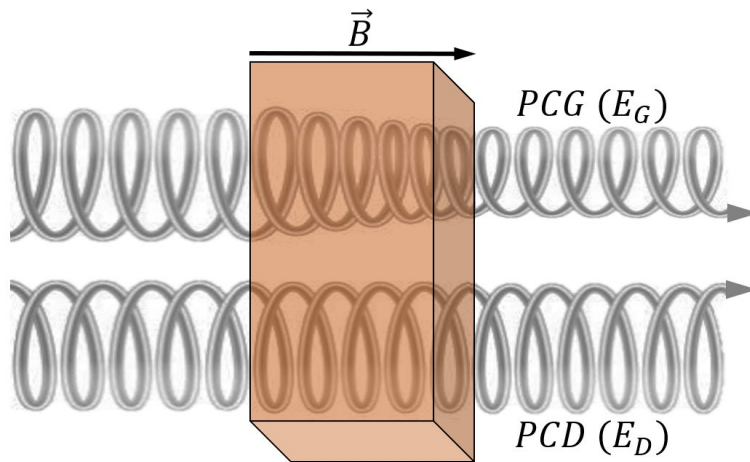


Figure 1.9 : Dichroïsme circulaire induit par l'application d'un champ magnétique longitudinal. Une absorption différentielle entre les deux polarisations propres modifie l'ellipticité.

Ceci conduit à une modification de l'ellipticité de la polarisation émergente. Dans le cas d'une polarisation incidente linéaire, il apparaît ainsi en sortie du matériau une ellipticité Σ_F [2] :

$$\Sigma_F \approx \frac{\pi L \Im(\epsilon_{xy})}{\lambda \sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (18)$$

Ainsi, progressivement, lors de la propagation de l'onde lumineuse dans le matériau, les deux polarisations propres, se déphasent l'une par rapport à l'autre, et s'atténuent progressivement. Ces effets sont rassemblés sous le nom de rotation Faraday spécifique complexe.

Dans notre étude, ont été comparés deux types de matériaux, les matériaux diamagnétiques (silice/verre), et un matériau ferromagnétique (ferrite de cobalt : **FIGURE 1.8**).

Pour le cas des matériaux diamagnétiques, il existe une dépendance entre l'amplitude du champ appliqué et le terme hors-diagonal du tenseur de permittivité. Ainsi Δn et $\Delta \kappa$, varient linéairement avec l'application du champ, l'équation (10) est valide, et le matériau est défini avec une constante de Verdet ($0.34^\circ \cdot \text{cm}^{-1} \cdot T^{-1}$ à 1550 nm pour la silice [52]).

Pour le cas des matériaux ferromagnétiques, ils répondent à une loi de magnétisation des particules qui composent le milieu, de type Langevin. La rotation Faraday associée peut être bien plus importante. En prenant l'exemple des nanoparticules de ferrite de cobalt, à saturation, la rotation Faraday atteinte est de $200^\circ/\text{cm}$ à 1550 nm pour une concentration de 1 % de nanoparticules [57].

1.2.2.2 En configuration guidée

Nous avons précédemment vu qu'en espace libre, les effets MO s'exprimaient par une biréfringence circulaire magnéto-induite s'exerçant sur les modes propres circulaires.

En configuration guidée, comme dans les fibres optiques par exemple, seuls certains modes peuvent se propager et sont généralement majoritairement de polarisations linéaires. Pour appréhender les effets MO un guide d'onde, nous allons nous intéresser au cas d'un guide plan infini selon l'axe y et dont la lumière se propage selon l'axe z , présenté en **FIGURE 1.10**. Ce guide d'indice n_1 et d'épaisseur e est déposé sur un substrat d'indice n_2 , et surmonté d'un superstrat d'indice n_3 tel que $n_1 > n_2, n_3$. Le substrat et le superstrat sont tous deux considérés comme infinis. La propagation de la lumière se fait par réflexion totale interne du fait que le cœur du matériau, guidant la lumière, est encapsulé dans un ou plusieurs matériaux d'indices plus faibles.

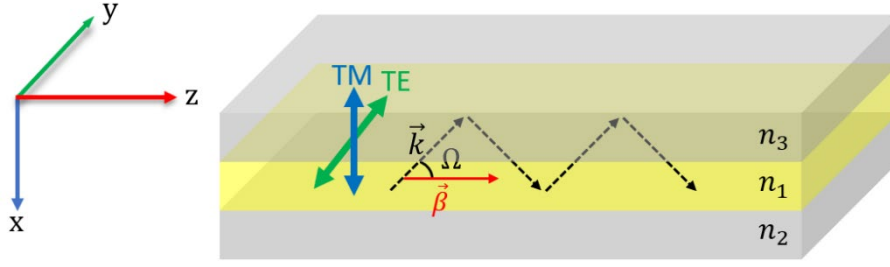


Figure 1.10 : Schématisation de la propagation des modes guidés TE et TM dans un guide plan. La propagation de la lumière se fait selon l'axe z.

Les guides d'onde plans ont leurs modes de propagation propres TE et TM. Ces modes propres sont orthogonaux entre eux dans le plan xy avec une propagation de la lumière selon z .

La constante de propagation longitudinale β , définit comment la lumière se propage dans le milieu tel que :

$$\beta = k_0 n_1 \cos(\Omega) = k_0 N_{eff} \quad (19)$$

Avec k_0 la constante de propagation dans le vide, Ω l'angle entre l'axe z et le faisceau incident se propageant dans le milieu, et enfin N_{eff} , l'indice effectif du mode guidé.

Les effets MO reposent, selon la théorie des modes couplés, sur une conversion d'énergie entre les deux modes propres de propagation sous l'influence de différentes orientations de champs magnétiques [58].

Selon que le champ est longitudinal ou transverse, différents termes hors-diagonaux apparaissent, en supposant que le matériau présente des propriétés MO, selon le tenseur de perturbation suivant :

$$\Delta\varepsilon = \begin{pmatrix} 0 & -i\varepsilon_{xy} & -i\varepsilon_{zx} \\ i\varepsilon_{xy} & 0 & -i\varepsilon_{yz} \\ i\varepsilon_{zx} & i\varepsilon_{yz} & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

Ce tenseur de permittivité peut être modifié lors de l'application d'un champ magnétique indéfini prenant en compte les trois composantes de l'espace uniquement selon le terme hors-diagonal ε_{xy} :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} \cos(\gamma) & -i\varepsilon_{xy} \sin(\gamma) \cos(\delta) \\ i\varepsilon_{xy} \cos(\gamma) & \varepsilon_{yy} & -i\varepsilon_{xy} \sin(\gamma) \sin(\delta) \\ i\varepsilon_{xy} \sin(\gamma) \cos(\delta) & i\varepsilon_{xy} \sin(\gamma) \sin(\delta) & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (21)$$

Avec γ et δ , respectivement les angles du champ magnétique par rapport à l'axe z et x .

Ce tenseur, issu du tenseur de perturbation $\Delta\varepsilon$ du matériau MO, est responsable de tous les couplages entre les deux modes propres ou parmi leurs composantes que nous allons définir.

Avant de pouvoir décrire les effets en fonction de l'orientation du champ magnétique, il faut définir les équations générales de propagation aux modes couplés, pour le mode fondamental, selon ses deux modes propres TE et TM. Le mode transverse électrique TE, a sa polarisation uniquement selon y , tandis que le mode transverse magnétique TM, a sa polarisation selon x et z .

L'obtention de ces équations est longuement décrite au travers de la thèse de J.P. Garayt [10]. Cela permet d'aboutir aux deux équations générales de couplage pour toute interaction avec des champs magnétiques selon chacun des modes propres. Elles peuvent être décrites telles que :

$$\frac{dA_{TM}}{dz} + i(\beta - \beta_{TM})A_{TM} = \frac{ik_0^2}{2\beta} \iint \begin{pmatrix} E_{0x}^{*TM} \\ 0 \\ E_{0z}^{*TM} \end{pmatrix} \cdot \Delta\varepsilon \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} dx dy \quad (22)$$

$$\frac{dB_{TE}}{dz} + i(\beta - \beta_{TE})B_{TE} = \frac{ik_0^2}{2\beta} \iint \begin{pmatrix} 0 \\ E_{0y}^{*TE} \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \Delta\varepsilon \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} dx dy \quad (23)$$

Avec A_{TM} l'amplitude du mode TM, et à l'opposé B_{TE} l'amplitude du mode selon TE. \vec{E} est le champ électrique de l'onde plane et sa répartition selon chacune des composantes des modes propres. L'intégrale de recouvrement, présente dans les deux équations, est la projection des modes sur la surface du guide plan.

1.2.2.2.a Champ longitudinal

Dans le cas d'un champ magnétique longitudinal, selon z , dans la même direction que la propagation de la lumière, l'interaction longitudinale par couplage dans la fibre se produit entre les composantes transverses de la polarisation E_{0x}^{TM} et E_{0y}^{TE} .

L'effet Faraday, selon la théorie des modes couplés, est défini comme un couplage inter-mode [58], à savoir la conversion d'énergie d'un mode à l'autre le long de la propagation dans le milieu sous influence d'un champ magnétique longitudinal.

À partir des équations (22) et (23), ainsi que du tenseur de perturbation $\Delta\varepsilon_z$ présenté en équation (13), on peut en déduire, pour un champ longitudinal, les quatre équations suivantes [10] :

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta \varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TE} &= 0 & \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta \varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TM} &= i \varepsilon_{xy} \vec{E}_{0y}^{*TE} \vec{E}_{0x}^{TM} \\
 \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta \varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TE} &= -i \varepsilon_{xy} \vec{E}_{0x}^{*TM} \vec{E}_{0y}^{TE} & \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta \varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TM} &= 0
 \end{aligned} \tag{24}$$

Ceci, permet d'aboutir aux équations de couplage sur chacun des modes propres, selon leurs composantes x et y [10], [58] :

$$\frac{dA_{TM}}{dz} + i(\beta - \beta_{TM})A_{TM} = -\kappa B_{TE} \tag{25}$$

$$\frac{dB_{TE}}{dz} + i(\beta - \beta_{TE})B_{TE} = \kappa^* A_{TM} \tag{26}$$

Avec :

$$\kappa = \frac{\pi}{N_{eff} \lambda} \iint \varepsilon_{xy} E_{0x}^{TM} E_{0y}^{*TE} dx dy \tag{27}$$

Le terme de couplage entre les deux modes est κ (donné en $^\circ/cm$), qui régit l'évolution des amplitudes de chacune des deux composantes. L'intégrale double traduit ici la quantité de champ magnétique dans le matériau MO. Elle est donc proportionnelle au couplage.

Puisque le couplage est équilibré entre les équations (25) et (26), plusieurs paramètres sont à prendre en compte dont celui de la polarisation d'entrée. On rappelle que toute polarisation incidente est décomposable en deux polarisations propres TE et TM. De manière à optimiser la conversion, il faut rentrer spécifiquement sur l'une des polarisations. Dans le cas où la polarisation incidente se verrait être à égale répartition entre TE et TM, à savoir $A_{TM} = B_{TE}$, alors le couplage est toujours présent, mais cette fois il se compense totalement. De ce fait en apparence, il n'y aura aucun effet.

En admettant ainsi que la propagation initiale se fasse selon l'un des deux axes propres, alors tout au long de la propagation dans le milieu sous influence magnétique, se fera une conversion progressive de l'intensité sur chacun des modes. On peut alors introduire un rendement de conversion tel que :

$$R(z) = \frac{I_{TM}(z)}{I_{TE}(0)} \tag{28}$$

Il est défini comme la variation de l'intensité d'un mode par rapport à l'autre avec la polarisation d'entrée sur le mode TE pour un champ magnétique appliqué sur une distance z . Le rendement de conversion $R(z)$, peut être exprimé selon les paramètres du milieu traversé tel que [58] :

$$R(z) = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \sin^2 \left(\sqrt{\left[\kappa^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \right] z} \right) \quad (29)$$

Avec κ , le coefficient de couplage MO et $\Delta\beta$, le décalage de phase entre les constantes de propagation des deux modes.

L'amplitude du coefficient de couplage définit la distance nécessaire pour atteindre le maximum de couplage, dont le maximum est modulé par la biréfringence.

On peut exprimer la biréfringence entre les polarisations propres ΔN_{eff} , ainsi que la longueur de battement L_B et les paramètres définissant l'efficacité du couplage à partir du décalage de phase utilisé en (29).

$$\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N_{eff} = \frac{2\pi}{L_B} \quad (30)$$

La mesure de la longueur de battement est une des méthodes permettant de définir les autres constantes, afin de caractériser l'amplitude du coefficient de couplage. Elle est définie comme la longueur de champ magnétique z pour laquelle les modes propres de propagation rectilignes ne présentent plus d'effets MO : $R(0) = R(L_B) = 0$. Ainsi, à partir de l'équation (29), le rendement de conversion maximal est obtenu pour un champ magnétique propagé sur une demi-longueur de battement : $R(L_B/2) = max$. Un rendement de conversion de 1 est obtenu dans le cas d'une biréfringence nulle.

1.2.2.2.b Champ transverse

L'autre possibilité de création d'effets MO est par application d'un champ magnétique transverse, champ qui cette fois-ci est perpendiculaire à la propagation de la lumière (selon le plan xy). Ainsi d'autres termes du tenseur de permittivité deviennent non nuls.

Ces effets sont moins étudiés et moins utilisés, car les couplages qui en découlent sont d'amplitudes moindres, notamment dans le cas des fibres optiques non dopée où ces effets sont inexistantes ou trop faibles pour être visibles [59]. Cependant, nous tâcherons de démontrer ces effets pour la propagation dans des matériaux à fortes composantes hors-diagonales, comme c'est le cas de matériaux tels que le ferrite de cobalt.

Deux tenseurs de perturbation en découlent et peuvent être distingués séparément comme suit, selon que la perturbation magnétique est orientée selon l'axe x ou y :

$$\Delta\varepsilon_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i\varepsilon_{yz} \\ 0 & i\varepsilon_{yz} & 0 \end{pmatrix} \quad (31)$$

$$\Delta\varepsilon_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i\varepsilon_{zx} \\ 0 & 0 & 0 \\ i\varepsilon_{zx} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (32)$$

En prenant la mesure transverse dans sa globalité, dans la majorité des cas les deux tenseurs sont actifs simultanément, et sont fonction de l'orientation de l'angle du champ transverse.

Dans le cas précédent avec le couplage pour un champ longitudinal, les composantes x et y des deux modes sont mises à contribution, à savoir E_{0x}^{TM} et E_{0y}^{TE} .

Or, ici pour un champ transverse tout couplage entre ces deux composantes n'est plus possible et deux cas de figure se présentent suivant que l'orientation du champ magnétique est selon x ou y .

Dans un premier cas de figure, avec un champ transverse appliqué uniquement selon x , autrement dit selon TM, ce sont les composantes hors-diagonales yz du tenseur de permittivité qui sont non nulles. Le mode TM possède une composante selon x , mais aussi selon z tandis que TE uniquement selon y . De ce fait, un couplage est toujours possible entre les deux modes propres de propagation avec un couplage selon E_{0z}^{TM} et E_{0y}^{TE} . Ce couplage est de type inter-mode, puisqu'il concerne les deux modes, à la manière de l'effet Faraday, mais cette fois dans le plan yz . On peut d'ailleurs faire la remarque que le tenseur de perturbation $\Delta\varepsilon_x$ est très similaire à $\Delta\varepsilon_z$, responsable de l'effet Faraday.

La contribution en z du mode TM est, de manière générale, bien plus faible que sa composante en x . Ainsi, il faut qu'elle soit suffisamment intense pour que ce couplage soit visible par une variation de polarisation. Le nouveau tenseur de permittivité est alors le suivant :

$$\varepsilon_x = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & -i\varepsilon_{yz} \\ 0 & i\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (33)$$

Avec le tenseur de perturbation $\Delta\varepsilon_x$ (31), on peut en déduire, pour un champ transverse selon x , les quatre équations suivantes [10] :

$$\begin{aligned} \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TE} &= 0 & \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TM} &= i\varepsilon_{yz} \vec{E}_0^{*TE} \vec{E}_{0x}^{TM} \\ \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TE} &= -i\varepsilon_{yz} \vec{E}_{0x}^{*TM} \vec{E}_{0y}^{TE} & \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TM} &= 0 \end{aligned} \quad (34)$$

Et finalement, peuvent en résulter les équations de couplage généralisées suivantes [10], [58] :

$$\frac{dA_{TM}}{dz} + i(\beta - \beta_{TM})A_{TM} = -\kappa' B_{TE} \quad (35)$$

$$\frac{dB_{TE}}{dz} + i(\beta - \beta_{TE})B_{TE} = \kappa'^* A_{TM} \quad (36)$$

Avec :

$$\kappa' = \frac{\pi}{N_{eff}\lambda} \iint \varepsilon_{yz} E_{0z}^{TM} E_{0y}^{*TE} dx dy \quad (37)$$

Par conséquent, cet effet transverse inter-mode, ne peut se produire que si le matériau possède un terme hors-diagonal conséquent et une composante E_{0z}^{TM} non-nulle. Comparativement aux équations (25), (26) et (27), on est sur le même type d'effet inter-mode, à savoir couplage TE-TM. On peut donc s'attendre à observer un effet non-réciproque similaire, qui serait un effet Faraday transverse comparable à l'effet Faraday en longitudinal, mais atténué (\vec{E}_{0z}^{TM} étant bien plus faible que \vec{E}_{0x}^{TM}).

Dans un second cas de figure, est uniquement appliqué un champ magnétique transverse selon y, donc selon l'autre axe propre, TE. Le tenseur de permittivité en découlant est le suivant :

$$\varepsilon_y = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & -i\varepsilon_{zx} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ i\varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (38)$$

Contrairement à ce qui a pu être observé sur les deux tenseurs de permittivité précédents, celui-ci, par sa forme et ses termes hors-diagonaux, est unique. En effet, toujours d'après les équations (22) et (23), on se retrouve cette fois-ci avec un comportement différent.

Avec le tenseur de perturbation $\Delta\varepsilon_y$, peuvent en résulter les quatre équations suivantes, pour un champ transverse selon y [10] :

$$\begin{aligned} \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TM} &= 2\varepsilon_{zx} \Im m \left[\vec{E}_{0x}^{TM} \vec{E}_{0z}^{*TM} \right] & \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TM} &= 0 \\ \vec{E}_0^{*TM} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TE} & & \vec{E}_0^{*TE} \cdot \Delta\varepsilon_z \cdot \vec{E}_0^{TE} &= 0 \end{aligned} \quad (39)$$

Et finalement, les équations de couplage suivantes généralisées pour un champ transverse selon y [10], [58] :

$$\frac{dA_{TM}}{dz} + i(\beta - \beta_{TM})A_{TM} + (\Delta\alpha_{TM} - \Delta\beta_{TM})A_{TM} = 0 \quad (40)$$

$$\frac{dB_{TE}}{dz} + i(\beta - \beta_{TE})B_{TE} = 0 \quad (41)$$

Avec :

$$\Delta\beta_{TM} = \frac{2\pi}{N_{eff}\lambda} \iint \Re e[\varepsilon_{zx}] \Im m \left[\vec{E}_{0x}^{TM} \vec{E}_{0z}^{*TM} \right] dx dy \quad (42)$$

$$\Delta\alpha_{TM} = \frac{2\pi}{N_{eff}\lambda} \iint \Im m[\varepsilon_{zx}] \Im m \left[\vec{E}_{0x}^{TM} \vec{E}_{0z}^{*TM} \right] dx dy \quad (43)$$

Il n'est plus question d'un couplage inter-mode, entre les modes TE et TM ici, mais uniquement d'un couplage intra-mode, visible par une modification de la constante de propagation $\Delta\beta$ et une modification de l'absorption $\Delta\alpha$ uniquement du mode TM.

Les conclusions sont les mêmes que pour un champ transverse en x , à savoir que puisqu'il est aussi causé par un couplage MO, l'effet observé sera non-réciproque et faible du fait de la composante en z du mode TM.

La généralisation des équations de couplage en champ transverse met en évidence deux effets non-réciproques pour ce champ. L'un des effets s'apparente en tout point à l'effet Faraday, à savoir un couplage inter-mode, hormis la présence d'une atténuation de l'effet provenant de la faible composante transverse longitudinale du mode TM. Il est possible d'y voir un second type de couplage, appelé intra-mode, consistant au couplage des composantes d'un même mode [60], induisant une modification de la constante de propagation et une modification de l'absorption.

Ici, seuls les couplages MO ont été traités, via les termes hors-diagonaux du tenseur de permittivité. En revanche, le matériau possède aussi dans le tenseur de permittivité des composantes diagonales représentant les indices de réfraction et d'absorption du milieu, et ceci dépendant des trois dimensions spatiales du matériau. L'application d'un champ magnétique pourrait modifier la valeur de ces termes diagonaux, et ainsi modifier les modes propres de propagation de manière réciproque [61], [62].

Le guide présenté dans cette partie était un guide plan, cependant lorsque le guide est dans les mêmes conditions MO, et qu'il présente une symétrie circulaire (ce qui est le cas pour des fibres optiques), une autre combinaison d'effets MO pourrait apparaître.

Les deux modes de propagation dans un guide plan sont tels qu'un seul présente une composante longitudinale. Cependant dans le cas des fibres optiques il en est tout autre, c'est ce que nous présenterons dans la partie suivante.

I.2.3 Définition des axes propres d'une fibre optique

Dans le cadre de l'étude MO en configuration fibrée, il va être nécessaire de caractériser le mode fondamental selon ses deux axes propres de propagation.

Pour définir les modes propres de la fibre optique, il faut dans un premier temps comprendre comment la propagation des modes se fait, et notamment le mode fondamental. Le champ électromagnétique dans les fibres s'exprime, en coordonnées cylindriques, tel que :

$$\vec{E} = E(r, \theta) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (44)$$

$$\vec{H} = H(r, \theta) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (45)$$

Avec \vec{E} et \vec{H} les champs électrique et magnétique respectivement. r et θ sont les coordonnées polaires dans le plan xy .

Dans une fibre optique, le profil de l'indice de réfraction est à symétrie circulaire. La différence d'indice de réfraction Δ , entre le cœur et la gaine est inférieur à 1 % pour les fibres monomodes. L'approximation faisable est que $n_c/n_g \cong 1$ [23]. Ainsi, le confinement de la lumière dans le cœur de la fibre n'est pas fort, résultant en une approximation nommée l'approximation de guidage faible. Le mode fondamental est linéairement polarisé et nommé LP_{01} , aussi appelé mode hybride HE_{11} [24].

Pour le mode fondamental, les champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{H} peuvent être obtenues selon les trois coordonnées de l'espace xyz [24].

Une dégénérescence est observée sur le mode propre fondamental avec deux modes HE_{11} , selon x et y : HE_{11}^x et HE_{11}^y .

On trouve un parallèle avec les guides d'onde planaires où les modes TE et TM se propagent. La distinction des deux modes dégénérés linéairement polarisés, étant plus difficile dans une fibre optique par rapport à un guide plan, on préférera alors les nommer φ_1 et φ_2 . Avec φ_1 , dont la contribution majoritaire se fait selon x et φ_2 selon y .

Par exemple avec des fibres à maintien de polarisation, la biréfringence est très forte entre les deux modes orthogonaux qui se propagent, on parle d'axe rapide et lent. Structurellement, il est même possible de voir les deux axes (matériaux d'indice différents ou stress induit) qui préviennent toute forme de couplage entre les modes [63]. De ce fait, la polarisation reste en permanence sur l'un des deux axes et n'est pas perturbée par les différentes contraintes qui peuvent s'appliquer sur la fibre, l'état de polarisation reste identique à l'un des axes de la fibre.

Par ailleurs, la biréfringence des fibres étant bien plus faible que celle qui peut être induite par le stress, la fibre est donc soumise à des variations de polarisation par couplage en cas de torsion, de pression ou d'application d'un champ magnétique.

Ces deux modes propres présentent aussi une contribution selon z [24]. Ainsi, des couplages supplémentaires devraient exister en se basant sur les résultats des effets MO en configuration guidée pour un guide plan.

I.2.4 Matériaux magnéto-optiques

Il est important de dédier une section aux différents matériaux ayant des propriétés MO qui peuvent être utilisées en optique qu'elle soit intégrée ou non. Dans un premier temps, un seul matériau paramagnétique est présenté, la silice (« *fused silica* ») constituant les fibres optiques. Cependant sont aussi décrits dans la littérature différents matériaux classiques dans le domaine de la MO et d'autres utilisés pour fonctionnaliser les fibres optiques comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

I.2.4.1 Matériaux para/diamagnétiques

La fibre optique est constituée de silice la plus pure possible, c'est un matériau diamagnétique dont la magnétisation présente une réponse linéaire à l'application du champ magnétique. Selon l'équation (10), la rotation Faraday (**FIGURE 1.7**) est proportionnelle au champ magnétique, à la longueur d'application du champ magnétique et à la constante de Verdet. La constante de Verdet associée aux fibres optiques est donnée par la **FIGURE 1.11**, et est dépendante en longueur d'onde [52].

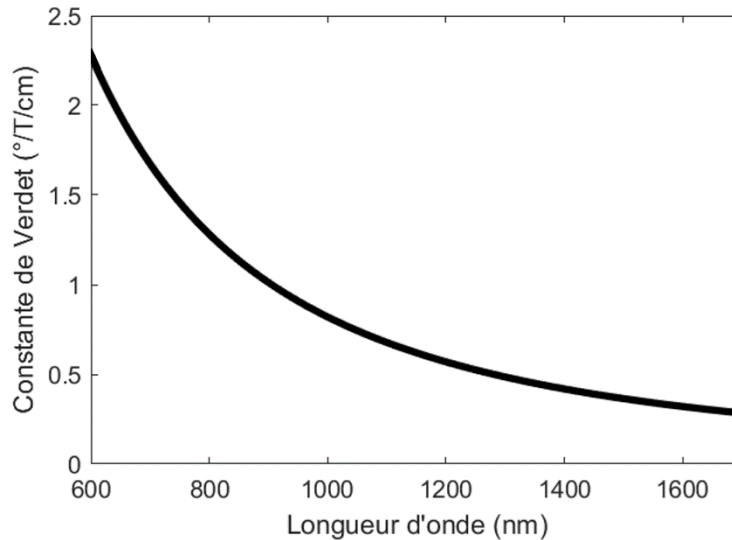


Figure 1.11 : Évolution de la constante de Verdet effective de la silice entre 600 et 1700 nm d'après [52].

Ainsi, la rotation Faraday associée, mesurée en degrés, pour un centimètre d'application d'un champ magnétique de 1 T, est estimée à 1550 nm à $\theta_{\text{silice}} = 0.305^\circ$ [52]. Ce qui limite son utilisation aux très forts champs magnétiques, typiquement ceux utilisés dans les appareils à imagerie par résonance magnétique (IRM médicale) ou au cœur de certaines centrales nucléaires (confinement magnétique), le tout sur de longues distances [17], [18]. Ces fibres ne sont donc pas adaptées aux perturbations magnétiques localisées.

En opposition à ce matériau faiblement sensible aux champs magnétiques, existent les matériaux ferromagnétiques que nous présentons dans la partie suivante et qui peuvent produire des effets MO plus marqués.

I.2.4.2 Matériaux ferromagnétiques

Contrairement aux matériaux paramagnétiques, les matériaux ferromagnétiques, dont les principaux éléments sont le fer, le cobalt et le nickel, parfois associés à des terres rares, possèdent la capacité de s'aimanter sous l'action d'un champ magnétique.

Ces matériaux ont tendance à se diviser en domaines magnétiques, connus sous le nom de domaine de Weiss, séparés par les parois de Bloch. Dans ces domaines, tous les moments

magnétiques portés par les ions magnétiques sont alignés. Hors champ magnétique, ces domaines s'organisent pour minimiser leur énergie en s'orientant progressivement dans des directions opposées.

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, les moments magnétiques s'orientent progressivement dans sa direction, provoquant une aimantation du matériau. Une fois tous ces moments alignés, l'aimantation n'évolue plus : c'est la saturation magnétique [64].

À l'extinction du champ magnétique, certains domaines peuvent rester alignés du fait du blocage des parois de Bloch sur certains défauts cristallins.

Ceci est à l'origine du phénomène d'hystérésis caractérisé par la rémanence (M_r) et le champ coercitif (H_c).

La rémanence est un état de magnétisation non nulle lorsque qu'il n'y a plus de champ extérieur magnétique appliqué, et le champ coercitif est le champ qu'il faut appliquer pour que le matériau atteigne un état démagnétisé. Ce cycle est décrit par le modèle de Stoner-Wohlfarth [65] exposé en **FIGURE 1.12**.

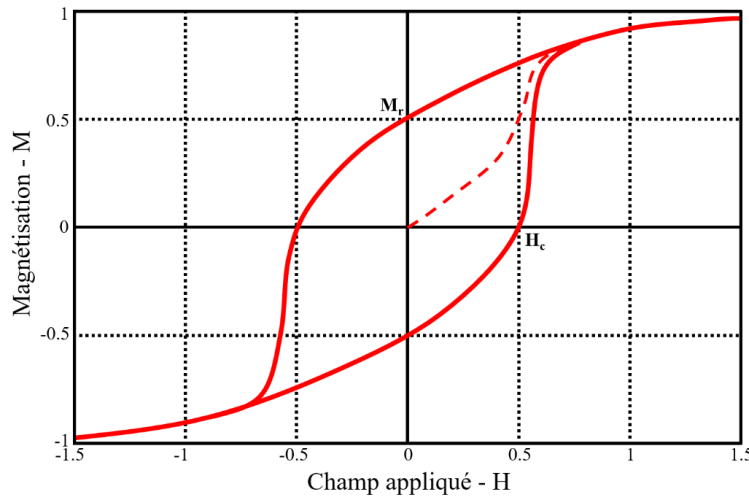


Figure 1.12 : Schéma du modèle de Stoner-Wohlfarth décrivant la courbe de magnétisation et son hystérésis [65].

Comme illustré sur la **FIGURE 1.8** à 1200 nm, la présence de propriétés magnétiques ne signifie pas forcément la présence d'un fort effet MO. Ces derniers sont très dépendants du matériau et de la longueur d'onde.

Le matériau MO idéal présente une forte rotation Faraday θ_F et est associé à de faibles pertes. On définit ainsi le facteur de mérite d'un matériau MO par le ratio :

$$\text{Facteur de mérite} = \frac{\theta_F}{\alpha} \quad (46)$$

Avec α , l'absorption du matériau.

Les principaux matériaux utilisés dans la fabrication de composants MO sont à base de grenat d'yttrium et de fer, le plus connu étant le YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) ou ses versions substituées par des atomes de cérium (Ce:YIG) ou de bismuth (Bi:YIG) [66]–[68]. Les principales

caractéristiques de ces matériaux sont illustrées dans le **TABLEAU 1.1**, où l'on voit que les facteurs de mérite associés sont importants, à savoir compris entre 25 à 570°/dB à 1550 nm.

Cependant, nous verrons au paragraphe suivant les problématiques liées à l'intégration de ce type de matériau.

Un autre type de matériau est développé au LabHC depuis plusieurs années. Il s'agit d'un composite à base de nanoparticules de ferrite de cobalt ($CoFe_2O_4$) obtenu grâce à un procédé Sol-Gel que nous détaillerons au chapitre 2.

Ce composite proche du verre, présente une certaine souplesse dans son utilisation :

- En modifiant la concentration en nanoparticules, on peut ajuster la réponse MO et accessoirement l'indice du composite.
- En fonction de la taille des nanoparticules, on peut modifier le comportement magnétique, passant de superparamagnétique ($H_C = 0$) à ferromagnétique ($H_C \neq 0$) [57], [69].

Le **TABLEAU 1.1** montre que l'on peut obtenir un effet Faraday significatif, avec malheureusement ici, un facteur de mérite assez faible.

Cependant, comme nous le verrons par la suite, ces défauts peuvent être largement compensés par une grande flexibilité dans l'intégration de ce matériau.

Tableau 1.1: Différents matériaux utilisés dans la littérature et leurs propriétés MO selon la rotation Faraday et des pertes associées.

Matériau	Longueur d'onde (nm)	Rotation (°/cm)	Pertes (db/cm)	Facteur de mérite (°/db)	Réf.
<i>YbBi: YIG</i>	1550	- 404	15.7	25.8	[66]
YFeO ₃ , LaFeO ₃ , BiFeO ₃ (Orthoferrites)	1550	500	< 2	250	[86],[87]
<i>Ce : YIG</i>	1550	1310	27.4	47.8	[67]
<i>Ce : YIG</i> (Grenats)	1550	- 3300	5.8 (TM) 9.7 (TE)	570 (TM) 340 (TE)	[68]
Ferrite de Cobalt <i>CoFe₂O₄ 1%</i> (nanocristaux / particules)	1550	200	100	≈ 2	[57],[72]

Nous avons vu que le YIG et ses dérivés font partie des meilleurs matériaux MO. Cependant leur intégration, c'est-à-dire généralement le dépôt de ces matériaux sous forme de couches minces, se heurte à de sérieuses difficultés technologiques.

Tout d'abord, après dépôt, il est nécessaire de cristalliser ces matériaux à haute température (> 750°C) afin qu'ils acquièrent leurs propriétés MO [73]. Même si certains substrats peuvent supporter de telles températures, un double problème apparaît : le paramètre de maille

(12.376 \AA) et le coefficient de dilatation thermique ($10.4 * 10^{-6} K^{-1}$) sont très élevés pour ce type de matériaux [74]. Le coefficient de dilatation thermique du YIG est notamment beaucoup plus élevé que celui de la silice ($5.6 * 10^{-7} K^{-1}$) [75]. Ceci conduit à de piètres qualités optiques (craquelure, etc.) qui dégradent leur facteur de mérite, si ces matériaux ne sont pas déposés sur un substrat ad hoc comme le GGG (« *Gadolinium Gallium Garnet* ») par exemple. Malgré tout, leur usage peut être envisagé dans certains composants fibrés de mesure de champs magnétiques, où la lumière portée par une fibre se voit réfléchir sur une couche de YIG à son extrémité [76]–[78].

L'approche développée dans notre étude est totalement différente. Elle consiste en l'utilisation de nanoparticules magnétiques déjà cristallisées, issues d'un ferrofluide, insérées au sein d'une matrice de silice par voie Sol-Gel [57].

À partir d'une solution de précurseur de silice dopée, différentes réactions chimiques conduisent à la formation d'un composite solide. Seul un traitement thermique à basse température ($\approx 100^\circ C$) est nécessaire à la finalisation du matériau.

Cette approche a permis avec succès d'imprégner des microstructures ou de réaliser des dépôts homogènes et de qualité optique sur différents types de substrats présentés en **FIGURE 1.13**. Nous détaillerons dans le chapitre 2 la mise en œuvre du dépôt présenté en **FIGURE 1.13** (b).

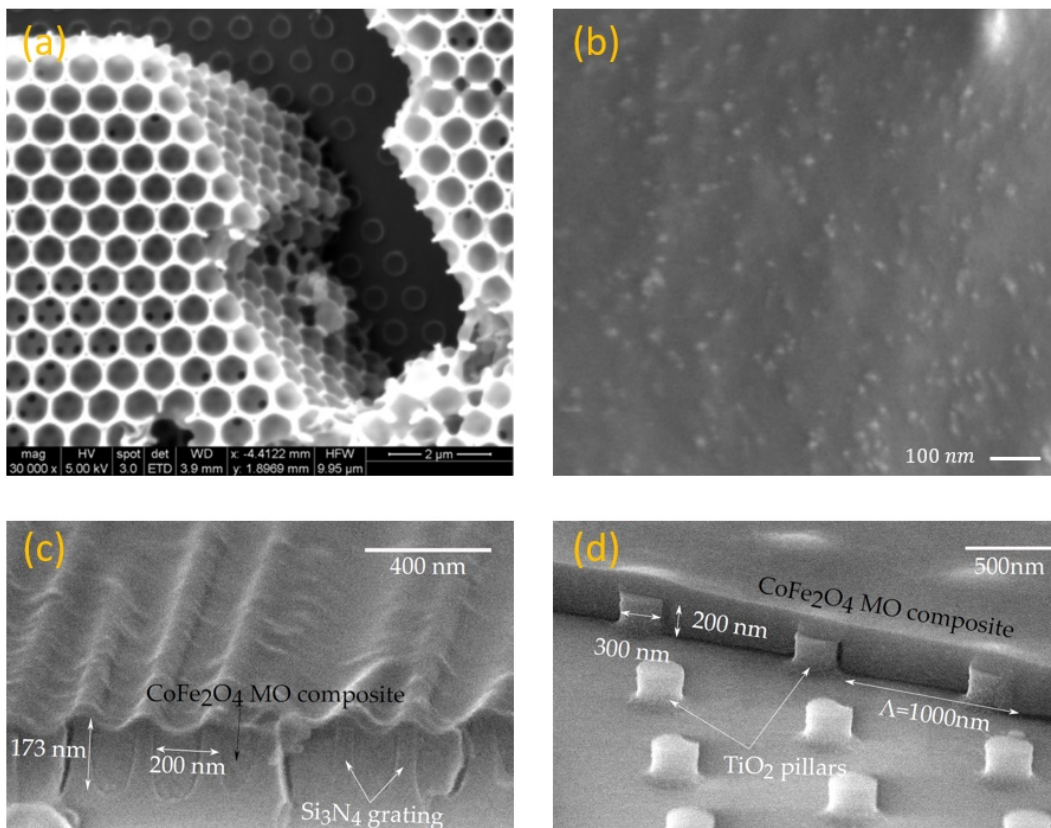


Figure 1.13 : Différents types de fonctionnalisation de substrat pour un usage MO. (a) Opale inverse [19]. (b) Couche mince du composite MO de ferrite de cobalt [19]. (c) Composite MO de ferrite de cobalt intégré dans une structure 1D de Si_3N_4 [11]. (d) Composite MO de ferrite de cobalt intégré dans une structure 2D de TiO_2 [11].

I.3 État de l'art sur les capteurs de champs magnétiques fibrés

Dès les années 1970, les chercheurs prennent conscience que les fibres optiques, développées quelques décennies auparavant, présentent une certaine sensibilité aux champs magnétiques [58], [79], [59], [80], parallèlement à leur développement pour le transfert de quantités significatives d'informations sur de longues distances.

Lorsque ces dernières sont mises au contact d'un champ magnétique longitudinal, au travers de solénoïdes ou enroulées autour d'un conducteur électrique, un effet MO se produit, sous la forme d'une variation de polarisation, c'est l'effet Faraday (**FIGURE 1.7**). Cependant, jusque dans les années 2000, seuls de rares projets semblent faire état d'un intérêt à la mesure de champs magnétiques par voie MO à l'aide de fibres optiques [37],[43], probablement à cause de l'essor de sondes magnétiques électroniques à haute sensibilité.

Des capteurs fibrés, qu'ils soient distribués ou ponctuels, sont déployés dans tous les domaines nécessitant des mesures fiables et rapides (températures, contraintes, etc.) [26], [33], et parfois en environnements extrêmes [41]. Cependant, la mesure de champ magnétique est moins accessible, car l'effet Faraday mesuré, par une rotation de polarisation, est très faible et ne fonctionne que pour des champs magnétiques longitudinaux [17], [18], [52]. Cependant, l'usage qu'il est fait de ces fibres, permet leur déploiement dans des zones à très forts champs magnétiques et en présence de radiations.

Des moyens détournés doivent être utilisés pour augmenter les sensibilités en champ longitudinal.

Par exemple, l'utilisation de gaines magnétostrictives en nickel (parfois sous forme d'alliages) incorporées autour de fibres monomodes peut être envisagé [50], [82], avec comme conséquence lors de l'application d'un champ magnétique de produire une certaine contrainte sur la fibre. La contrainte pouvant être traduite par une modification de longueur et de biréfringence.

Il est aussi possible d'incorporer des ions de terres rares directement dans la préforme de la fibre pour augmenter la constante de Verdet [47], [83]. Cela est par ailleurs utilisé régulièrement dans divers types de dispositifs fibrés [84], notamment pour les amplificateurs [22]. Une autre solution est l'utilisation de nanoparticules magnétiques par un procédé de fonctionnalisation, sous forme d'un dopage, pour améliorer l'effet Faraday avec une mesure polarimétrique [85] ou bien encore comme un capteur basé sur les pertes [86]–[93] ou sur un décalage en longueur d'onde de la lumière [92], [94]–[107]. Il est fréquent que la mesure en décalage de longueur d'onde et en pertes aillent de pair [89], [91], [92], [99].

Nous reviendrons sur quelques-unes de ces mesures de champs magnétiques et sur certains procédés de fonctionnalisation.

I.3.1 Fibre optique non fonctionnalisée

Outre les dispositifs de mesures électroniques qui reposent sur l'effet Hall, regardons dans un premier temps comment une fibre conventionnelle non fonctionnalisée peut être utilisée pour la mesure magnétique.

Comme précisé précédemment, la sensibilité magnétique de la silice, régie par la constante de Verdet, est très faible. Un champ magnétique longitudinal de 1 tesla, appliqué sur un centimètre, va produire une rotation de seulement 0.3° [52]. La référence est une fibre optique monomode standard de type G652, la fibre la plus utilisée mondialement. L'intérêt va alors résider non pas dans la mesure de faibles champs magnétiques localisés, mais sur la caractérisation et le suivi de forts champs magnétiques sur de longues distances.

En dehors des composants optiques de part et d'autre de la fibre, aucune modification n'est créée dans, ou sur la fibre. La partie sensible est alors l'entièreté de la fibre. Avec le dispositif présenté en **FIGURE 1.14**, la fibre est disposée selon une forme particulière, et ce sur plusieurs mètres, afin de permettre de cartographier l'intensité, mais aussi l'orientation du champ.

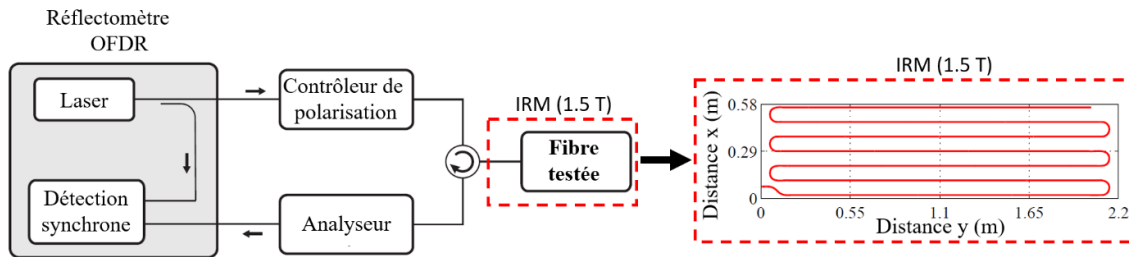


Figure 1.14 : Dispositif de caractérisation du champ magnétique appliqué par IRM à l'aide d'une fibre optique monomode par rétrodiffusion Rayleigh et mesuré avec un OFDR. Adaptée de [17].

Le point de départ est un réflectomètre, qui sert à la fois de source et de détecteur capable de mesurer le signal rétrodiffusé par la rétrodiffusion Rayleigh. Une partie de la lumière diffusée dans la fibre est captée et renvoyée au niveau de la source, qui est aussi le détecteur. La différence notable est l'implication de la polarisation dans le système, avec l'utilisation d'un contrôleur de polarisation en entrée et d'un analyseur en sortie. Si les deux sont correctement alignés l'un avec l'autre, alors des variations de polarisations θ , peuvent directement être mesurées en fonction du champ \vec{B} , appliquée grâce à la loi de Malus entre les intensités incidente (I_0) et de sortie (I_s).

$$B \equiv I_s = I_0 \cos^2 \theta \quad (47)$$

La rotation de polarisation induite par effet Faraday, même faible, induit une modification de puissance transmise mesurée par l'OFDR, dont l'amplitude sera dépendante du champ magnétique longitudinal appliqué sur la fibre, présentée sur la **FIGURE 1.15**.

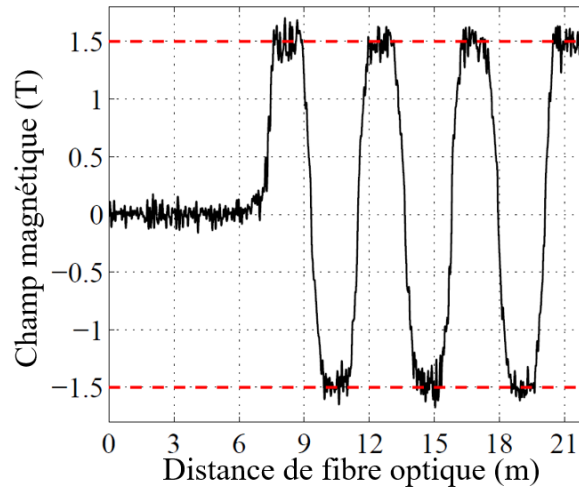


Figure 1.15 : Mesure de variation du champ magnétique appliqué par IRM par réflectométrie dont la forme est dépendante de l'orientation de la fibre en Figure 1.14. Adaptée de [17].

De plus, le comportement des fibres de silice pure sous radiations est parfaitement connu et étudié [38]. De cette manière, en environnement radiatif, il est possible de mesurer des champs magnétiques. Elles peuvent alors être déployées dans les centrales nucléaires et plus précisément en ce qui concerne le confinement magnétique dans les enceintes à fusion nucléaire [18], [54].

Un autre cas de mesure par rétrodiffusion avec un OTDR polarisé (POTDR) est présenté en **FIGURE 1.16**. Ce cas est idéal pour une mesure à fort champ magnétique et sur de longues distances, supérieure à 10 mètres dans ce cas-ci.

L'effet Faraday, fait varier la polarisation le long de la fibre sous influence du champ magnétique. Pour que la biréfringence intrinsèque de la fibre n'induisse pas de variations de polarisation non causée par le champ, une fibre monomode est choisie à très faible biréfringence dont la longueur de battement est de 480 mètres [18].

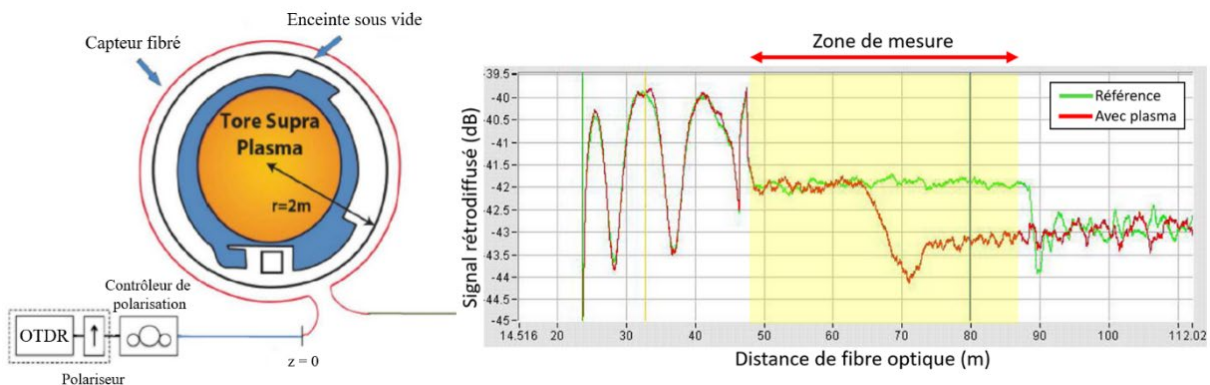


Figure 1.16 : Dispositif POTDR pour la mesure du champ magnétique en fonction de la variation d'intensité autour d'une réaction à fusion thermonucléaire. Adaptée de [18].

Au niveau du réflectomètre, sont placés un polariseur ainsi qu'un contrôleur de polarisation entre le détecteur et la fibre. Le système devient polarisation-dépendante et les variations d'intensité sont fonction de la variation de polarisation causée, ici par le champ magnétique,

calculé par la loi de Malus. Là encore, seule la composante longitudinale du champ magnétique est perçue, ainsi, il est impossible d'estimer (s'il existe) le champ magnétique transverse. L'observation faite sur le signal POTDR donne une diminution significative du signal proportionnelle au champ magnétique perçu par la fibre, dans la zone de mesure en **FIGURE 1.16**.

Avec cette méthode d'utilisation de fibres conventionnelles, il est possible de réaliser des mesures de champs magnétiques grâce à l'effet Faraday et ce dans les zones d'exclusion où l'électronique est plus durement sollicitée. En revanche, comme on a pu le voir, c'est l'accumulation de ce faible effet sur de longues distances (plusieurs mètres), qui en permet la mesure de manière efficace.

Pour obtenir des mesures de champs magnétiques très localisés ou de plus faibles intensités, différentes stratégies vont être présentées.

I.3.2 Dopage de la préforme

Il est évident que malgré les possibilités qu'offrent les fibres conventionnelles, il est d'intérêt d'augmenter cette faible sensibilité MO. Une des possibilités est de créer des fibres qui intègrent directement des éléments qui offrent une sensibilité MO accrue. Puisque les méthodes de fabrication de la fibre via le tirage de la préforme sont de plus en plus « accessibles », il est alors possible d'incorporer des ions de terres rares ou d'autres composants dans la fibre, et plus précisément dans son cœur (schéma présenté en **FIGURE 1.17**), avant qu'elle ne soit tirée pour en faire une fibre optique. Ainsi, cela confèrera à la fibre de nouvelles propriétés, et dans le cadre de la mesure de champ magnétique, un moyen d'augmenter sa constante de Verdet [83].

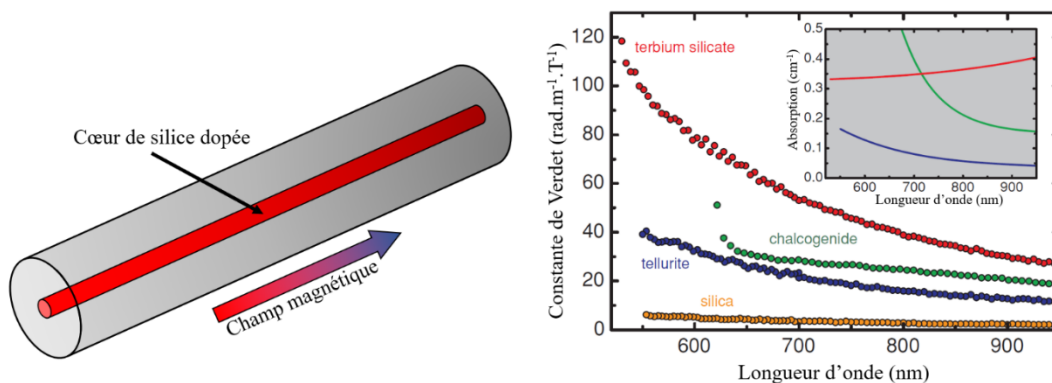


Figure 1.17 : Évolution de la constante de Verdet et de l'absorption d'une fibre optique lors de l'ajout de trois différents types de matériau lors de la fabrication. Adaptée de [84].

La conséquence d'un tel ajout est l'augmentation de la constante de Verdet de la fibre et de ce fait, de la sensibilité au champ magnétique. Différents matériaux, compatibles avec la fabrication des fibres (**FIGURE 1.17**) ont été testés [84]. Mais des limitations sont à noter. La première étant les longueurs d'onde efficaces pour la constante de Verdet. Elles sont dans la gamme du visible et du très proche infrarouge, assez faible, alors que la plupart des composants

optiques sont calibrés aux longueurs d'onde des télécommunications (1310 nm et plus majoritairement 1550 nm). Un autre point à soulever quant à l'utilisation de ces matériaux est leur forte absorption (encart de la **FIGURE 1.17**).

Les réponses en rotation Faraday peuvent être obtenues soit avec des polarimètres, pour mesurer en temps réel les variations de polarisations, ou bien en combinant le capteur avec un polariseur ou une fibre polarisante (pour rester dans un modèle tout-fibré) en mesurant des variations d'intensité avec la loi de Malus. C'est le cas avec le dispositif suivant, exposé en **FIGURE 1.18**, présentant le dopage d'une fibre dans sa préforme par une grande quantité de terbium et sa soudure avec une fibre polarisante [47].

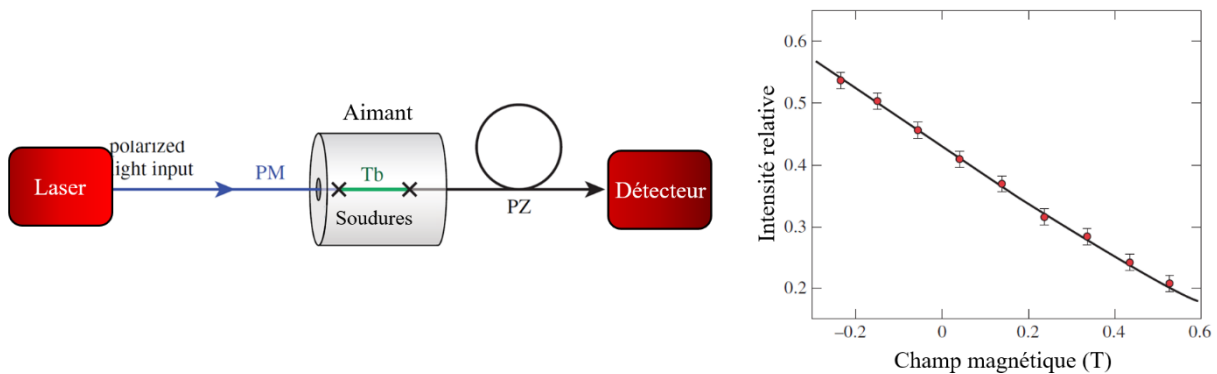


Figure 1.18 : Dispositif de mesure tout-fibré avec une fibre dopée au terbium à hauteur de 56 wt. % sur 2 cm et dont la constante de Verdet atteint $14^\circ \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$. La réponse MO est mesurée entre -0.3 et 0.6 T. Adaptée de [47].

La mesure de champ magnétique longitudinal se fait au travers d'une variation d'intensité, avec une réponse linéaire et pour un champ pouvant atteindre 3.2 T. La constante de Verdet est donnée pour la fibre dopée terbium à $14^\circ \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$, soit 40 fois supérieure à la constante de Verdet de la silice. La réponse étant linéaire, avec 2 cm de fibre utilisés, cela induit une rotation de presque 90° pour un champ de 3.2 T. C'est-à-dire qu'un champ plus intense aurait pour effet de créer une ambiguïté sur le champ appliqué, lié à la loi de Malus. Une fibre plus courte pourrait être soudée pour augmenter le champ maximal théorique [47].

Ce type de dispositif étant tout fibré, plusieurs avantages se dégagent, tels que l'utilisation dans des environnements à forts champs magnétiques (centrales nucléaires, lévitation magnétique). Un autre avantage est la prévention de perturbations magnétiques par rapport aux capteurs électroniques. Les pertes associées à cette fibre sont l'association des pertes par un décalage de phase entre la fibre polarisante et la fibre dopée terbium, ainsi que les pertes à la soudure entre la fibre dopée terbium et la fibre à maintien de polarisation estimée à 10 dB. De plus l'atténuation linéique du composant est de 0.1 dB/m à 1060 nm. En revanche, l'utilisation de ce matériau ne s'est pas faite aux longueurs d'onde des télécommunications, mais à 1053 nm, et n'est valable que pour un champ longitudinal.

I.3.3 Fonctionnalisation par des nanoparticules magnétiques

Sortons du registre de la fibre conventionnelle, qu'elle soit classique ou dopée lors de sa fabrication, en ajoutant ici une voie de fonctionnalisation avec des nanoparticules magnétiques. Elles sont dispersées dans un liquide porteur, souvent de l'eau. On reviendra avec précision sur les nanoparticules magnétiques dans le chapitre suivant.

Diverses méthodes de fonctionnalisation et de mesure de champ magnétique sont présentées dans cette section. Cependant, contrairement à ce que nous avons vu jusqu'à présent, c'est-à-dire, des dispositifs basés sur le terme hors-diagonal du tenseur de permittivité et donc, la rotation Faraday, les auteurs suivants utilisent les propriétés d'orientation des nanoparticules sous champ magnétique.

Il a été montré [1], que l'application du champ magnétique provoque une biréfringence au sein du liquide magnétique illustré sur la **FIGURE 1.19**.

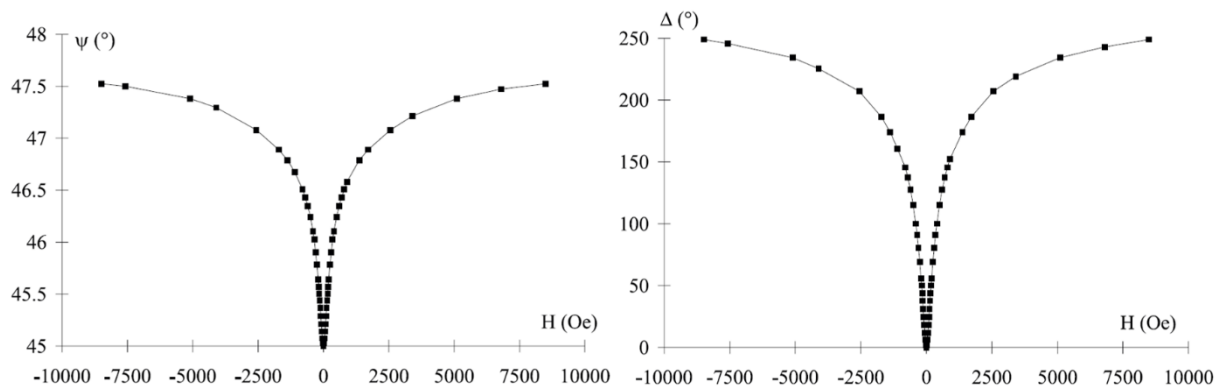


Figure 1.19 : Évolution de l'angle (ψ) et du déphasage (Δ) en fonction du champ magnétique transverse appliqué, pour un ferrofluide de maghémite de concentration 0.25 % mesuré à 633 nm [1].

Lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement (configuration transverse) à la direction de propagation, l'anisotropie créée, dont les axes propres sont parallèle et perpendiculaire à la direction du champ magnétique, modifie les termes diagonaux du tenseur de permittivité.

Bien que les auteurs assimilent cette modification à une variation d'indice du liquide magnétique (ce qui nous semble incorrect), ils mettent à profit ces phénomènes au sein de différents dispositifs que nous allons détailler.

Les liquides magnétiques, ou les ferrofluides, utilisés sont essentiellement à base de magnétite (Fe_3O_4) dans l'eau. Ce matériau [108] présente un très faible effet Faraday à 1550 nm.

Au travers de l'étude bibliographique de la fonctionnalisation des fibres optiques aux nanoparticules magnétiques, deux grands types de mesures sont omniprésentes : soit des mesures de pertes, soit des mesures de décalage spectral. La majorité des mesures dans ces configurations se font autour de 1550 nm, à savoir la bande spectrale télécom.

En ce qui concerne les mesures par pertes, une catégorie ressort majoritairement, celle de l'utilisation d'une fibre sans cœur remplie de ferrofluide et soudée de part et d'autre avec une fibre monomode [86], [90]–[92]. Cet assemblage peut parfois être placé au cœur d'un interféromètre [89].

La fibre sans cœur est une fibre multimode, dans laquelle vont se propager les modes au contact direct avec le ferrofluide encapsulé dans le capillaire (présenté en **FIGURE 1.20**), et dont l'application d'un champ magnétique va induire des modifications sur le spectre d'interférences. Des interférences multimodales se créent à la deuxième soudure.

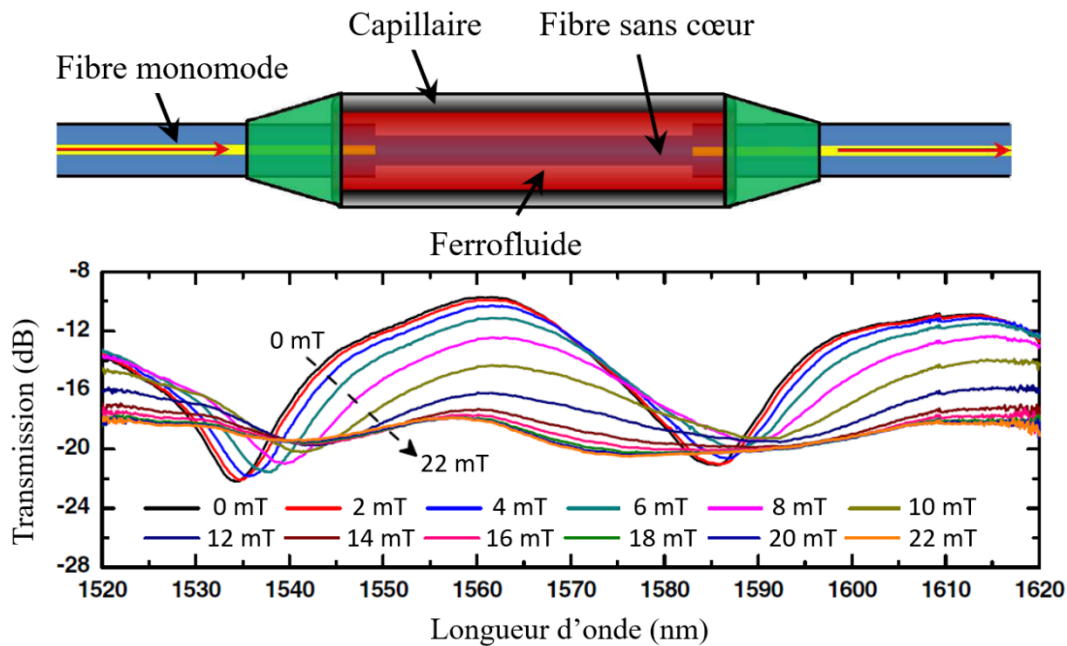


Figure 1.20 : Schéma d'une fonctionnalisation de fibre par nanoparticules magnétiques autour d'une fibre sans cœur soudée à deux SMF (« Single Mode Fiber ») de part et d'autre, le tout est encapsulé dans un capillaire rempli de ferrofluide. Adaptée de [86]

En choisissant la bonne longueur d'onde de référence, une chute de l'intensité en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué est observée, associée aussi à un décalage du spectre.

L'application d'un champ magnétique a deux effets sur ce ferrofluide selon les auteurs [86]. Le premier est une modification de 10^{-3} de l'indice de réfraction dans la direction de l'application du champ. Ceci, affecte les interférences multimodales, ce qui a pour conséquence d'induire un décalage en longueur d'onde. Autrement, l'atténuation (deuxième effet) est causée par le champ électromagnétique évanescent qui est plus absorbé par le ferrofluide à cause de ce changement d'indice. L'amplitude maximale du champ détectable est assez faible et limitée à la partie linéaire de la sensibilité des nanoparticules au champ magnétique. Enfin, la mesure est seulement possible avec un champ transverse.

La deuxième méthode principale est l'observation de l'interaction du champ magnétique sur le décalage du spectre. Plusieurs solutions existent pour arriver à ce résultat, l'une d'entre elles

est là encore l'interférométrie [99]–[101], [103], [107]. Elle peut passer par un interféromètre soit de Sagnac, soit de Fabry-Pérot.

Mais sur le plan des décalages spectraux, il est aussi envisageable d'utiliser des réseaux de Bragg [95], [97], [98], [106], comme présenté sur la **FIGURE 1.21**.

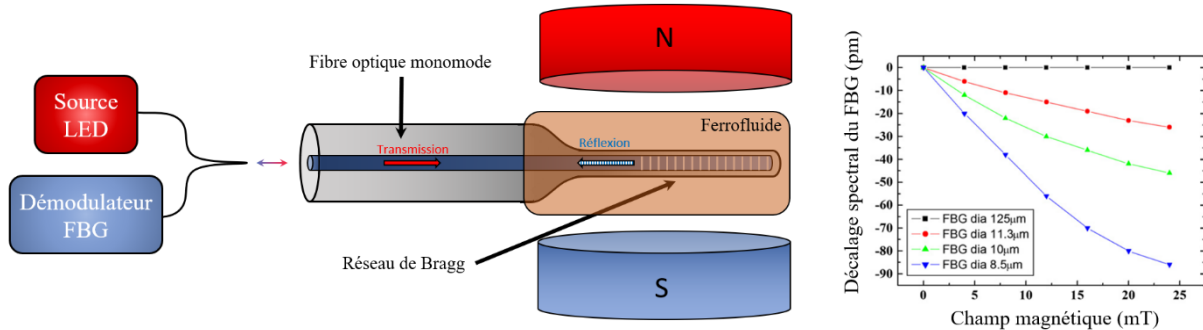


Figure 1.21 : Mesure magnéto-optique par réseau de Bragg inscrit dans le cœur d'une fibre monomode effilée dont l'extrémité est plongée dans du liquide magnétique. Adaptée de [98].

Une fibre effilée fonctionnalisée avec un réseau de Bragg (FBG : « *Fiber Bragg Grating* ») à 1308 nm , est plongée dans le ferrofluide contenant les nanoparticules magnétiques sous l'influence d'un champ magnétique transverse. Un décalage spectral se produit lors de la variation du ferrofluide en fonction du champ magnétique appliqué. Ce dernier au contact du FBG va venir modifier l'indice effectif du mode fondamental proportionnel au décalage spectral ainsi observé. Par ailleurs, le diamètre de la fibre (compris entre $125\text{ }\mu\text{m}$ et $8.5\text{ }\mu\text{m}$) plongée dans la solution influence le décalage spectral. Il faut que le ferrofluide soit au plus proche du mode guidé de la fibre pour avoir une bonne sensibilité au champ magnétique transverse, ainsi plus la fibre est mince, plus le décalage spectral est grand.

À noter qu'une fibre toujours revêtue de sa gaine ($125\text{ }\mu\text{m}$) avec un FBG trempant dans le ferrofluide ne perçoit pas de variation de champ magnétique.

Ainsi, la maîtrise de l'interaction entre le mode guidé et les nanoparticules environnantes est le point de départ de toute mesure de champ magnétique. Il est donc primordial de bien caractériser les matériaux utilisés, la méthode de transport du signal et enfin la technique de détection. Pour cela, tout va dépendre de l'usage futur du capteur, de sa stabilité temporelle, et enfin de la nature des champs magnétiques appliqués.

Plus la structure est complexe (effilage, soudures multiples, capillaire, etc.), plus il est nécessaire d'être précautionneux avec le capteur. De ce point de vue, le meilleur compromis représente les fibres non fonctionnalisées ou les fibres dopées lors de la fabrication de la préforme.

Il faut aussi veiller à la tenue du dispositif dans le temps. Là aussi, les fibres conventionnelles sont idéales, car elles sont bien connues pour leur résistance. En revanche, quand on prend en considération un ferrofluide, ce dernier a tendance à évoluer. Les nanoparticules peuvent décanter dans leur position de stockage ou de mesure, ou s'agréger les unes avec les autres. Par

ailleurs, les ferrofluides sont très sensibles aux gradients de champ magnétique, ce qui induit des déstabilisations.

En conclusion, l'utilisation d'un ferrofluide n'est peut-être pas la méthode la plus fiable dans la durée. Cependant, pour les expérimentations présentées dans chacun des travaux précédents [86], [89]–[93], [95], [98]–[100], [102], [103], [107], [109], il s'agit d'une technique qui fonctionne parfaitement.

Il est aussi question de la limitation de l'amplitude des champs magnétiques mesurés. L'utilisation des ferrofluides se fait dans des gammes de champ parfois très restreintes, pour être en adéquation avec la linéarité des effets. C'est un constat qui est moins problématique dans le cadre de matériaux paramagnétiques puisque l'effet est linéaire en champ en tout point.

Certaines des méthodes de fonctionnalisations observées sont résumées dans le **TABLEAU 1.2**.

Tableau 1.2 : Comparaison de différentes techniques de fonctionnalisation MO fibrée, ainsi que leurs paramètres de fonctionnement en longueur d'onde, en gamme d'utilisation et en sensibilité selon l'orientation du champ mesurable. Les données sont uniformisées en millitesla.

Type de mesure	Méthode	Longueurs d'onde (nm)	Gamme d'utilisation (mT)	Sensibilité	Champ	Réf.	
ÉVOLUTION DES PERTES EN FONCTION DU CHAMP (FERRO-FLUIDE)	Ferrofluide dans une fibre sans cœur entre deux SMF (décalage du spectre possible)	1520 – 1620	4 – 12	0.75 dB.mT ⁻¹	//	[86]	
		1450 – 1625	0 – 20.6	0.97 dB.mT ⁻¹ à 1462 nm	⊥	[91]	
		1540 – 1600	0 – 23.8	- 2.13 dB.mT ⁻¹ - 1.7 nm.mT ⁻¹	⊥	[92]	
		1100 – 1600	15 – 30	- 0.22 dB.mT ⁻¹	⊥	[90]	
		Ferrofluide sur une fibre gravée en D	1520 – 1570	0 – 60	0.15 dB.mT ⁻¹	⊥ et //	[93]
		Ferrofluide sur une fibre effilée	600 – 1700	10 – 30	0.34 dB.mT ⁻¹ à 1280 nm	⊥	[89]
DECALAGE DU SPECTRE PAR INTERFEROMETRIE	Ferrofluide dans un capillaire sur une fibre effilée	1520 – 1570	0 – 185	162 pm.mT ⁻¹ - 0.1 dB.mT ⁻¹	⊥	[99]	
		1450 – 1650	0 – 22	- 2.93 nm.mT ⁻¹	//	[109]	
	Ferrofluide dans un capillaire dans un Fabry-Pérot	1540 – 1560	0 – 40	0.43 nm.mT ⁻¹	⊥	[100]	
	Ferrofluide dans une fibre sans cœur dans un Sagnac	1480 – 1600	0 – 30	292 pm.mT ⁻¹ à 15 % de concentration	⊥	[103]	

	Ferrofluide dans une PCF dans un Sagnac	1520 – 1570	10 – 40	73 pm.mT ⁻¹	//	[107]
	Ferrofluide dans une fibre gravée en D dans un Sagnac	1540 – 1600	0.1 – 30.4	0.082 nm.mT ⁻¹	//	[102]
	Ferrofluide dans un capillaire ou une fibre sans cœur suivi d'un FBG	1308	0 – 25	4.25 pm.mT ⁻¹	⊥	[98]
DECALAGE DE LA LONGUEUR D'ONDE DU RESEAU DE BRAGG	Couche de Terfenol-D dans une gravure en spirale FBG	1540 – 1570	0 – 9	9.2 pm.mT ⁻¹	⊥	[95]
		1295	0 – 140	0.7 pm.mT ⁻¹	//	[97]

En conclusion, une fonctionnalisation par des nanoparticules magnétiques est nécessaire pour avoir une sensibilité conséquente aux champs magnétiques et de préférence dans les gammes de longueurs d'onde des télécommunications, là où les dispositifs optiques sont les plus développés et les moins onéreux. De ce fait, les nanoparticules contenues dans les ferrofluides, leur conférant des propriétés magnétiques, sont un parfait candidat, car elles interagissent à la fois avec les champs magnétiques et à la lumière qui les traverse, à condition d'être utilisées pour des mesures MO à proprement parler.

Cependant, il faut également que cette fonctionnalisation reste la moins invasive possible pour la fibre. En effet la création d'une structure plus ou moins volumineuse autour de la fibre peut être un problème lors du déploiement, du stockage et de la fabrication du système. La fibre en elle-même offre une protection idéale à sa partie fonctionnalisée, ce qui est une vraie option pour la protéger des effets extérieurs, avec le moins de soudures possibles représentant des zones de fragilités supplémentaires [84]. Enfin, avec des nanoparticules sous forme fixes dans une matrice et non pas dans un liquide, on obtiendrait un vrai matériau ayant des effets MO stables, par exemple l'effet Faraday, plusieurs fois étudiés sur des substrats en verre [110], mais rarement dans les fibres [85].

Nos travaux vont donc s'orienter sur la solution qui semble rassembler toutes ces conditions, à savoir, un dopage par nanoparticules de ferrite de cobalt dans une matrice Sol-Gel au cœur d'une fibre microstructurée [56], [85]. La fibre devient alors une plateforme d'étude pour les effets MO en configuration tout-fibrée, configuration qui pourra être généralisée à d'autres types de fibres et de matériaux pour le développement d'effets autres qu'une sensibilité accrue aux champs magnétiques.

I.4 Objectifs de la thèse

Avec le développement massif de la mesure tout-fibré pour divers mesurandes tels que des mesures de températures, de contraintes ou encore de radiations, via des dispositifs distribués ou des mesures en transmission/réflexion, est apparue l'idée d'un composant fibré pour la mesure de champs magnétiques au travers d'effets MO.

Ces dernières décennies, une multitude de solutions ont émergé, basées sur l'utilisation de fibres conventionnelles [17], [18] pour la mesure de puissants et larges champs magnétiques, mais également par le biais de structures extrêmement complexes [86], [98], [99] pour des mesures sensibles, et localisées. Autrement dit, le capteur peut se voir restreint par sa gamme d'utilisation très particulière et n'est pas en mesure de répondre à toutes les attentes d'un capteur de champ magnétique.

Parmi les solutions envisagées, associées à l'utilisation de différents types de fibres, microstructurées ou modifiées, un certain nombre d'auteurs se sont tournés vers la combinaison d'un matériau MO sous la forme d'un ferrofluide avec la fibre optique. La combinaison de nanoparticules sensibles au champ magnétique contenu dans le ferrofluide, avec la fibre permet de créer de la sensibilité au champ magnétique. Dans cet esprit l'association de nanoparticules, notamment de ferrite de cobalt, à un processus Sol-Gel pour le dépôt de couches minces, a déjà démontré un intérêt pour fonctionnaliser des surfaces [57], [111], [112].

L'objectif de cette thèse est de développer une nouvelle méthode de fonctionnalisation des fibres optiques permettant des mesures MO tout en essayant de diminuer la complexité de fabrication. La méthode de dépôt sous forme de couche mince nanocomposite par voie Sol-Gel, est un processus parfaitement étudié issu des précédents travaux de recherche qui se sont déroulés au LabHC, mais encore peu associé à des fibres optiques. Cette méthode de dépôt de couches minces à basse température dans des fibres microstructurées est une méthode tout à fait originale. Elle laisse envisager la création d'un dispositif tout-fibré sensible au champ magnétique en vue de développer des capteurs.

Grâce à cette méthode de fonctionnalisation, nous allons nous appliquer à mettre en évidence différents effets MO selon l'amplitude et l'orientation du champ magnétique. Ceci a nécessité la mise en place de multiples dispositifs de mesures, notamment à partir de différents électro-aimants et du contrôle de la polarisation d'entrée.

Par ailleurs, un des atouts de certaines fibres optiques passe par une résistance accrue, comparativement aux capteurs électroniques, vis-à-vis des rayonnements ionisants, présents dans des zones d'exclusion. Ces zones sont définies comme étant inaccessibles à un opérateur étant donné les conditions d'irradiations et de températures extrêmes.

Malgré la richesse des composants de mesures électroniques, peu résistent à ces conditions. Avec l'avènement de l'industrie de la fusion nucléaire par confinement magnétique, ces dernières années ont été caractérisées par un regain d'intérêt pour la mesure MO, il s'avère ainsi nécessaire de comprendre si un tel dispositif est envisageable.

En effet, la résistance de la silice face à de fortes doses de radiations est bien connue et étudiée [38], et même exploitée dans les différents milieux (spatial, nucléaire et militaire) mais encore trop peu en ce qui concerne le magnétisme.

La fonctionnalisation par voie Sol-Gel de fibres optiques microstructurées pourrait être le début d'une nouvelle ère en matière de mesure magnétique fibrée, mais aussi pour d'autres types de fonctionnalisation possibles par la modulation du processus de dopage. Parallèlement, la fibre optique microstructurée pourrait devenir une plateforme d'étude des effets MO.

La suite de ce manuscrit va se présenter de la manière suivante :

- Le chapitre 2 sera dédié à la description des méthodes et outils expérimentaux. Les propriétés basiques des nanoparticules et leur intégration au sein d'une matrice de silice seront présentées. S'ensuivra la description du procédé de fonctionnalisation développé durant cette thèse. Enfin, seront présentés les dispositifs de mesure et ses différents composants.
- Le chapitre 3 sera dédié à simuler les interactions MO entre la lumière et le matériau composite déposé, et de présenter expérimentalement tous les effets MO détectables par la fonctionnalisation. Finalement, une étude à différentes températures et une étude de la résistance aux radiations seront présentées dans le cadre de l'évaluation de la durabilité du matériau dans des conditions extrêmes.

Chapitre 2 :

Fonctionnalisation magnéto-optique de fibres optiques à l'aide d'un matériau nanocomposite Sol-Gel et présentation des moyens de caractérisations

II.1 Nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt.....	46
II.1.1 Structure des nanoparticules.....	47
II.1.2 Magnétisation des nanoparticules.....	48
II.2 Processus d'élaboration des couches minces magnéto-optiques	51
II.2.1 Procédé Sol-Gel.....	51
II.2.2 Technique de dip-coating modifiée : « <i>fill-coating</i> ».....	54
II.3 Caractérisations des couches minces	58
II.3.1 Principe de la mesure ellipsométrique	59
II.3.2 Mesure ellipsométrique sur une lame de silicium.....	60
II.3.3 Mesure polarimétrique sur une lame de verre	61
II.3.4 Microscopie électronique à balayage dans les fibres.....	63
II.4 Moyens expérimentaux/Outils de mesure	66
II.4.1 Dispositifs de mesure	66
II.4.2 Laser	67
II.4.3 Contrôleurs de polarisation et fibre polarisante.....	67
II.4.4 Polarimètre	69
II.4.5 Electro-aimants.....	71
II.4.6 Mise en place de la configuration fibrée.....	74
II.5 Conclusion.....	76

Dans ce chapitre, seront présentées dans un premier temps les nanoparticules de ferrite de cobalt aux propriétés magnéto-optiques intéressantes pour notre étude. Nous présenterons ensuite, la méthode d'élaboration des couches minces nanocomposites, constituées d'une matrice de silice obtenue par voie Sol-Gel. Puis, le processus Sol-Gel sera détaillé. Il servira à la fonctionnalisation des fibres optiques lorsque cette méthode est combinée aux nanoparticules. Ces couches minces fonctionnalisées sont associées aux fibres optiques via une méthode de dopage particulière dérivée du dip-coating. L'étude de leur aspect microscopique sera réalisée, grâce à la microscopie électronique à balayage. L'étude macroscopique notamment sous champs magnétiques, a nécessité le développement d'une instrumentation spécifique qui sera présentée.

II.1 Nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt

Les nanoparticules (NPs) magnétiques sont des matériaux constitués d'un grand nombre d'atomes qui n'excèdent pas quelques centaines de nanomètres de diamètre, majoritairement dans la gamme de taille 1 – 100 nm. Elles peuvent être artificielles, mais on en retrouve aussi dans la nature, sur lesquelles la recherche s'inspire [113], [114]. Les NPs sont omniprésentes dans le domaine de la recherche, avec un large spectre d'effets en biologie (traitement de cancers [115], [116] ou imagerie médicale [25]), mais aussi en optique où le caractère magnétique de certaines NPs peut être mis à profit [117].

Ces matériaux cristallins magnétiques comprennent un assemblage contenant des atomes de fer avec une possible association avec des atomes de cobalt, de nickel ou encore de cuivre [118]. La magnétite (Fe_3O_4) [61], la maghémite (Fe_2O_3) [119] ou le ferrite de cobalt ($CoFe_2O_4$) [4] sont quelques exemples faisant partie de la vaste gamme des NPs magnétiques.

Elles sont principalement de forme sphéroïde dont la taille est modulable en fonction des procédés d'élaboration. Ces dernières peuvent être dispersées dans un milieu porteur aqueux résultant en une solution appelée ferrofluide ou liquide magnétique, sous forme de nanocristaux.

Notre attention s'est focalisée sur le ferrite de cobalt, largement étudié dans notre groupe MO au travers de plusieurs thèses [1], [5]–[10], [12]. En effet, le matériau présente un fort effet MO autour de 1550 nm avec un facteur de mérite mesuré à 2°/dB [57], qui peut être dispersé dans l'eau et est compatible avec le processus Sol-Gel [8] permettant de doper différentes matrices. Bien qu'utilisable dans un contexte de mesure de champ magnétique, le ferrite de cobalt trouve aussi son intérêt dans différents domaines allant du biomédical (imagerie, diagnostic et traitement par hyperthermie ou délivrance de substances actives) au stockage de données [116], [120]. Les NPs de notre étude ont été synthétisées au Laboratoire Phénix [4], au travers d'une collaboration de longue date avec notre groupe, et leurs propriétés MO seront étudiées dans la suite de ce chapitre.

La synthèse du ferrofluide de ferrite de cobalt se fait en deux étapes : en premier lieu, la production des NPs, puis leur dispersion et stabilisation dans un milieu aqueux (de l'eau ou de l'alcool pur).

L'obtention des particules de ferrite de cobalt est un processus complexe [4], résumé par les quelques étapes qui suivent. Elles sont obtenues par précipitation d'hydroxyde de cobalt II ($Co(OH)_2$), et d'hydroxyde de fer III ($Fe(OH)_3$). Dans cette solution, est ajouté de l'hydroxyde

de sodium, qui porté à 100 °C, va rendre les particules magnétiques. La dispersion est faite par l'ajout d'acide nitrique. Elles sont finalement précipitées par de l'acétone, pour éliminer l'acide et rincées avec de l'eau distillée.

Les NPs dispersées dans l'eau ne sont pas encore stables. L'ajout d'ions tartrate à température d'ébullition, va permettre de les recouvrir par adsorption et de rendre les NPs répulsives les unes par rapport aux autres. Elles sont à nouveau précipitées par de l'acétone pour éliminer les ions tartrates restant et rincées à l'eau distillée.

La solution finale stable de NPs de ferrite de cobalt dispersées dans l'eau est obtenue [4].

Il existe par ailleurs d'autres possibilités pour stabiliser la solution, soit par ionisation des particules de manière identique [121] ou alors par déposition de différentes molécules de surface [122], conférant à chaque fois des propriétés répulsives aux particules afin d'éviter le phénomène d'agrégation.

II.1.1 Structure des nanoparticules

Le ferrite de cobalt est une ferrite spinelle, c'est-à-dire une structure cristalline de forme AB_2O_4 comprenant un cation métallique divalent (Co^{2+} , Mn^{2+} , Ni^{2+} , Zn^{2+} , Cu^{2+}) et un cation métallique trivalent (Fe^{3+}) tel que présenté en **FIGURE 2.1**. Le réseau cristallin est de type cubique à faces centrées possédant deux sites distincts. D'abord, un site tétraédrique A pouvant s'agencer avec quatre ions O^{2-} voisins. Il est associé à un site octaédrique B entouré de six ions O^{2-} [112]. La répartition des ions sur chacun des sites va définir si le spinelle est direct ou inverse. Dans le cas des spinelles directes, les ions métalliques divalents vont dans les sites tétraédriques A et les ions trivalents dans les sites octaédriques B . Pour les spinelles inverses, le site A est pris par les ions trivalents et les sites B par les deux types d'ions.

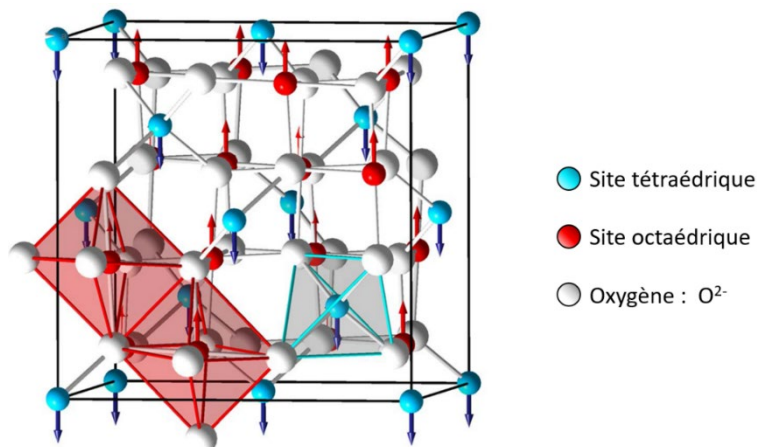


Figure 2.1 : Structure spinelle cristalline AB_2O_4 correspondant à la structure du ferrite de cobalt avec un réseau cubique faces centrées. Schéma adapté de [123].

Ainsi, en fonction du procédé de fabrication, différents types de spinelles peuvent être obtenus avec les mêmes matériaux, avec parfois des compositions intermédiaires. La coordinence, à savoir le nombre d'atomes/ions voisins que peuvent avoir les ions utilisés, a aussi un rôle dans leur répartition préférentielle sur chacun des sites [123]. Il a été montré [9]

que la répartition des ions cobalt entre les sites tétraédriques et octaédriques influe sur la réponse spectrale des effets MO.

Le ferrite de cobalt est un spinelle intermédiaire où les deux structurations sont retrouvées, mais dont les proportions tendent à former une structure spinelle inverse [124]. Dans tous les cas, c'est l'ion divalent qui va déterminer l'état magnétique des NPs [112], [125]. Chaque nanoparticule consiste en un assemblage d'une multitude de mailles élémentaires de 56 atomes (32 d'oxygène, 16 de fer et 8 de cobalt) de manière plus ou moins ordonnée aboutissant à des formes sphéroïdes. Au vu de leur taille nanométrique, ces NPs sont mono-domaines et portent un moment magnétique μ :

$$\mu = MsV \quad (48)$$

Avec Ms , l'aimantation à saturation et V , le volume d'une nanoparticule.

II.1.2 Magnétisation des nanoparticules

Soumises à un champ magnétique, les NPs en suspension voient leur moment s'orienter dans la direction du champ progressivement, jusqu'à atteindre un état de saturation [4], comme montré en **FIGURE 2.2** selon le formalisme établi par Paul Langevin [126]. Grâce à l'énergie d'anisotropie magnétique, ces moments entraînent physiquement la rotation des NPs. À la coupure du champ magnétique, l'agitation thermique détruit ces alignements et l'aimantation s'annule.

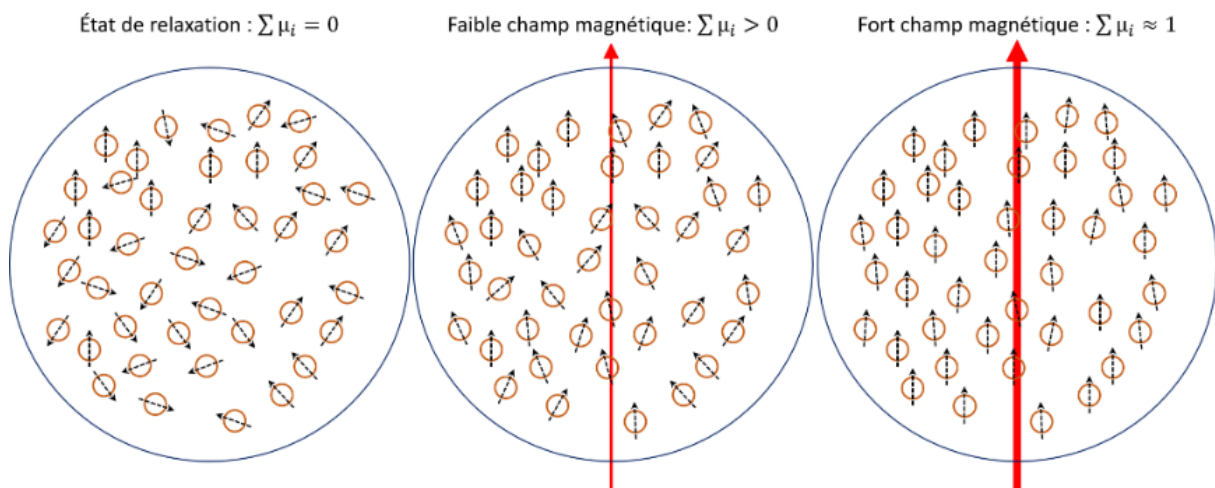


Figure 2.2 : Schéma de l'état de magnétisation de nanoparticules dans un liquide dont les moments magnétiques μ s'orientent selon l'application d'un champ magnétique.

Lorsque les NPs sont bloquées, au sein d'une matrice par exemple, seuls les moments tendent à s'orienter selon le champ magnétique. Dans ce cas, l'énergie d'anisotropie tend à limiter l'aimantation et la saturation intervient à plus fort champ magnétique. À la coupure du champ,

le retour du moment selon l'axe de facile aimantation dans la direction du champ peut créer une aimantation rémanente et l'apparition d'un cycle d'hystérésis.

La **FIGURE 2.3** présente l'amplitude de magnétisation de NPs de ferrite de cobalt dispersées dans l'eau à différentes concentrations. L'aimantation d'un liquide magnétique à base de NPs de ferrite de cobalt, de 10 nm de diamètre, en réponse à l'application d'un champ magnétique est de $3 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \%^{-1}$ à saturation (obtenue pour 1 tesla) d'après cette figure. Cela induit ensuite des effets MO sous la forme d'une rotation Faraday [111]. Cette aimantation est proportionnelle à la concentration en NPs tant que celles-ci n'interagissent pas entre elles.

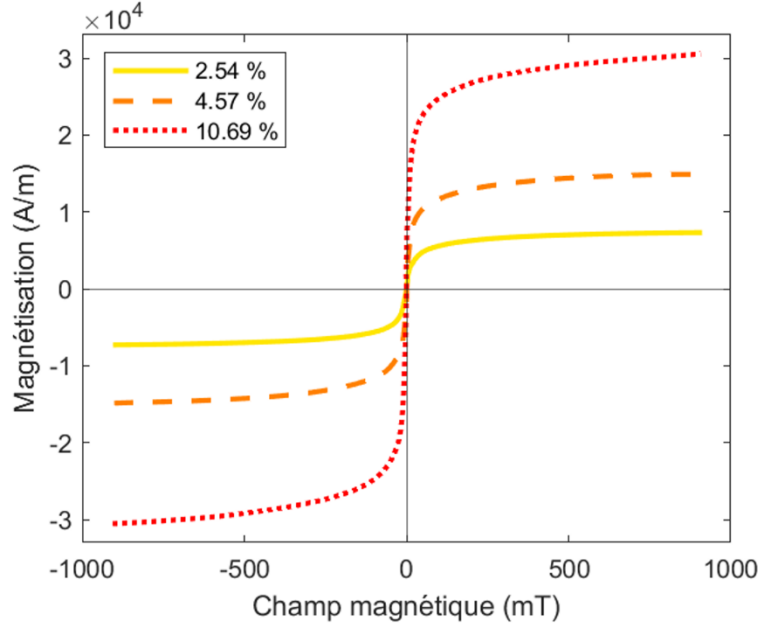


Figure 2.3 : Amplitude de magnétisation des nanoparticules de ferrite de cobalt dispersées dans de l'eau pour différentes concentrations.

Les processus de magnétisation peuvent être décrits grâce au modèle de Stoner-Wohlfarth, exposé en **FIGURE 2.4**, consistant en l'optimisation de l'énergie magnétique [117], [127] :

$$E = E_{MC} + E_{ani} + E_z = [(K_{MC} + K_{ani})\sin^2\theta - \mu_0\mu H \cos(\varphi - \theta)]V \quad (49)$$

Avec E_{MC} , l'énergie magnéto-cristalline, E_{ani} , l'anisotropie de forme et E_z , l'énergie de Zeeman correspondant à l'interaction du champ magnétique avec la magnétisation de la particule. K_{MC} et K_{ani} sont les constantes magnéto-cristalline et d'anisotropie des NPs.

Les angles φ et θ (**FIGURE 2.4**) correspondent respectivement aux angles entre le champ magnétique (\vec{H}) et l'axe de facile aimantation de la particule, ainsi qu'à l'angle que fait le moment magnétique ($\vec{\mu}$) avec ce même axe de facile aimantation. Ce moment magnétique $\vec{\mu}$ de la nanoparticule est en réalité la somme de tous les moments magnétiques individuels des ions magnétiques inclus dans la particule. L'énergie d'anisotropie est l'énergie nécessaire pour modifier la direction du moment magnétique par rapport à son axe de facile aimantation. Elle

est minimale lorsque cet angle θ est de 0 ou de 180° , c'est-à-dire que le moment magnétique est aligné avec l'axe de facile aimantation.

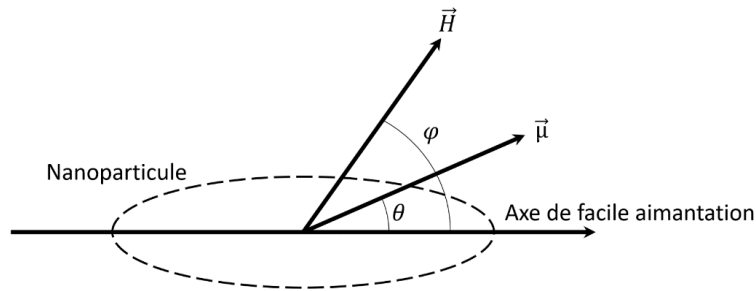


Figure 2.4 : Géométrie de Stoner-Wohlfarth exprimant l'évolution du moment magnétique $\vec{\mu}$ d'une nanoparticule en fonction de l'orientation du champ \vec{H} et de son axe de facile aimantation [117], [127].

Le comportement du moment magnétique $\vec{\mu}$ de la particule magnétique va dépendre de l'énergie d'anisotropie, mais aussi de l'énergie thermique ($K_B T$).

Dans le cas des NPs magnétiques de ferrite de cobalt, lorsqu'elles sont d'un diamètre supérieur à 10 nm , c'est l'énergie d'anisotropie qui domine, elles sont dites à dipôle rigide. Le moment magnétique est fermement lié à l'axe de facile aimantation. Celles de plus petit diamètre sont, quant à elles, sujettes à l'agitation thermique avec laquelle l'énergie d'anisotropie crée un équilibre entre les deux énergies. Le moment magnétique s'oriente dans la direction de l'axe de facile aimantation, mais il peut fluctuer puisqu'ils sont déliés. On parle alors de dipôle mou.

Par application d'un champ magnétique \vec{H} , l'énergie de Zeeman ($E_z = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$) permet de décrire l'influence du champ sur l'aimantation de la nanoparticule. Une rivalité se crée entre l'énergie d'anisotropie, l'énergie thermique et l'énergie de Zeeman. L'énergie de Zeeman tend à aligner le moment avec le champ magnétique et l'énergie d'anisotropie à bloquer le moment avec l'axe de facile aimantation.

Lorsque la particule est libre de tout mouvement, dans un liquide magnétique, comme présenté en **FIGURE 2.2** et mesuré en **FIGURE 2.3**, l'énergie thermique, hors champ, est suffisamment importante pour que tous les moments soient orientés aléatoirement. Si un champ magnétique s'applique, tous les moments vont s'orienter en direction du champ jusqu'à saturation et revenir à leur état initial hors champ. Il n'y a pas de cycle d'hystérésis.

À contrario, lorsque les NPs sont figées dans un matériau comme en **FIGURE 1.12**, dans une matrice Sol-Gel de silice, à l'application d'un champ magnétique, la particule et son axe de facile aimantation ne bougent pas, mais les moments vont tendre à s'orienter selon le champ magnétique. Lors de la coupure de champ, un équilibre se fait par rapport à l'angle d'application du champ et le moment magnétique, de ce fait une rémanence existe produisant alors des cycles d'hystérésis.

Dans la suite, nous démontrerons comment les NPs peuvent être figées dans une matrice de silice pour les utiliser en tant que matériau MO.

II.2 Processus d'élaboration des couches minces magnéto-optiques

II.2.1 Procédé Sol-Gel

La voie d'élaboration Sol-Gel, présentée en **FIGURE 2.5**, permet, à partir de précurseurs d'oxydes métalliques, suivant deux réactions simultanées, d'hydrolyse et de condensation, d'aboutir à un matériau final stable. Elle peut être utilisée dans une multitude de domaines allant de la couche mince de quelques dizaines de nanomètres à des structures plus ou moins denses de plusieurs centimètres d'épaisseur [3]. On peut d'ailleurs retrouver ce procédé dans la fabrication des fibres optiques. Différents types d'oxydes métalliques peuvent être obtenus de cette manière, ici, il s'agira de SiO_2 , mais ce procédé reste valable pour d'autres matériaux comme le TiO_2 et le ZrO_2 .

Le point de départ de l'élaboration est la solution composée principalement du précurseur de la matrice de la couche mince, ici, ce sera de l'orthosilicate de tétraéthyle ou TEOS de formule $Si(OCH_2CH_3)_4$. Cette molécule est constituée d'un atome de silicium central lié à 4 atomes d'oxygène et à une chaîne CH_2CH_3 .

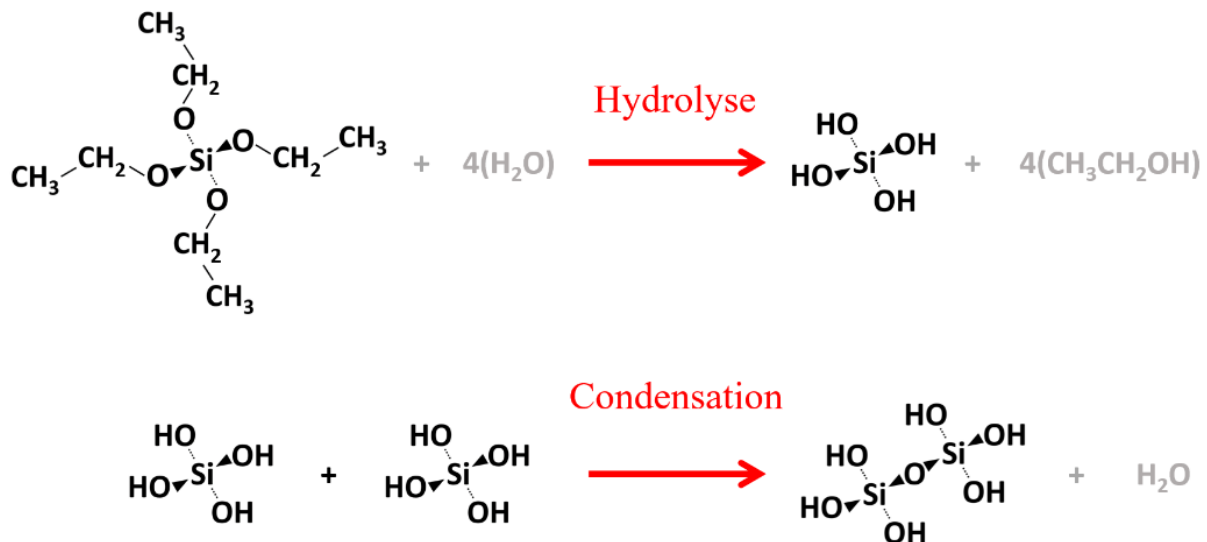


Figure 2.5 : Réactions chimiques Sol-Gel aboutissant à la création d'une matrice d'oxyde de silice similaire à la composition d'une fibre optique standard.

Pour avoir notre préparation initiale contenant le précurseur, seront ajoutés avec le TEOS, de l'éthanol et de l'acide chlorhydrique dilué à 0.1mol/L avec comme ratio [5.4 : 2.7 : 1]. Avant de devenir une matrice solide, deux réactions doivent avoir lieu (**FIGURE 2.5**). L'hydrolyse, où une molécule de TEOS réagit avec 4 molécules d'eau pour créer une molécule d'acide orthosilicique $Si(OH)_4$ et 4 molécules d'éthanol. Un phénomène de condensation s'ensuit et va regrouper ces molécules entre elles et rejeter simultanément une molécule d'eau à chaque liaison. La conséquence est que pour 1 g (0.94 ml) de TEOS pur (208 g/mol), l'eau (18 g/mol) est en excès à partir de 0.35 g (0.349 ml). De ce fait, plus le ferrofluide sera

concentré, moins de l'eau sera ajoutée par ce biais, et plus on pourra piéger de NPs dans la matrice. Il faut essayer de conserver un ratio volumique eau/TEOS proche de 0.4 car, au-delà, on risque de noyer le Sol et, en dessous, de pas avoir assez d'eau pour réaliser la réaction. L'eau est ajoutée également par le biais du ferrofluide.

La réaction se produit dans un premier temps à température ambiante, mais nécessitera un recuit à 100 °C pour stabiliser la couche mince et éliminer les derniers produits de la réaction non désirés, à savoir l'eau et l'éthanol.

Désormais, il faut combiner la méthode Sol-Gel avec un autre matériau, les NPs de ferrite de cobalt, dans la solution liquide précurseur. Il est à noter que les particules dans leur milieu de stockage, ont une certaine tendance à vieillir et à perdre leurs propriétés répulsives les unes avec les autres. En somme, elles vont perdre leur stabilité, s'agréger progressivement sous forme d'agglomérats et sédimenter. Il s'agit là d'un phénomène qui ne se retrouve pas lorsque les NPs sont encapsulées dans une couche mince, puisqu'elles sont figées dans un état stable.

L'observation en microscopie électronique à balayage [57], présentée en **FIGURE 2.6**, des NPs permet de définir un diamètre moyen de 9 nm.

Leur intégration dans la matrice de silice $(SiO_2)_n$, schématisée en **FIGURE 2.6**, permet de les stabiliser complètement dans un milieu solide par la méthode Sol-Gel. La concentration de NPs est modulable en fonction de leur concentration dans le ferrofluide initial et de la quantité incluse dans la solution de TEOS.

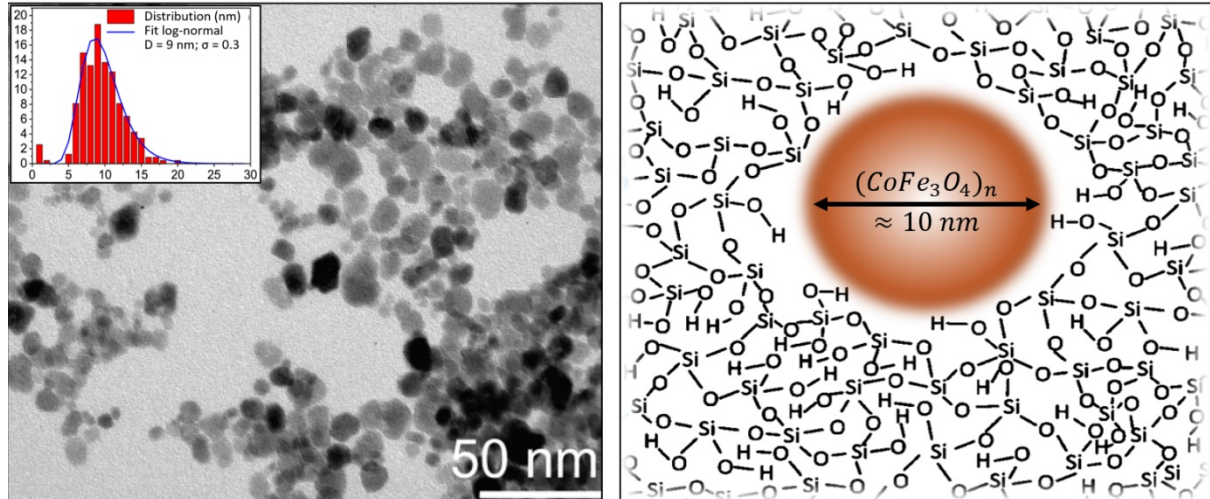


Figure 2.6 : Observation au microscope électronique à balayage d'une goutte de ferrofluide et distribution de la taille des NPs (gauche) [57] et schématisation d'une nanoparticule de ferrite de cobalt piégée dans la matrice de $(SiO_2)_n$ (droite).

Dans un premier temps, un dépôt de couche mince sur une lame de verre ou de silicium est réalisé par dip-coating (schéma en **FIGURE 2.7**). Il permettra de caractériser les propriétés optiques et MO de la couche nanocomposite obtenue par ellipsométrie et par polarimétrie en transmission.

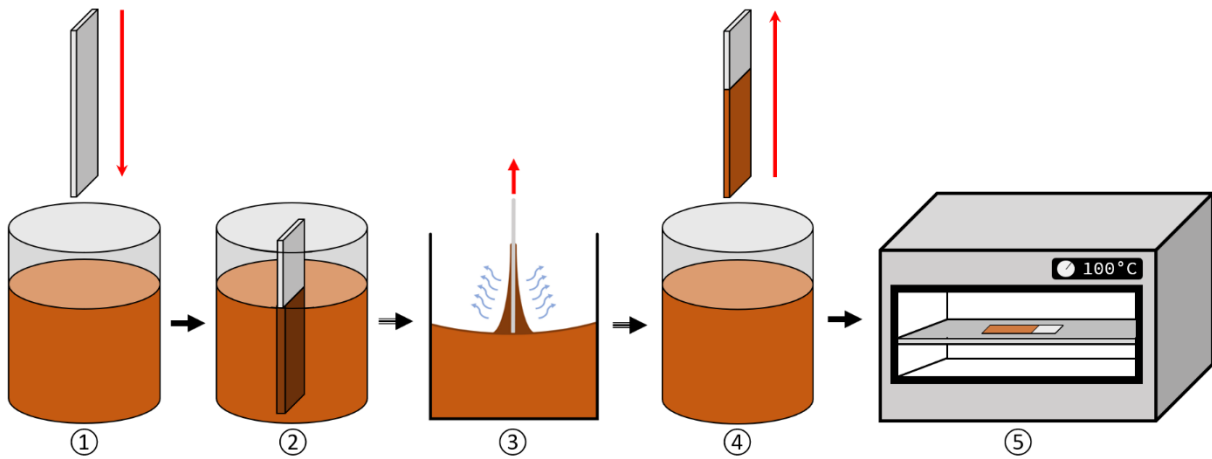


Figure 2.7 : Processus de dip-coating sur un substrat. La lame est plongée dans une solution de TEOS et de nanoparticules de ferrite de cobalt puis retirée à vitesse constante, suivi d'un recuit d'une heure.

Lors du dip-coating, les deux étapes de la réaction, à savoir l'hydrolyse et la condensation se produisent simultanément lorsque la lame est retirée du récipient. L'évaporation progressive des solvants (étape 3 de la **FIGURE 2.7**), a pour conséquence de rapprocher les réactifs et de réaliser les réactions chimiques nécessaires au dépôt de la couche mince.

Le recuit (dernière étape) va permettre l'évaporation des espèces chimiques restantes (eau et éthanol) tout en densifiant progressivement la matrice.

La faible concentration en NPs dans la solution va donc augmenter très fortement dans la matrice finale. En effet, en prenant en exemple un ferrofluide dont la concentration est de 2.5 %, seules les NPs ne vont pas s'évaporer, et dans la solution de TEOS mélangée au ferrofluide, seules 60 % de la solution représente le TEOS. D'après les calculs effectués à partir des réactions en **FIGURE 2.5**, la molécule originelle de TEOS voit sa masse totale diminuer de 75 % (208 g/mol pour le TEOS et 52 g/mol pour la matrice), permettant alors d'estimer l'augmentation de la concentration en NPs dans la matrice finale, d'un facteur 10 par rapport à la solution initiale.

Le contrôle de la concentration en NPs dans la couche peut être réalisé, soit en ajustant la concentration du ferrofluide, soit en modifiant sa quantité dans la solution, en veillant à ne pas la déstabiliser. Le contrôle de l'épaisseur de la couche est lié à la vitesse de retrait de la lame de la solution. Plus la vitesse de tirage est élevée plus l'épaisseur sera importante.

Maintenant que le principe d'élaboration d'un dépôt est acquis, il faut le transposer aux fibres optiques. Cependant, réaliser un dépôt sur une fibre standard aura pour conséquence de déposer une couche mince sur périphérie de la fibre. Or, dans une fibre optique, la lumière est confinée en son cœur, et une couche mince externe n'aura aucun impact sur le signal. Il faut donc faire en sorte que la lumière et la couche puisse interagir. Nous aurons donc la nécessité d'utiliser une fibre « exotique » micro-structurée comme décrit par la suite.

II.2.2 Technique de dip-coating modifiée : « *fill-coating* »

II.2.2.1 Fibre optique microstructurée : Fibre à cœur suspendu

Le modèle de la fibre monomode de référence est tel que le cœur de la fibre ainsi que la gaine l'entourant sont faits de silice pure ou contenant des dopants (Germanium, Aluminium, Phosphore, Bore ou encore Fluor), cela afin de modifier l'indice de réfraction et éventuellement les propriétés physiques. Il est difficile de les fonctionnaliser de manière à ce que la lumière, se propageant dans le cœur interagisse avec le matériau nanocomposite sans le fragiliser.

Pour faire interagir le matériau composite MO avec la lumière guidée, nous avons choisi une fibre microstructurée parsemée de trous d'air, suffisamment larges pour pouvoir injecter la solution Sol-Gel dopée.

Ainsi, on peut faire entrer en contact la lumière directement avec la couche mince fonctionnalisée. Pour cette étude, une fibre à cœur suspendu (*Photonics Bretagne*) sera utilisée, offrant 3 trous avec une symétrie à 120° , ovoïdes d'un diamètre de $30\ \mu\text{m}$. L'ensemble de ces éléments sont visibles sur la **FIGURE 2.8**.

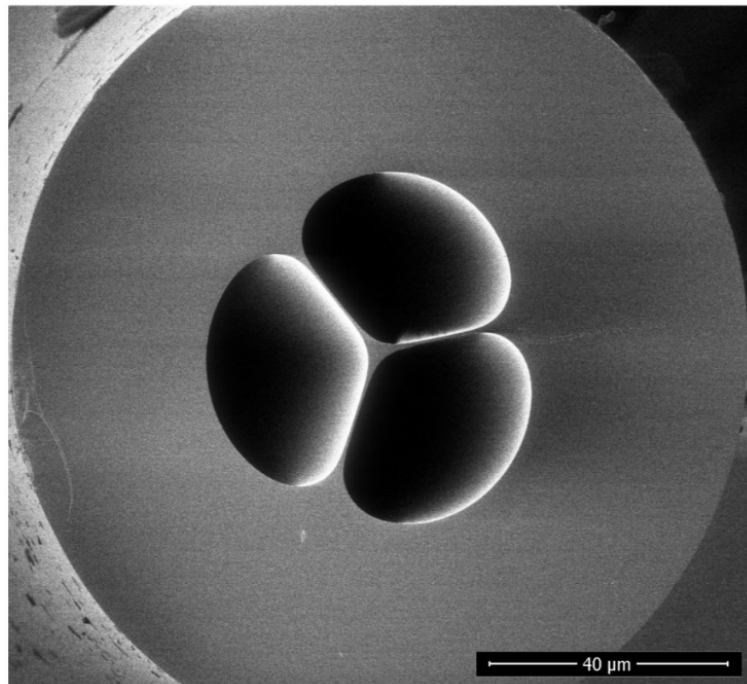


Figure 2.8 : Vue transverse obtenue au microscope électronique à balayage (MEB) d'une fibre optique microstructurée dite à cœur suspendu.

La structure générale est sensiblement différente à celle des fibres conventionnelles à deux couches, puisqu'ici les couches interne et externe sont faites du même matériau avec, entre les deux, trois grands trous d'air. La propagation dans cette structure peut être simplement vue comme un cœur de silice de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre entouré d'air. La fibre possède un diamètre extérieur de $125\ \mu\text{m}$.

II.2.2.2 Fonctionnalisation par dip-coating modifié

À la manière de certaines études [100], [107], [128], il est envisageable de remplir entièrement la fibre de ferrofluide et de la souder de part et d'autre pour encapsuler le fluide et réaliser des mesures MO.

Pendant, pour une technologie tout-fibré, la solution passe par l'incorporation des NPs dans une matrice rigide (e.g. le processus Sol-Gel) avec l'assurance d'une stabilité temporelle, à l'inverse du ferrofluide. Le dépôt d'une couche mince dans les micro-structurations de la fibre va permettre de conserver un guidage dans le cœur.

Comme nous le verrons au chapitre 3, pour ajuster l'interaction de la lumière avec la couche mince, nous disposons de deux leviers : son indice de réfraction dépendant de la concentration en NPs et son épaisseur.

La question est désormais de développer un procédé pour réussir à déposer des couches minces homogènes à l'intérieur de la fibre microstructurée à cœur suspendu. De ce fait une méthode de dip-coating modifiée a été développée dans le cadre de cette thèse.

Le dip-coating usuel consiste à plonger un matériau dans la solution, telle la **FIGURE 2.7** le présente pour ensuite l'y extraire à une vitesse constante qui déterminera l'épaisseur de la couche mince. Cela est en revanche impossible à réaliser avec ce genre de fibre. En reprenant ce concept général, il faut donc que la zone sur laquelle le dépôt est fait, soit dans un premier temps, immergée entièrement par la solution, puis retirée à vitesse constante de la zone d'immersion. Appliqué à la fibre à cœur suspendu, cela correspond à l'injection de la solution Sol-Gel en remplissant les trois trous pour ensuite venir évacuer le liquide à vitesse constante.

Les étapes de la fonctionnalisation sont présentées dans le schéma de la **FIGURE 2.9** et illustré sur la **FIGURE 2.10**, puisqu'ils représentent le cœur du processus de fonctionnalisation développé et utilisé durant cette thèse.

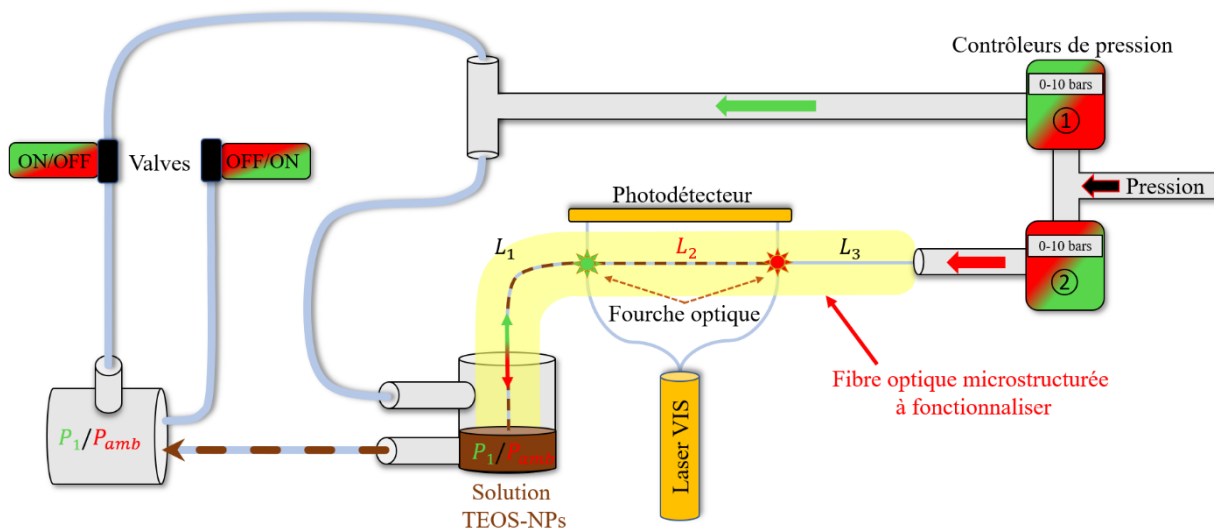


Figure 2.9 : Schéma complet du processus de dopage d'une fibre microstructurée. Un système de gestion de pression est associé pour contrôler les paramètres de fonctionnalisation.

L'ensemble du dispositif va être contrôlé par ordinateur, c'est-à-dire pour le contrôle des pressions appliquées, et pour la détection optique du passage de la solution dans la fibre. En effet cette détection, faite aux deux fourches optiques est primordiale, et permet de déclencher les différentes étapes du dopage en vue de déposer une couche mince la plus homogène possible sur la zone souhaitée. Les deux fourches optiques sont des fibres optiques clivées et placées perpendiculairement à la fibre à cœur suspendu. L'objectif sera de détecter le passage de la solution, à la manière de la méthode des transits en astronomie, par diminution de la luminosité perçue sur le photodétecteur.

Cette méthode est plus contraignante qu'un dip-coating usuel, notamment en ce qui concerne les dispositifs de gestion de pression et des détecteurs du passage du Sol-Gel. Le dopage interne de fibres microstructurées par dépôt de couche mince Sol-Gel est un procédé plus long et plus complexe que le tirage des couches minces sur un substrat classique. En outre, il faut suivre un certain nombre d'étapes pour aboutir à un dépôt de couche mince homogène sur une portion spécifique de la fibre.

Étape 1 : Après avoir préparé la solution contenant les NPs de ferrite de cobalt associées au TEOS, on la transvase dans un contenant en téflon. Le récipient est parfaitement hermétique et possède trois ouvertures.

Une de ses ouvertures sert à faire passer la fibre optique, qui est scellée avec de la colle UV, pour assurer l'herméticité du système. La fibre est suffisamment longue pour qu'elle puisse tremper dans la solution dopée. Une des sorties du conteneur est ensuite connectée directement au réseau d'air comprimé par le biais d'un contrôleur de pression, afin de pousser le liquide dans la fibre. L'autre sortie du conteneur est reliée à un conteneur identique, vide, il servira à vidanger la solution.

L'autre extrémité de la fibre est scellée, également avec de la colle UV, et reliée au second contrôleur de pression.

Étape 2 : Le contrôleur ① applique une pression dans le sens vert. Les deux récipients, sont mis sous pression. La solution dopée est poussée à l'intérieur de la fibre optique, causée par un différentiel de pression ΔP , entre ses deux extrémités.

Le remplissage de la fibre se fait jusqu'à la détection par le premier photodétecteur (vert), sur la portion L_1 .

Étape 3 : Le récipient contenant la solution doit se vider pour créer un dopage homogène, on ne doit plus ajouter de liquide dans la fibre.

Par inversion des valves, le récipient vide est désormais à pression ambiante tandis que le récipient contenant la solution est toujours à la pression d'injection. Par un différentiel de pression, ce dernier se vide complètement et le liquide est transvasé. Cette étape se fait en une fraction de seconde.

Étape 4 : Les valves sont remises dans leur état initial pour arrêter le souffle d'air provenant de la valve ouverte sur l'extérieur. Les deux récipients sont à la même pression, celle d'injection.

Le récipient principal, désormais vide, est toujours sous pression d'injection. Le liquide déjà présent dans la fibre peut alors se propager de nouveau, et ce jusqu'au second point de détection du photodétecteur (rouge), sur la portion L_2 . La durée T_1 , entre les deux détections est mesurée.

Étape 5 : Une fois le liquide détecté à ce second point, une inversion des contrôleurs de pression se produit. Le contrôleur de pression d'injection ① est stoppé, tandis que le contrôleur de pression de vidange ② est activé, dans le sens rouge.

Le liquide qui avait rempli la portion L_2 est vidé dans la direction d'où il vient jusqu'à une évacuation complète de la fibre. On peut laisser la pression s'exercer pendant une dizaine de minutes pour assurer un pré-séchage de la couche mince dans la fibre.

Le délai T_2 , mis par le liquide à cette pression de vidange est mesuré entre les deux points de détection pour mesurer la vitesse d'évacuation.

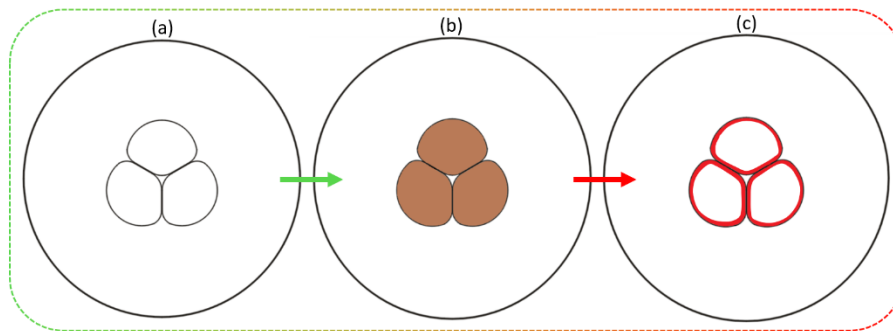


Figure 2.10 : Schématisation des différentes étapes de la fonctionnalisation. (a) La fibre dans sa configuration initiale (Étape 1). (b) La fibre se remplit progressivement de la solution dopée (Étape 2 à 4). (c) La fibre est vidée et une couche mince est déposée (Étape 5).

Il faut que le dépôt soit homogène, ainsi les zones de dépôt non homogènes ne sont pas conservées (L_1). De ce fait, la vitesse d'évacuation doit être identique tout le long du trajet retour d'évacuation selon la loi de Poiseuille :

$$V = \frac{r^2}{8\eta L} \Delta P \quad (50)$$

Deux paramètres sont fixes dans la fonctionnalisation, à savoir le rayon du trou de fonctionnalisation r , de $30 \mu\text{m}$ et la viscosité du liquide injecté, η .

Les deux autres sont modulables et donnent la vitesse d'évacuation. Pour ΔP , il s'agit de la pression appliquée dans la fibre lors du vidage. Cette dernière peut être modifiée entre 0.1 et 8 bars, qui est la pression du réseau d'air comprimé. Enfin L , correspond à la longueur de liquide à l'intérieur de la fibre au moment de l'évacuation. C'est ce paramètre qui est le plus complexe à contrôler et qui nécessite une attention toute particulière pour avoir un dépôt homogène.

La couche mince est déposée avec la vitesse d'évacuation choisie au préalable, obtenue en fonction de la pression d'évacuation P_2 , par la formule suivante :

$$V = \frac{P_2}{P_1} * \frac{L_2}{T_1} \quad (51)$$

Par analogie avec la méthode de dip-coating, plus la vitesse d'évacuation est élevée, plus le dépôt sera épais (jusqu'à une certaine limite) [129]. La confirmation de la vitesse de dépôt est mesurée par les photodétecteurs telle que $V = L_2/T_2$.

Selon la **FIGURE 2.9**, la section L_1 , entre le récipient et le premier détecteur est remplie, vidée puis remplie à nouveau, le tout à une vitesse non constante, ce qui crée un dépôt non homogène.

La seconde portion de la fibre, entre les deux détecteurs, est remplie progressivement jusqu'au second détecteur sur une distance L_2 . Cette portion est ensuite vidée lorsque la pression s'inverse, ce qui doit s'effectuer à vitesse constante pour avoir un dépôt homogène. La distance L_3 , entre le second détecteur et le second contrôleur de pression n'a pas d'intérêt particulier, car elle ne sera pas dopée.

Si on reprend les distances de chaque section, associées à la loi de Poiseuille, si $L_1 = L_2$ alors la distance L_2 est entièrement fonctionnalisée avec une couche mince homogène, car la vitesse d'évacuation est restée identique tout du long de l'évacuation du liquide de la fibre.

Si $L_1 > L_2$, alors il reste du liquide dans la section 1 bien que la section 2 soit rempli. Le dopage sera homogène de la même manière que le second cas, car la longueur de liquide dans la fibre reste identique tant que la section 2 n'est pas vidée.

Enfin si, $L_1 < L_2$, lorsque le liquide arrive au second détecteur alors cette section n'est pas entièrement rempli mais s'est déjà vidée partiellement par le début. Une section de la zone dopée aura vu une vitesse d'évacuation différente. Le dopage n'est alors plus homogène sur l'intégralité de la zone L_2 .

Il faut donc s'assurer d'avoir $L_1 \geq L_2$, de manière à avoir une distance dopée homogène bien définie.

En conclusion de cette section, cette nouvelle méthode permet de fonctionnaliser des fibres optiques microstructurées par voie Sol-Gel. Les dépôts de couches minces nanocomposites sont homogènes et l'épaisseur est modulable en fonction des vitesses d'évacuation. Même si, contrairement au processus de dip-coating, le dopage est très contraignant, il permet d'explorer une nouvelle voie de fonctionnalisation et plus particulièrement la fonctionnalisation de fibres optiques.

II.3 Caractérisations des couches minces

Dans cette partie, le comportement des couches sur 3 différents supports va être étudié, à savoir sur un substrat de silicium, sur une lame en verre et dans la fibre microstructurée à cœur suspendu. Les deux premiers sont obtenus de la même manière par dip-coating conventionnel tandis que pour les fibres avec le dip-coating modifié détaillé en **FIGURE 2.7**. Les mesures

permettront de tirer des paramètres tels que le tenseur de permittivité du matériau nanocomposite et plus particulièrement les termes hors-diagonaux, les indices des couches minces grâce aux mesures ellipsométriques, mais aussi de tirer l'épaisseur des couches et de connaître leur homogénéité via les mesures en microscopie électronique à balayage.

II.3.1 Principe de la mesure ellipsométrique

L'ellipsométrie spectroscopique est une technique de mesure optique non-invasive et non-destructive permettant de déterminer les paramètres d'un substrat ou d'un empilement de couches minces tels que l'épaisseur (de quelques \AA à plusieurs μm), les indices de réfraction et d'absorption ou encore la rugosité. L'ellipsomètre utilisé pour les mesures de nos couches minces nanocomposites est de la marque HORIBA Jobin Yvon UVISEL dont la large gamme spectrale, de l'ultraviolet au proche infrarouge, de 280 à 2100 nm , permet une caractérisation complète et précise de l'échantillon.

Deux éléments distincts composent l'ellipsomètre. Tout d'abord une source blanche associée à un polariseur linéaire, il s'agit du générateur d'état de polarisation. La lumière ainsi générée va être réfléchi sur l'échantillon à un angle d'incidence prédéfini et capté par l'analyseur d'état de polarisation. Il est constitué d'un assemblage d'un modulateur photoélastique, d'un analyseur et d'un photodétecteur.

Lorsqu'il est réfléchi à la surface d'un échantillon, le faisceau incident de polarisation rectiligne, voit sa polarisation changée. L'étude du changement de cette polarisation est à l'origine même des caractéristiques intrinsèques à l'échantillon.

L'onde incidente E_i , polarisée linéairement, qui entre en contact avec l'échantillon se voit à la fois réfléchi et réfracté. Le champ électrique de la polarisation incidente peut être décomposé comme la somme de ses composantes (s) et (p), orthogonales entre elles. E_i^p est dans le plan d'incidence tandis que E_i^s est orthogonale à ce plan. Il en va de même pour l'onde réfléchi E_r . La **FIGURE 2.11** schématise l'évolution des axes de polarisations pour la mesure ellipsométrique.

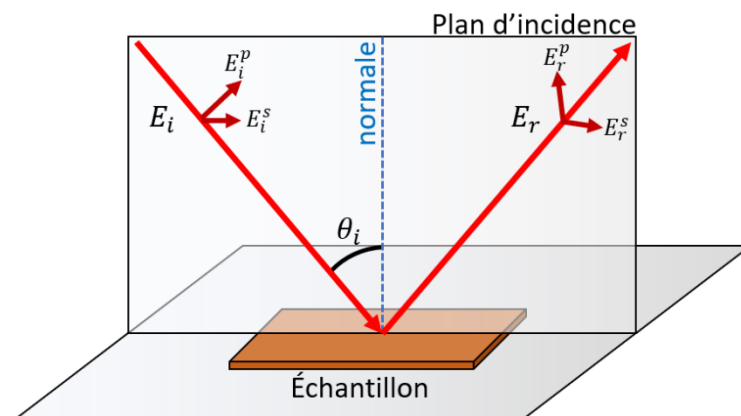


Figure 2.11 : Schéma de l'évolution des axes de polarisations pour la mesure ellipsométrique.

On note r^p et r^s , les coefficients de réflexion de chacune des composantes de la polarisation réfléchie.

Le rapport des coefficients de réflexion, définit le ratio de la réflexion Fresnel ρ [130]:

$$\rho = \frac{r^p}{r^s} = \tan(\psi) e^{i\Delta} = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} / \frac{E_{rs}}{E_{is}} \quad (52)$$

Avec, $\tan(\psi)$, l'amplitude du ratio des deux composantes réfléchies et Δ , le déphasage entre les deux polarisations s et p .

Ces deux données sont les deux seuls paramètres ellipsométriques qui définissent l'échantillon et sont obtenus sur l'ensemble du spectre couvert par l'appareil.

Pour déterminer des paramètres opto-géométriques, tels que les indices de réfraction et l'absorption ou encore l'épaisseur des couches, il faut construire un modèle représentatif de l'échantillon et ajuster ses paramètres (loi de dispersion, épaisseurs) aux données expérimentales ψ et Δ . Cette modélisation se fait grâce au logiciel DeltaPsi2 (HORIBA).

II.3.2 Mesure ellipsométrique sur une lame de silicium

La mesure ellipsométrique réalisée sur des dépôts de couches minces nanocomposites sur une lame en silicium permet d'estimer l'indice de réfraction en fonction de la concentration en NPs. La mesure de l'indice permet d'estimer comment le ratio ferrofluide/eau impacte la couche mince déposée pour optimiser le processus de fonctionnalisation. De plus, il sera aussi utilisé dans la partie simulation du chapitre 3 pour connaître la proportion de lumière dans le matériau nanocomposite en vue d'estimer l'effet MO.

Un dépôt, à l'aide du processus de la **FIGURE 2.7** est réalisé sur différents échantillons de silicium avec des solutions de concentrations différentes en NPs pour avoir des couches plus ou moins dopées. Ces dépôts sont ensuite caractérisés par l'ellipsomètre permettant d'en déduire leurs indices de réfraction.

La proportion de ferrofluide dans la solution dopante a été modulée pour avoir une variété de concentrations et d'indices comme présenté dans le **TABLEAU 2.1**. La concentration en NPs dans le ferrofluide a pu être modifiée, avec trois concentrations différentes, pour ce lot de couches minces et de fibres fonctionnalisées.

Le volume de TEOS est le volume de référence auquel on ajoute un volume d'eau et de ferrofluide.

La quantité d'eau est diminuée pour les derniers échantillons afin d'augmenter encore la concentration de la solution. La concentration de la solution est obtenue en faisant le rapport de la concentration en NPs dans le ferrofluide avec le volume total de la solution.

Tableau 2.1 : Mesure d'indice et de concentration de différents échantillons dont le dépôt a été réalisé sur un substrat en silicium.

Vol. ferrofluide	Concentration NPs	Vol. TEOS	Vol. eau	Concentration solution	Indice de réfraction
0	2.5 %	1	0.5	0.000 %	1.4304
0.05	2.5 %	1	0.5	0.081 %	1.4445
0.10	2.5 %	1	0.5	0.156 %	1.4535
0.33	2.5 %	1	0.5	0.455 %	1.4779
0.45	2.5 %	1	0.05	0.750 %	1.4893
0.11	10 %	1	0.01	1.000 %	1.5074
1	2.5 %	1	0.01	1.238 %	1.5255
0.45	4.54 %	1	0.05	1.362 %	1.5354
0.33	10 %	1	0.01	2.475 %	1.6085

À partir des données ellipsométriques, il est possible de tracer l'évolution de l'indice de réfraction de la couche mince en fonction de la concentration en NPs (FIGURE 2.12). Une régression linéaire ($R^2 = 99.3$) indique qu'une variation de 1 % de NPs dans la solution modifie l'indice de réfraction de 6.95×10^{-2} , jusqu'à une concentration de 2.5 %.

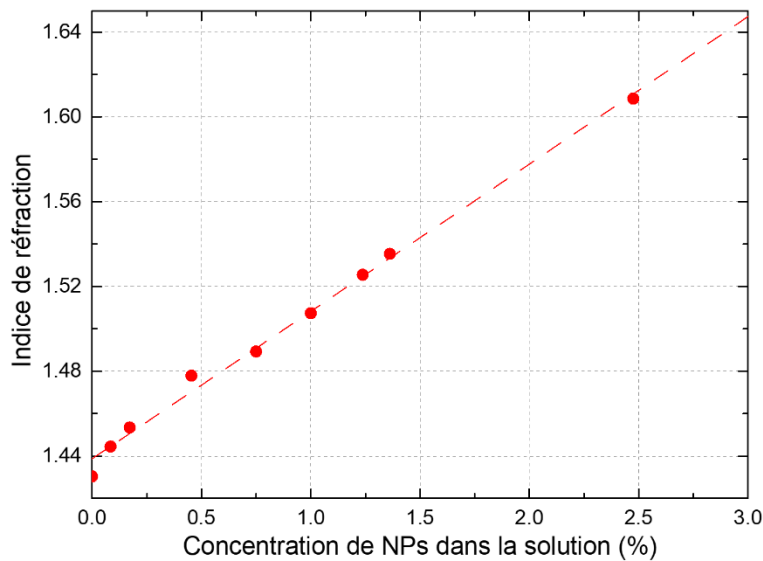


Figure 2.12 : Évolution de l'indice de réfraction de la couche mince par mesure ellipsométrique en fonction de la concentration en nanoparticules dans la solution à partir du Tableau 2.1.

II.3.3 Mesure polarimétrique sur une lame de verre

Des dépôts identiques ont été réalisés sur une lame de verre afin de réaliser une mesure polarimétrique sous champ magnétique pour évaluer l'effet Faraday, et est présentée sur la FIGURE 2.13.

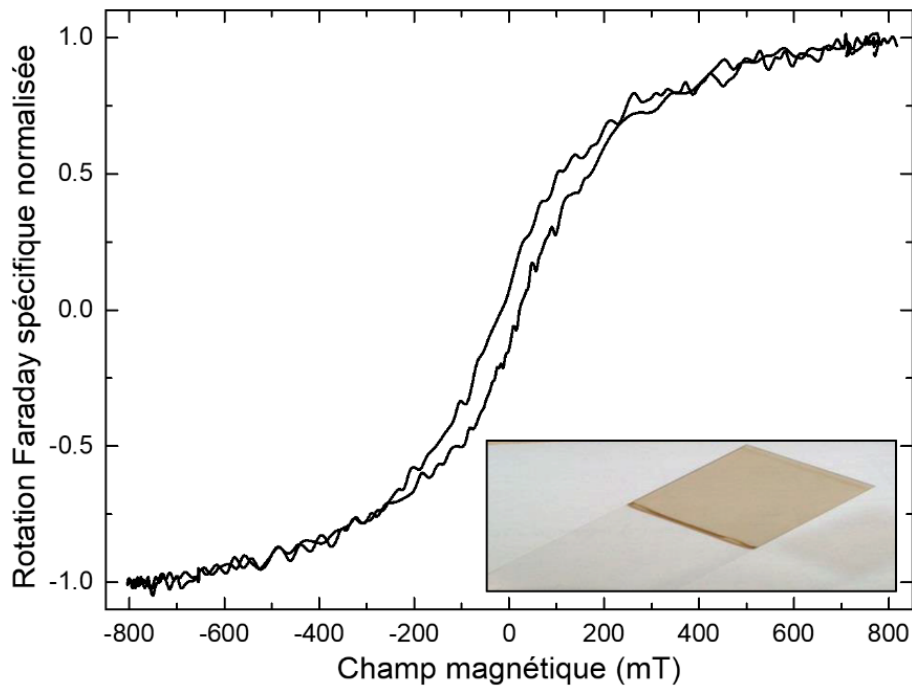


Figure 2.13 : Mesure en espace libre avec un champ magnétique longitudinal de la rotation Faraday spécifique normalisée obtenue avec un dépôt sur une lame de microscope (encart) à 1550 nm.

Le dépôt est double puisque la couche mince est déposée de part et d'autre de la lame, cependant cela ne change rien à l'effet MO, puisqu'il peut être normalisé sur l'épaisseur des couches minces. La mesure polarimétrique de cette couche mince permet d'observer une variation de polarisation non-réciproque avec une hystérésis dont le champ coercitif est de $15 \pm 5 \text{ mT}$. Après recuit, le dépôt est parfaitement visible et se présente sous la forme d'une couche de teinte brune légèrement absorbante (FIGURE 2.13). Il est possible de mesurer l'épaisseur au profilomètre et cette dernière fait approximativement 300 nm dans les conditions de dépôt choisies. Bien que les conditions du dépôt soient différentes de notre méthode de dip-coating modifié, elles nous renseignent sur la forme de l'effet Faraday attendu en configuration de champ longitudinal.

Comme présenté en début de ce chapitre à l'équation (49) et présenté en FIGURE 2.3, un ferrofluide ne présente pas d'hystérésis à cause des forces en jeu. Lors de l'arrêt du champ magnétique, le retour du moment vers l'axe de facile aimantation peut induire une aimantation rémanente comme présenté en FIGURE 2.13.

Ainsi, pour s'assurer que notre dépôt dans les fibres se soit bien effectué, une sensibilité similaire au champ magnétique de la FIGURE 2.13 est attendue, c'est-à-dire un même cycle d'hystérésis pour ces mêmes NPs.

II.3.4 Microscopie électronique à balayage dans les fibres

Les dépôts de couches minces obtenus en surface comme précédemment sont facilement accessibles avec les outils optiques à notre disposition, sur un banc Faraday et avec une mesure ellipsométrique. Cependant, la caractérisation des dépôts à l'intérieur de la fibre n'est pas accessible par ces méthodes.

Il est raisonnable de faire l'hypothèse qu'une solution Sol-Gel dopée conduira à des propriétés optiques identiques pour les couches minces déposées sur un substrat ou à l'intérieur de la fibre. En revanche, l'accès à l'épaisseur du dépôt à l'intérieur de la fibre ne peut se faire que de manière destructive avec une observation par microscopie électronique à balayage (MEB).

La **FIGURE 2.14** donne un exemple d'images obtenues des fibres optiques. La fibre étant faite de silice, elle ne peut pas décharger les électrons qu'elle va collecter ce qui explique un blanchiment de l'image. On pourrait s'affranchir de ce problème en réalisant un dépôt métallique sur la surface, mais il risquerait de supprimer le contraste entre les deux surfaces, déjà faible, car les deux structures sont de constitutions très similaires. Une solution à notre disposition est de faire de rapides observations qui vont nous permettre d'identifier la présence de ces couches.

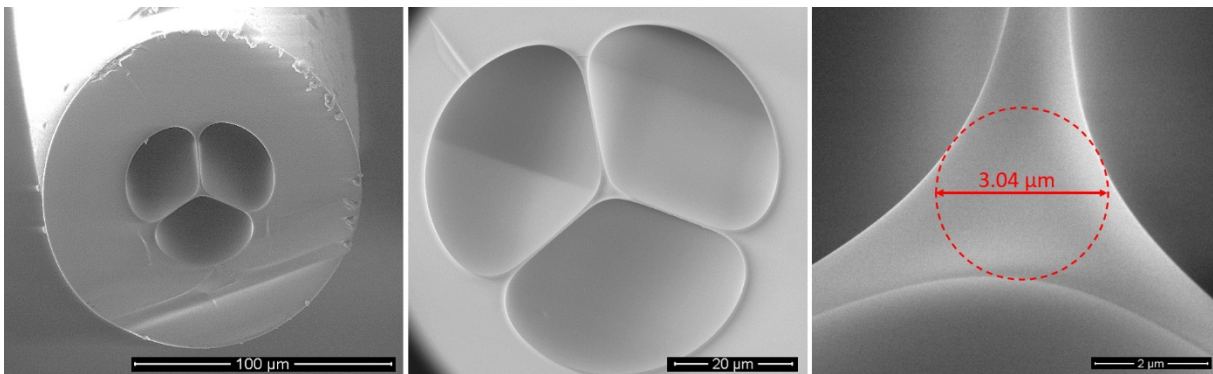


Figure 2.14 : Observation au microscope électronique à balayage d'une fibre à cœur suspendu n'ayant subi aucune modification. Le diamètre du cœur mesuré est de 3.04 µm.

Sur la **FIGURE 2.14**, différentes échelles sont visualisées. Les échelles entre la fibre optique dans son ensemble et la couche mince déposée sont très différentes, et l'essentiel de notre point de vue se focalise autour du cœur de 3.04 µm de diamètre. Il est difficile de bien identifier les transitions entre la surface de la fibre et la couche mince déposée. Le dépôt a eu pour conséquence de faire grossir le diamètre du cœur.

Le dispositif de dépôt permettant de réaliser la fonctionnalisation offre une vitesse d'évacuation constante. On s'attend alors à une couche mince lisse et homogène. On verra qu'il est possible de visualiser cette homogénéité de manière polarimétrique notamment si l'effet MO est identique tout le long de la zone dopée, mais aussi grâce à la mesure MEB (cf. **FIGURE 2.15**).

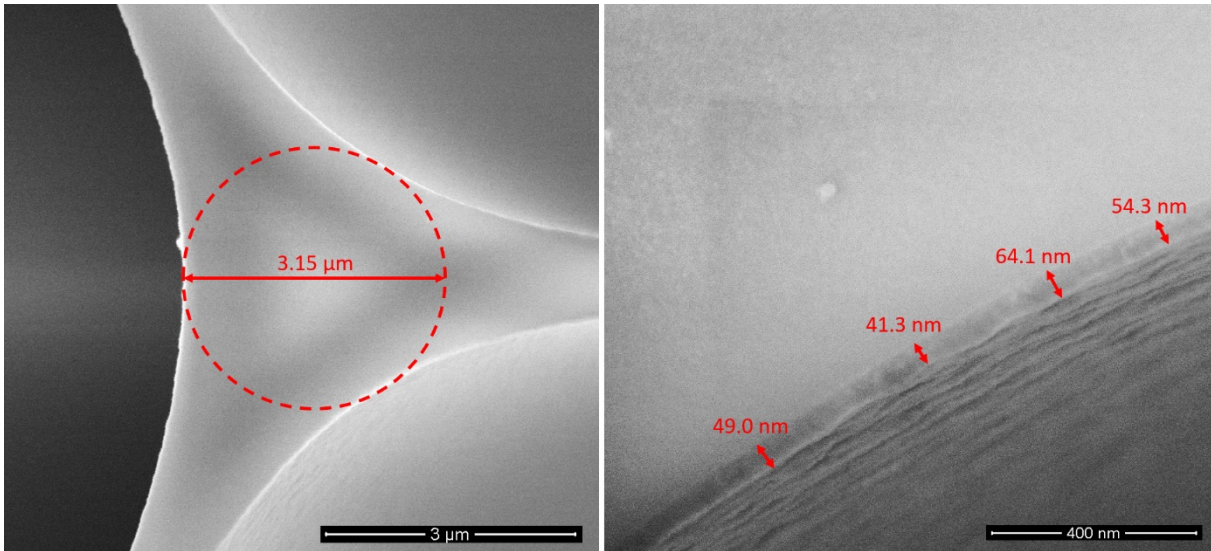


Figure 2.15 : Visualisation du dépôt d'une couche mince autour du cœur. À gauche, le cœur dans sa globalité et à droite, à plus fort grossissement seulement au bord du cœur. Le dépôt est réalisé à une vitesse d'évacuation de $1.25 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ (2 bars).

Au vu des observations MEB sur la **FIGURE 2.15**, sur l'image de droite, des rugosités sont apparentes dans la profondeur du trou d'air fonctionnalisé et au niveau de l'épaisseur de la couche mince, ainsi le dépôt n'est pas aussi lisse que la silice initiale de la fibre. Ces rugosités sont de l'ordre de $\pm 10 \text{ nm}$, valeur similaire à ce qui a pu être mesurée par ellipsométrie sur les couches minces sur silicium, et qui correspond approximativement à la taille des NPs.

Ce que ces images nous confirment, est, que le dépôt s'est bien effectué et qu'il semble plutôt régulier. Les données sur les épaisseurs des couches concordent bien sur ces deux images, nous pouvons donc tirer les mêmes conclusions aux deux échelles. En considérant comme référence la fibre à cœur suspendu non dopée, d'un diamètre d'environ $3.04 \mu\text{m}$, par rapport à cette fibre dopée, on observe une augmentation globale de 110 nm . La couche mince mesurée de cette manière fait alors en moyenne sur tout le pourtour du cœur, environ 55 nm . En comparaison avec l'observation sur la couche mince au plus proche du cœur, celle-ci donne un résultat compris entre 41 et 64 nm , avec une moyenne des mesures de 52 nm . Il est possible donc de mesurer l'épaisseur globale de la couche uniquement par l'évolution du diamètre du cœur. Ceci est intéressant, non seulement parce qu'il est parfois impossible de discriminer convenablement le cœur et la couche mince, mais cette mesure globale permet de moyenniser l'épaisseur du dépôt, malgré une certaine imprécision de mesure.

Cette méthode va être utilisée pour déterminer la relation entre l'épaisseur de la couche mince et la vitesse d'évacuation de la solution dans la fibre. Pour cela, on a réalisé 5 échantillons avec des vitesses de dépôts différentes allant de 1.25 à $7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ avec une solution identique. Ces observations sont présentées sur la **FIGURE 2.16**. Ces vitesses sont obtenues en faisant varier la pression d'évacuation de 1.5 à 8 bars .

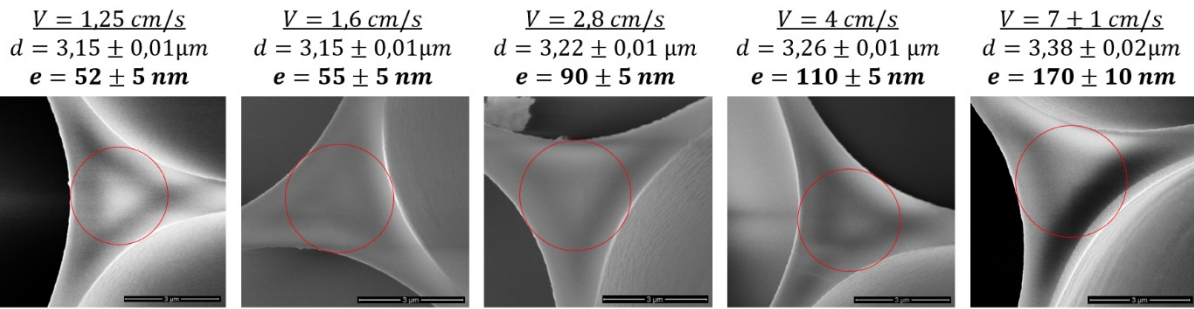


Figure 2.16 : Observation MEB des diamètres de cœurs de fibres dopées à différentes vitesses de dépôt aboutissant à des diamètres différents de fonctionnalisation.

On voit clairement sur ces fibres fonctionnalisées que l'épaisseur de la couche déposée augmente avec la vitesse d'évacuation. Un parallèle pourrait être fait avec le dip-coating où également l'épaisseur est d'autant plus importante que la vitesse de tirage est élevée [129].

La FIGURE 2.17 reprend les données obtenues à partir des observations faites au MEB en FIGURE 2.16 de l'épaisseur de la couche en fonction de la vitesse d'évacuation du liquide dans la fibre.

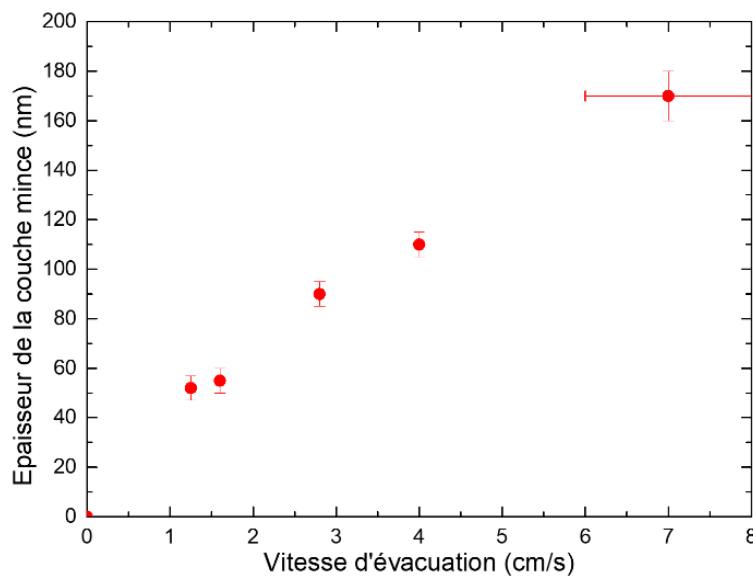


Figure 2.17 : Évolution de l'épaisseur de la couche mince en fonction de la vitesse d'évacuation de la solution.

La pression étant limitée à 8 bars, il n'a pas été possible d'augmenter la vitesse d'évacuation. Enfin, la mesure de la vitesse d'évacuation au-delà 5 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ devient imprécise du fait du délai de déclenchement des fourches optiques sur ces courtes distances.

En conclusion, la caractérisation de nos couches minces nanocomposites passe par plusieurs étapes ainsi que l'utilisation de dispositifs variés pour poser les bases du processus complexe de fonctionnalisation de fibres optiques. L'ellipsométrie, les mesures polarimétriques et la microscopie électronique font partie de ces outils et ont pu être associés pour une meilleure compréhension du processus de dépôt Sol-Gel inspiré du dip-coating. Désormais, ces fibres

fonctionnalisées, vont passer par différents dispositifs d'analyse pour étudier leurs effets MO, que nous présenterons dans la partie suivante.

II.4 Moyens expérimentaux/Outils de mesure

Désormais, le processus de fonctionnalisation est acquis et, grâce aux outils de caractérisation, nous sommes capables de définir quels sont les paramètres qui vont modifier la couche mince. Nous présenterons alors les différents dispositifs qui permettront d'étudier le comportement MO de la fonctionnalisation. Chaque dispositif aura pour objectif de mesurer les variations de polarisation, dans des conditions différentes, pour décrire de manière la plus exhaustive possible l'impact de la couche mince nanocomposite sous influence d'un champ magnétique.

II.4.1 Dispositifs de mesure

Une fois les couches minces déposées dans les fibres optiques, elles doivent être caractérisées selon leurs propriétés MO. Pour cela, nous avons mis en œuvre un dispositif tout fibré, illustré sur la **FIGURE 2.18**, c'est-à-dire que la propagation de la lumière entre la source et le détecteur se fait exclusivement en configuration guidée.

Pour aboutir à cela, il faut passer par la soudure de fibres optiques, présentée ultérieurement.

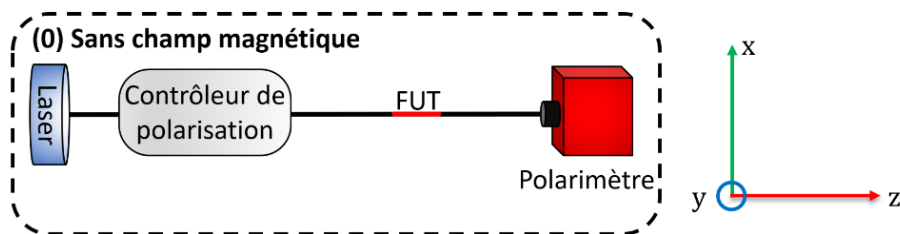


Figure 2.18 : Schéma du dispositif de mesure magnéto-optique intégrant une fibre optique fonctionnalisée avant application d'un champ magnétique.

Le dispositif est composé de trois différents composants. En entrée, une diode laser fibrée à 1550 nm . S'ensuit un contrôleur de polarisation (OZ OPTICS DTS0011) dont l'objectif est de modifier la polarisation incidente dans la fibre fonctionnalisée. Finalement, la lumière est captée et analysée à l'aide d'un polarimètre (Thorlabs PAX1000) donnant des informations sur la puissance et l'état de polarisation du signal. La fibre fonctionnalisée testée (FUT) se situe entre ces deux derniers composants. La fibre à cœur suspendu est soudée de part et d'autre avec des fibres monomodes G652 qui jouent uniquement le rôle de transport de la lumière. Cependant, les fibres G652 sont maintenues le plus droit possible pour éviter toute rotation de polarisation.

Dans un second temps, on vient placer autour de la fibre fonctionnalisée un électroaimant dont la direction du champ est parfaitement linéaire d'un pôle à l'autre selon deux configurations distinctes. La première configuration, (**FIGURE 2.19** (a)), permet d'appliquer un

champ magnétique longitudinal à la fibre, à savoir selon l'axe z et donc parallèle à la propagation de la lumière dans la fibre. La seconde configuration (**FIGURE 2.19 (b)**), s'avère être plus complexe, car le champ appliqué est transverse, donc perpendiculaire à la propagation de la lumière dans la fibre. Dans ce cas, il faut être en mesure de faire tourner l'électroaimant autour de l'axe z afin de pouvoir appliquer le champ magnétique dans toutes les directions du plan xy .

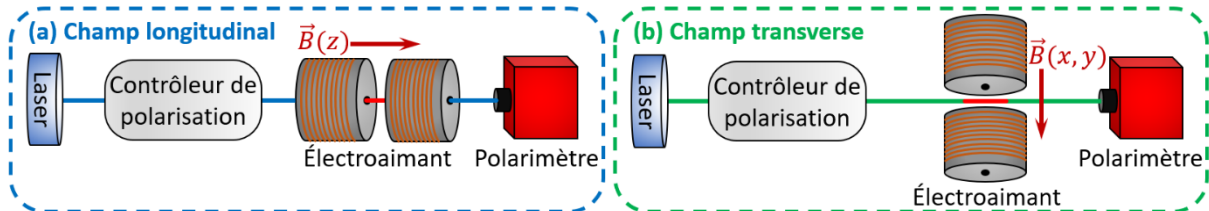


Figure 2.19 : Schéma du dispositif de mesure magnéto-optique fibré selon deux orientations de champ magnétique distinctes. (a) Le champ magnétique est longitudinal, parallèle à la direction de la lumière, selon l'axe z . (b) Le champ magnétique est transverse, perpendiculaire à la direction de la lumière, selon le plan xy .

II.4.2 Laser

Deux sources laser seront mis à profit dans le dispositif de mesure. Majoritairement, il s'agira d'une diode fibrée monomode à 1550 nm , dont la puissance maximale est de 100 mW (Thorlabs FPL1009S) avec un courant appliqué de 400 mA .

En revanche, pour aller sonder les effets à d'autres longueurs d'onde (**FIGURE 1.8**), le polarimètre, dont la gamme spectrale de mesure est comprise entre 900 et 1700 nm , doit être couplé à un autre dispositif laser. Pour cela, on utilisera un laser accordable à cavité externe (TUNICS), dont la gamme spectrale est comprise entre 1440 nm et 1660 nm .

II.4.3 Contrôleurs de polarisation et fibre polarisante

Un autre composant important de notre dispositif est le contrôleur de polarisation. Il permet de convertir n'importe quelle polarisation d'entrée en la polarisation de sortie désirée.

Ce dernier est positionné avant la zone dopée de la fibre. Nous en avons utilisé plusieurs, le premier étant un contrôleur manuel dont l'encapsulation d'une fibre va perturber la polarisation lorsque cette dernière se verra appliquer une torsion ou une contrainte comme avec le modèle OZ Optics HFPC-11-1300/1550 (**FIGURE 2.20 (a)**) ou uniquement des torsions reposant sur le principe des boucles de Lefèvre comme avec le modèle de Thorlabs FPC031 (**FIGURE 2.20 (b)**). La praticité de ces techniques vient du fait du faible encombrement et de l'ajustement manuel et en temps réel de la polarisation mesurée au polarimètre.

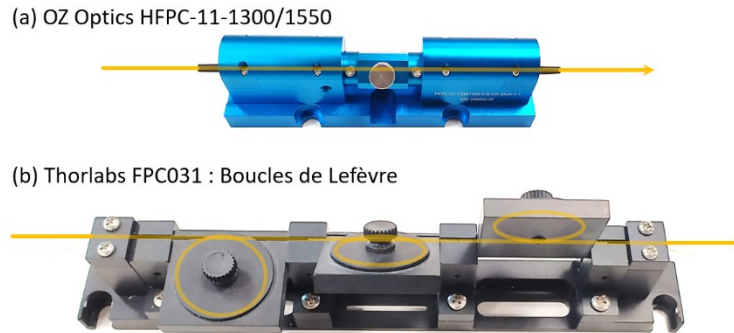


Figure 2.20 : Contrôleurs de polarisation manuels associés à la mesure magnéto-optique permettant d'obtenir n'importe quelle polarisation de sortie.

Les deux modèles reposent sur la génération d'une ou de plusieurs lames de phases avec la biréfringence induite par le stress appliqué sur la fibre. La différence de propagation entre les axes rapide et lent va permettre de réaliser des lames de phases, que ce soit avec les boucles dont l'orientation va venir modifier l'interaction avec la polarisation d'entrée, ou dans le second cas en appliquant directement une pression sur la fibre pour le même effet. Seule une fibre monomode qui n'est pas à maintien de polarisation peut être utilisée.

De son côté, le contrôleur de polarisation électrique, permet d'automatiser la variation de polarisation. Un programme de contrôle associé permet de faire varier de manière aléatoire (« *scrambler* ») la variation de biréfringence que la fibre subie, et présenté en **FIGURE 2.21**.

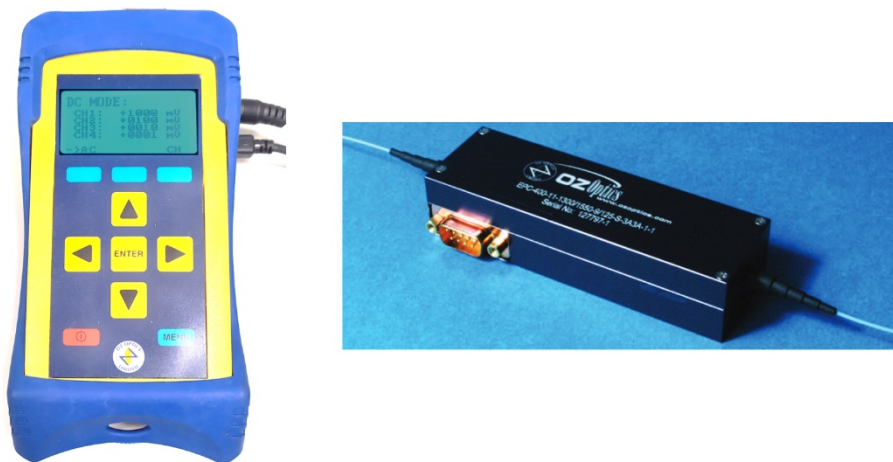


Figure 2.21 : Contrôleur de polarisation électronique OZ Optics EPC-400 pour la variation de polarisation précise ou aléatoire à haute fréquence.

De manière similaire aux contrôleurs de polarisations manuels, la variation de polarisation repose sur la réponse d'une fibre monomode à une contrainte, ici quatre mécanismes piézoélectriques vont imposer une pression plus ou moins forte, sur la fibre en fonction de la tension appliquée ($\pm 5 V$) dont la conséquence est la possibilité d'obtenir n'importe quelle polarisation selon la polarisation d'entrée.

L'automatisation d'un tel composant permet de balayer toutes les polarisations possibles à partir d'une seule polarisation d'entrée dont l'intérêt trouvera son sens lorsqu'il sera nécessaire de connaître les points de fonctionnement de la fibre.

Compacts, peu coûteux et faciles d'utilisation, les contrôleurs de polarisation manuels sont optimaux lorsque les besoins en variations de polarisation sont limités en nombre et en temps (instabilité). En revanche s'il est nécessaire d'avoir recours à de multiples polarisations le plus rapidement possible et de manière uniforme, il est préférable d'avoir recours à un contrôleur électronique et automatisé.

Cependant, ce type de dispositif présente deux inconvénients majeurs : il est impossible de savoir avec certitude quelle est la polarisation en entrée de la fibre et les quatre actionneurs piézoélectriques présentent de l'hystérésis. La seule information à disposition en matière de polarisation est celle en sortie au niveau du polarimètre. Ainsi, il est impossible de définir une polarisation à la sortie des différents contrôleurs puisqu'ils n'ont la capacité que de modifier la polarisation et non de garantir une polarisation bien précise. Cependant, il est primordial de connaître la direction de polarisation juste avant le passage dans le matériau MO et pour cela, nous avons recours à des fibres optiques à maintien de polarisation (PM) ou encore à des fibres optiques polarisantes (PZ).

L'effet polarisant des fibres PZ se produit en enroulant sur plusieurs mètres une fibre de type PM, autour d'une bobine de diamètre 9 cm, conduisant à l'extinction totale d'un des deux modes de propagation (i.e. polarisation). En avant de la fibre PZ, est placé un contrôleur de polarisation pour optimiser la polarisation d'entrée et s'assurer, grâce au polarimètre, que l'intensité est maximisée, en rentrant parfaitement sur le mode qui est propagé sur l'axe de la PZ. La polarisation de sortie est linéaire.

II.4.4 Polarimètre

Pour suivre l'évolution de la polarisation en sortie de fibre optique nous avons choisi d'utiliser un polarimètre à compensateur tournant, un Thorlabs PAX1000 (**FIGURE 2.22**). Il possède une entrée fibrée de type FC/APC (« Fiber-optic connector/*Angled physical contact connector* »). La puissance maximale du signal pouvant être mesurée se situe aux alentours de 20 mW et présente une sensibilité minimale inférieure au nanowatt, soit une dynamique de mesure supérieure à 100 dB. Évidemment plus le signal sera faible, plus la mesure sera bruitée. Cependant une mesure de quelques nanowatts offre une stabilité suffisante. Les informations sont récoltées en temps réel, à raison d'une mesure toutes les 250 ms, et permettent une étude exhaustive du signal, ainsi que de l'effet MO associé. Les 4 paramètres de Stokes, les 3 paramètres de Jones, ainsi que le degré de polarisation de la lumière sont ceux que nous exploiterons.

La mesure polarimétrique est rapide, mais néanmoins complexe, il est donc nécessaire d'explicitier ses composants et leur rôle. La **FIGURE 2.22** présente les différents composants constituant le polarimètre.

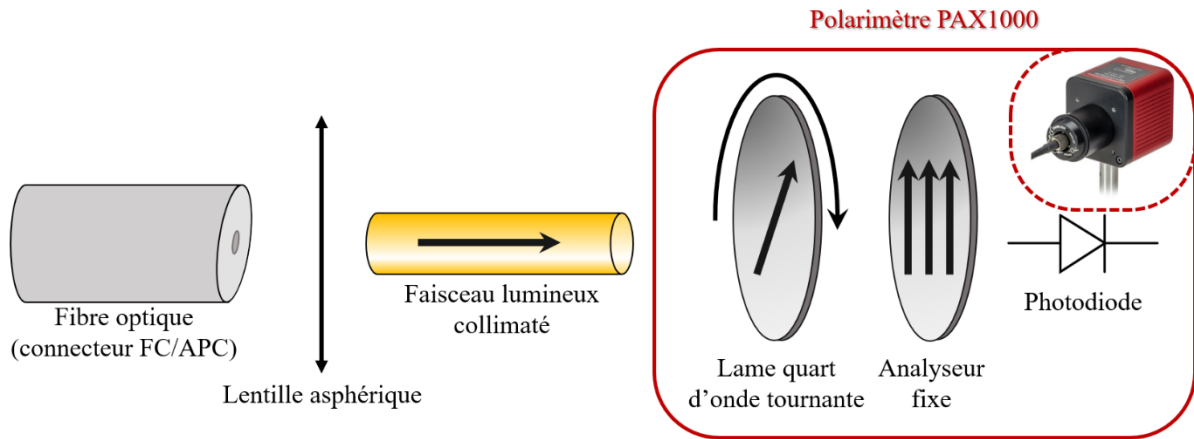


Figure 2.22 : Schéma de la structure interne du polarimètre PAX1000. L'étude de l'intensité lumineuse en fonction de l'angle de la lame quart d'onde permet de déterminer la polarisation du faisceau incident.

Le faisceau incident, qui s'est propagé dans une fibre optique, rentre dans le polarimètre et y est collimaté par une lentille asphérique. Il va ensuite se propager successivement au travers de deux lames. La lumière passe dans un premier temps, par une lame quart-d'onde tournant à une vitesse comprise entre 50 et 400 *tours/seconde* permettant de moduler la polarisation d'entrée.

Sera associée à la lame quart-d'onde, un filtre polarisant qui lui, restera fixe et dont l'intensité de la lumière transmise, captée par une photodiode, est dépendante de la polarisation d'entrée. De ce fait, pour une polarisation quelconque, se produit une modulation de polarisation induite par la lame quart-d'onde en rotation. Le signal est convertie par le polariseur en modulation d'intensité I , en fonction de l'angle θ , défini comme l'angle entre l'axe de la lame quart d'onde et l'axe de l'analyseur, tel que [131], [132] :

$$I(\theta) = \frac{1}{2} (S_0 + S_1 * \cos^2 2\theta + S_2 * \cos 2\theta \sin 2\theta + S_3 * \sin 2\theta) \quad (53)$$

Avec $S_{0,1,2,3}$, les paramètres de Stokes.

Une rotation complète de la lame quart d'onde sur une polarisation d'entrée quelconque (elliptique) induit, une modulation du signal de manière périodique non-sinusoïdale. Le courant mesuré par la photodiode possédera alors trois composantes : une composante continue, une harmonique de second ordre et une harmonique de quatrième ordre. L'équation (53) peut être réécrite de la manière suivante, en utilisant la formule trigonométrique de l'arc moitié, et associée à des mesures discrètes d'intensités [131]:

$$I_n = \frac{1}{2} (A + B * \sin 2\theta_n + C * \cos 4\theta_n + D * \sin 4\theta_n) \quad (54)$$

Avec : $A = S_0 + \frac{S_1}{2}$, $B = S_3$, $C = \frac{S_1}{2}$ et $D = \frac{S_2}{2}$. $n = 1,2 \dots N$, avec N pair et supérieur ou égal à 8 pour s'accorder au théorème d'échantillonnage de Nyquist.

Ainsi, à partir de la mesure du courant de la photodiode en fonction de l'angle de la lame quart d'onde tournante, une transformée de Fourier (FFT) est faite pour obtenir les amplitudes de chaque composante.

En ce qui concerne la lumière incidente, il est primordial de centrer le faisceau lumineux sur les deux lames pour éviter toute forme de réflexions parasites qui peuvent se produire malgré le collimateur qui pourrait avoir lieu dans le tube reliant le connecteur et la photodiode. Si le front d'onde n'est pas exactement perpendiculaire aux différentes lames alors des harmoniques non désirées vont apparaître dans le courant et perturber le calcul de la FFT. De ce fait, un outil de calibration est fourni avec l'appareil nous permettant d'aligner manuellement l'entrée de la lumière en modifiant l'orientation du connecteur de quelques dixièmes de degrés.

II.4.5 Électro-aimants

L'électroaimant est la pièce centrale de notre dispositif de mesure. Ce dernier est alimenté par un courant continu ou sinusoïdal, pilotable selon les besoins, et permet de créer un champ magnétique plus intense et localisé que ce qui pourrait être obtenu avec des aimants permanents. Combiné avec une sonde à effet Hall (LakeShore 425), qui permet une mesure fiable ($\pm 0.1 \text{ mT}$) et en temps réel du champ magnétique, il est possible de contrôler le comportement magnétique de l'électroaimant et l'intensité du champ produit, afin d'obtenir les cycles de magnétisation.

II.4.5.1 Électro-aimant statique (longitudinal et transverse)

L'électroaimant construit spécialement pour l'étude des différents effets sur les fibres optiques possède l'avantage de pouvoir appliquer un champ magnétique longitudinal (parallèle à la direction de propagation de la lumière), ou transverse (perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière), avec pour ce dernier la possibilité de rotation grossière autour de la fibre selon l'axe z comme présenté en **FIGURE 2.23**.

En outre pour produire ces champs et les appliquer de la manière la plus efficace possible sur la fibre, différentes pièces polaires peuvent être utilisées.

En champ longitudinal, c'est l'entrefer (distance entre les pièces polaires) qui est le paramètre important. Pour de faibles valeurs, on va utiliser des pièces polaires biseautées qui vont concentrer les lignes de champ et permettre d'atteindre de forts champs magnétiques (1.5 T pour un entrefer de 2 mm). Pour des entrefers plus grands (jusqu'à 6 cm), on utilisera des pièces polaires incurvées afin de rabattre les lignes de champ et ainsi de maintenir un champ minimum ($\approx 100 \text{ mT}$ à 6 cm) au niveau de la fibre testée.

En champ transverse, l'entrefer peut être réduit au diamètre de la fibre et rester fixe. C'est donc la largeur des pièces polaires qui devient le paramètre important.

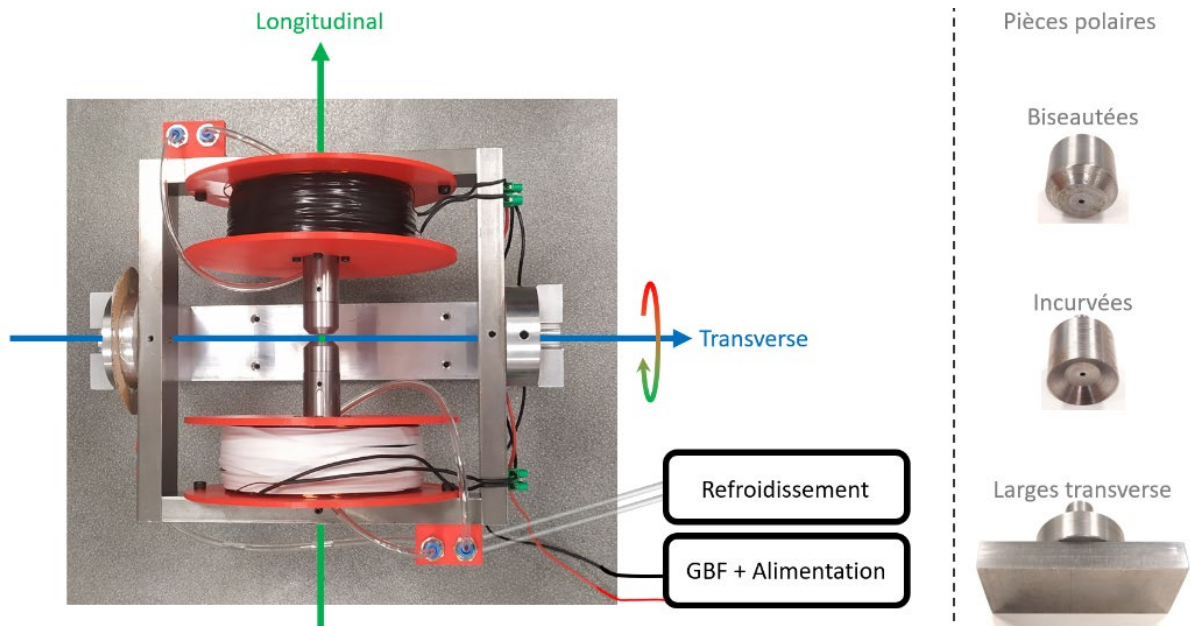


Figure 2.23 : Photo de l'électroaimant et des pièces polaires pouvant appliquer des champs magnétiques dans toutes les directions sur une fibre optique.

Avec cet électroaimant, le champ appliqué ne peut l'être qu'en un seul endroit sans possibilité d'en changer facilement. Il faut alors déplacer l'électroaimant, ce qui a pour conséquence directe de perturber la fibre, notamment en modifiant sa polarisation. Cependant, il s'avère aussi nécessaire de savoir comment se comporte notre échantillon sur toute sa longueur, et ce, avec une seule mesure. On va avoir alors recours à des électroaimants, plus légers (à champ magnétique moins intense) et donc plus maniable.

II.4.5.2 Électro-aimants mobiles et de perturbation

Pour pouvoir discriminer les effets MO, tester l'homogénéité de la fonctionnalisation et mesurer les battements de mode par la méthode de perturbation MO [7], il faut être en mesure de réaliser un balayage motorisé sur toute la longueur de la fibre. Nous avons ainsi développé deux petits électroaimants à cet effet.

Le premier sert pour la configuration longitudinale (**FIGURE 2.24**). Son entrefer est de 1 mm et, son champ n'excède pas 50 mT . Cet électroaimant percé peut se mouvoir le long de la fibre sans la toucher.

L'autre sert pour la configuration transverse (**FIGURE 2.25**). Il possède un entrefer large de 1 cm . Ce dernier est monté sur une platine de rotation qui permet d'orienter la direction du champ dans le plan xy . Le champ maximal est de l'ordre de 100 mT .

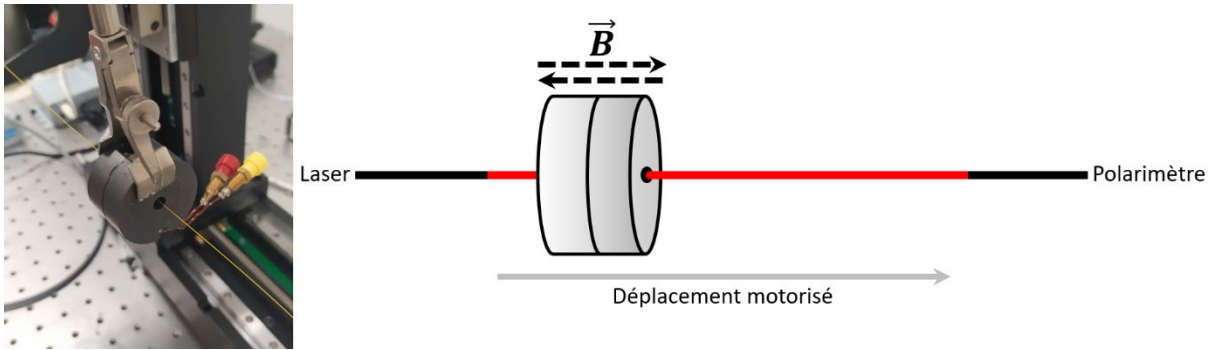


Figure 2.24 : Photo et schéma d'un champ magnétique longitudinal de 1 mm de longueur balayé le long d'une fibre optique fonctionnalisée.

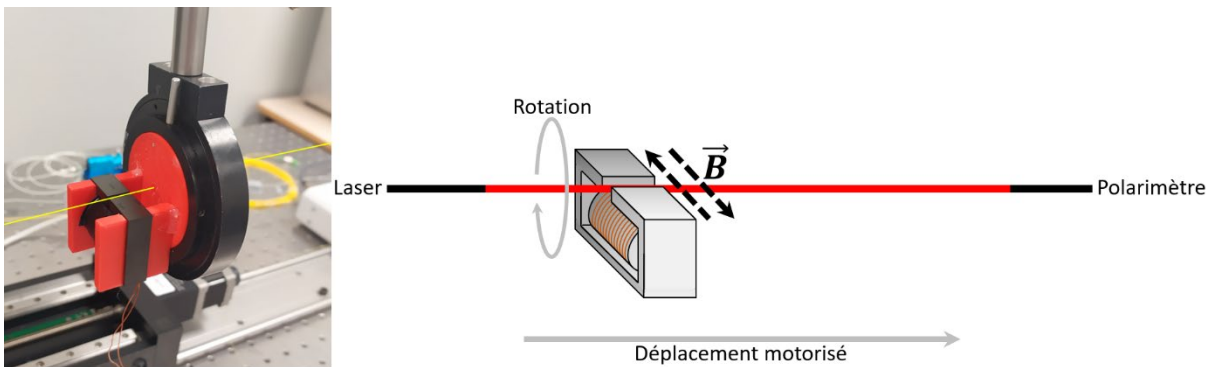


Figure 2.25 : Photo et schéma d'un électroaimant à champ transverse rotatif d'entrefer large de 1 cm balayé le long de la fibre

Comme nous le présenterons dans le chapitre 3, l'utilisation d'électroaimant en configuration transverse permet de caractériser tous les effets MO visibles.

Avec les électroaimants précédents, les orientations de champs magnétiques transverses ne peuvent être modifiées que manuellement avec tous les inconvénients que cela peut apporter (FIGURE 2.23 et FIGURE 2.25). Il est alors intéressant d'avoir recours à un électroaimant transverse rotatif automatisé comme présenté avec le dispositif ci-dessous.

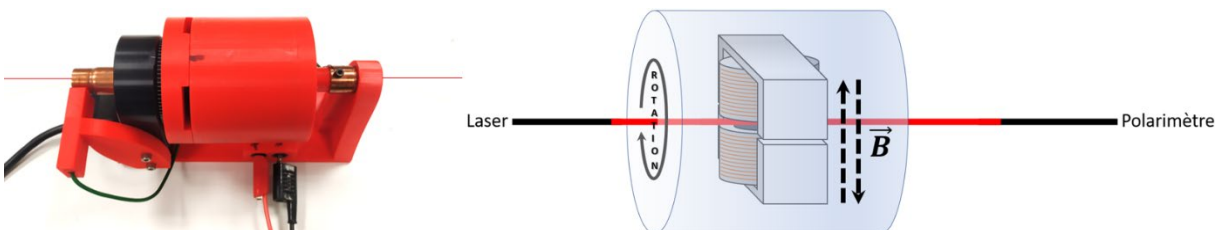


Figure 2.26 : Photo et schéma d'un électroaimant transverse rotatif fixe d'entrefer large de 3 cm.

Ici, en FIGURE 2.26, un entrefer large de 3 cm, encapsulé dans une structure 3D rotative, englobe la fibre optique fonctionnalisée et permet de réaliser une mesure de champ à 360° automatisée avec un champ magnétique maximal de 1.1 T.

Les câblages de l'électroaimant sont réalisés avec un système de balai. Des pièces en cuivre connectées à l'électroaimant font contact en permanence lors de la rotation avec l'alimentation par frottements avec des connecteurs fixes.

Les quatre électroaimants présentés ont pour but de mieux caractériser les effets MO présents dans la fibre optique fonctionnalisée, que ce soit en configuration longitudinale (**FIGURE 2.23** et **FIGURE 2.24**) ou transverse (**FIGURE 2.23**, **FIGURE 2.25** et **FIGURE 2.26**), et seront mis à profit successivement au cours du chapitre 3.

II.4.6 Mise en place de la configuration fibrée

Comme expliqué précédemment, à l'aide de soudures, il est possible d'associer la fibre à cœur suspendu fonctionnalisée avec une fibre différente. Elle peut servir aussi de simple fibre de transport, le plus souvent une fibre monomode G652, mais éventuellement une fibre optique aux propriétés différentes, telles qu'à maintien de polarisation ou une fibre polarisante.

Il est éventuellement possible d'avoir recours à un couplage en espace libre. Cette solution intervient lorsqu'il est impossible d'utiliser une fibre optique, où lors de la réalisation d'expérimentations sur des matériaux non intégrables aux fibres [66].

Ce type de dispositif est sujet à certaines contraintes d'alignements, de volume et de sensibilité à l'environnement. Certaines de ces contraintes disparaissent avec l'utilisation de notre fibre fonctionnalisée puisque la partie sensible est directement intégrée et protégée par la fibre.

II.4.6.1 Soudure de deux fibres optiques

Il n'existe que trois solutions pour connecter deux fibres entre elles. La première consiste à prendre les deux extrémités de fibres clivées, et de les positionner l'une en face de l'autre, par « *butt-coupling* ». L'alignement peut se faire à l'aide d'une platine à 6 degrés de liberté. Avec un détecteur, l'optimisation de l'intensité du signal transmis en temps réel permet de s'assurer que l'alignement est optimal, cette méthode reste fastidieuse.

Ensuite, dans le cas de la connexion temporaire entre deux fibres, sera privilégié l'utilisation de connecteurs rapides. L'objectif est de créer deux connecteurs « rapides » pour chacune des extrémités de fibre et de les assembler dans un raccord de connexion (« *mating sleeve* »).

Enfin, la dernière méthode de connexion entre les fibres est de faire une soudure pour les lier définitivement. La soudeuse à fibre utilisée, la FITEL S185, permet de souder presque tout type de fibres avec la possibilité de les faire tourner l'une par rapport à l'autre. L'intérêt de la rotation des fibres, autour de l'axe longitudinal, intervient lorsque des contraintes de polarisation entrent en jeu, tel que pour les fibres à maintien de polarisation.

Après avoir positionné les fibres clivées, dans la soudeuse, un arc électrique d'intensité variable va venir ramollir et approcher les deux extrémités de telle manière à ne former qu'une seule fibre, comme démontré en **FIGURE 2.27**. Le réglage de l'intensité est très important en ce qui concerne les fibres à structure complexe comme les fibres à cœur suspendu. Une très forte intensité assurerait aux fibres d'être solidement soudées entre elles, mais verrait la structure interne de la fibre imploser. On privilégiera donc une soudure d'intensité plus faible, induisant une fragilité de la soudure, mais permettant de conserver la structure interne de la fibre et d'optimiser le signal d'entrée.

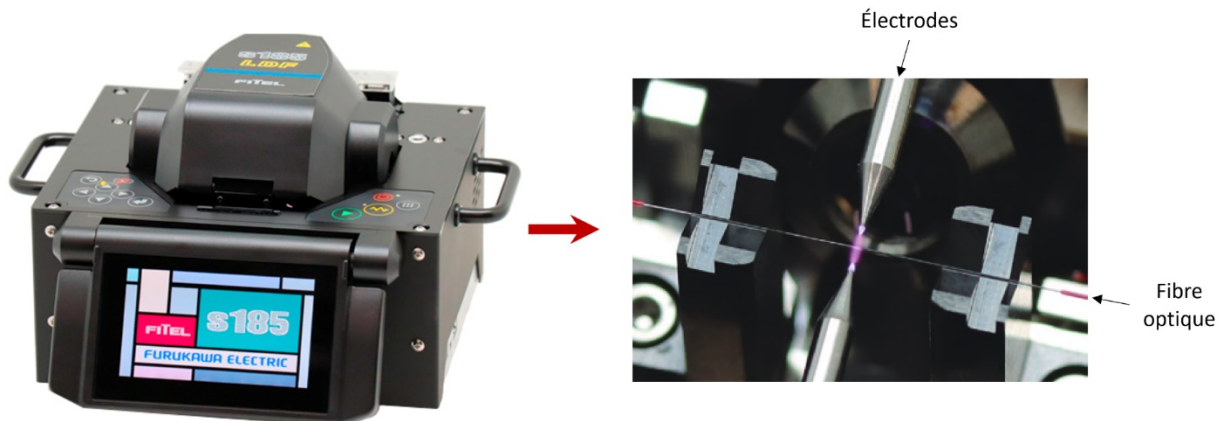


Figure 2.27 : Soudeuse à fibre FITEL S185. Une motorisation des supports de fibre permet la rotation de la fibre sur son axe longitudinal.

Cependant, des pertes à la connexion vont apparaître après la soudure. On notera les pertes intrinsèques, qui vont dépendre du type de fibres utilisées. Ainsi, les pertes entre une fibre à cœur suspendu et une fibre G652 sont très importantes puisque ces deux fibres optiques sont très différentes, à cause notamment de diamètres de cœur et d'ouvertures numériques différentes. En somme, une soudure peut induire des pertes de plusieurs dizaines de dB, non-compressibles.

Ces pertes sont à distinguer des pertes extrinsèques causées par une mauvaise soudure, telles qu'un alignement imparfait entre les deux fibres ou une déformation due à une puissance de l'arc électrique trop élevée.

II.4.6.2 Montage d'un dispositif fibré complexe

Puisque la polarisation est un enjeu majeur dans l'étude de ces fibres avec la présence notamment des axes propres, il faut être en mesure d'effectuer une soudure sur ces axes. Évidemment, avec des fibres SMF de part et d'autre, il est impossible de s'assurer que la polarisation d'entrée soit en permanence sur l'un de ses deux axes propres. En revanche, les fibres optiques PZ peuvent répondre à cette attente.

Pour cela, le dispositif en **FIGURE 2.28** passe par l'utilisation d'une fibre PZ. Il est possible de souder de manière parfaite, la fibre PZ avec une fibre PM, moins coûteuse, pour propager la lumière désormais polarisée linéairement.

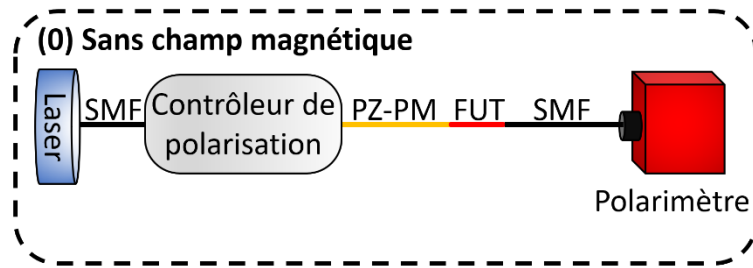


Figure 2.28 : Dispositif tout fibré de mesure de champ magnétique dont la fibre d'insertion n'est plus une fibre monomode télécom mais une fibre polarisante PZ.

Grâce à la soudeuse, il est possible de positionner parfaitement la sortie de la fibre PM en vis-à-vis de la fibre fonctionnalisée, dont la sortie, soudée à une SMF, n'influe pas sur la polarisation. Ainsi, en faisant tourner l'axe de soudeuse du côté de la fibre PM, il est possible d'obtenir exactement les deux axes propres, seuls axes où, au polarimètre, la polarisation est rectiligne. Ces deux derniers sont exactement séparés de 90° entre eux.

En soudant, sur l'un des axes propres, il est assuré que la propagation de la lumière se fera dans l'un des deux axes propres de la fibre fonctionnalisée. Il sera parfois nécessaire de réaliser des mesures sans la fibre polarisante de manière à comprendre les différents mécanismes MO lorsque la propagation de la lumière se fait sur des polarisations différentes des polarisations propres de la fibre, d'où le recours à un contrôleur de polarisation.

II.5 Conclusion

La fibre à cœur suspendu fonctionnalisée selon différents paramètres peut être caractérisée magnéto-optiquement grâce aux multiples dispositifs tout-fibrés mis en œuvre au cours de ce travail de thèse dont l'utilisation permettra de comprendre les différentes interactions MO dans ce type de fibre. Les NPs de ferrite de cobalt, lorsqu'elles sont incorporées dans un matériau nanocomposite, représentent un des matériaux aux propriétés les plus intéressantes pour notre utilisation. Le facteur de mérite de ces dernières n'est pas l'un des meilleurs, mais leurs capacités d'intégration avec des fibres optiques en font un matériau de choix.

La méthode de fonctionnalisation développée au cours de cette thèse est relativement simple même si elle requiert une certaine rigueur et permet de créer des échantillons dont les effets seront répétables.

Dans le prochain chapitre, nous explorerons chacune de ses nouvelles propriétés et nous verrons quel est le meilleur moyen de les exploiter, au travers de tous les dispositifs présentés dont chacun aura un intérêt pour développer la compréhension des effets MO.

Chapitre 3 : Étude des effets magnéto-optiques induits dans une fibre fonctionnalisée

III.1 Introduction.....	78
III.2 Approche par la simulation photonique numérique	78
III.2.1 Étude de la répartition de la lumière dans une fibre à cœur suspendu (COMSOL)	79
III.2.2 Étude de la répartition de la lumière en présence d'une couche mince dopée aux nanoparticules magnétiques	83
III.2.3 Étude du comportement magnéto-optique par l'approche de la théorie des modes couplés pour un champ magnétique longitudinal	85
III.3 Application d'un champ magnétique longitudinal sur la fibre fonctionnalisée.....	88
III.3.1 Étude de l'impact des paramètres de fonctionnalisation sur l'amplitude des effets magnéto-optiques	89
III.3.2 Influence de la polarisation d'entrée sur le comportement magnéto-optique longitudinal.....	93
III.3.3 Mesure de l'effet Faraday pour différentes longueurs d'onde.....	100
III.3.4 Étude de l'évolution de la puissance en fonction de la polarisation d'entrée et du champ magnétique appliqué.....	101
III.4 Application d'un champ magnétique transverse sur les fibres optiques.....	107
III.4.1 Application d'un champ magnétique transverse sur une fibre non-fonctionnalisée.....	108
III.4.2 Application d'un champ magnétique transverse sur une fibre fonctionnalisée aux nanoparticules de ferrite de cobalt	109
III.4.3 Influence de la polarisation d'entrée sur le comportement magnétique transverse	112
III.4.4 Importance de l'orientation du champ magnétique par rapport aux polarisations propres.....	115
III.5 Influence de la température sur les effets MO.....	119
III.6 Mesure en environnement radiatif et étude de la tenue aux radiations.....	121
III.6.1 Mesure sous rayons X	122
III.6.2 Mesure sous rayons Gamma	126
III.7 Fonctionnalisation par un réseau de Bragg et ouverture sur les potentialités de la fibre fonctionnalisée ...	128
III.7.1 Intégration et étude du réseau de Bragg	129
III.7.2 Mesure en transmission.....	130
III.7.3 Mesure en réflexion.....	133
III.8 Conclusion	135

III.1 Introduction

Dans cette section, nous présenterons les résultats expérimentaux majeurs issus de la fonctionnalisation de fibres optiques présentée au chapitre 2. Ils seront confrontés aux simulations qui découlent des équations présentées au chapitre 1.

Une première partie se focalisera sur la simulation des effets MO et de l'interaction de la lumière avec le matériau ainsi déposé selon les différents paramètres de fonctionnalisation : épaisseur et concentration. Les simulations de la fibre optique microstructurée à cœur suspendu fonctionnalisée avec une couche mince permettront notamment de déterminer la proportion de lumière interagissant avec le matériau dans différentes conditions réelles de dopages.

La seconde partie de ce chapitre s'axera sur les résultats expérimentaux acquis via les différents dispositifs fibrés. En premier lieu la caractérisation polarimétrique avec différents dispositifs de mesure et différentes fonctionnalisations sera abordée aussi bien en présence d'un champ longitudinal que transverse. Ensuite, les propriétés de biréfringence de la fibre seront explorées, en vue d'optimiser les effets MO obtenus. Pour continuer, l'influence de la température et d'environnements sévères seront abordés afin d'évaluer leurs impacts sur les effets MO et d'envisager le déploiement éventuel de capteurs dans des zones d'exclusions. Enfin, une tentative exploratoire de l'utilisation de ces fibres fonctionnalisées viendra s'ajouter à notre étude, à l'aide d'un réseau de Bragg.

L'ensemble de ces études permettront une meilleure compréhension du matériau composite lorsqu'il est déposé à l'intérieur d'une fibre microstructurée et ouvriront la voie à une possible nouvelle famille de capteurs MO.

III.2 Approche par la simulation photonique numérique

Les simulations en question ont pour objectif de déterminer comment la lumière se propage dans le cœur de silice qui compose les fibres optiques et plus particulièrement dans une structure atypique comme celle de la fibre à cœur suspendu. Il est aussi essentiel de comprendre les mécanismes de propagation et de répartition de la lumière pour différents paramètres de fonctionnalisation, que ce soit l'épaisseur du dépôt de la couche mince ou son indice qui dépend de la concentration en NPs. Un seul type de structuration de fibre micro-structurée a été étudié dans le cas de cette thèse, que ce soit sur l'aspect simulation ou expérimental. En effet, les fibres à cœur suspendu sont les seules fibres disponibles commercialement proposant une structure avec un cœur facilement accessible et des micro-structurations en adéquations avec notre procédé de dépôt micro-fluidique.

III.2.1 Étude de la répartition de la lumière dans une fibre à cœur suspendu (COMSOL)

Le logiciel COMSOL Multiphysics nous a permis de simuler le comportement de la lumière dans la fibre à cœur suspendu. Au vu de la structure non-conventionnelle de la fibre, comparativement à une fibre monomode de type G652 (**FIGURE 1.1**), il a fallu construire un modèle de fibre le plus précis possible. COMSOL permet l'intégration d'une image favorisant l'obtention d'un modèle 2D en déduisant ses contours. Cependant cette méthode n'est pas fiable avec les images MEB et ne permet pas de tracer convenablement les interfaces de la fibre.

Un autre logiciel de dessin vectoriel a été mis à profit, CoreIDRAW, pour tracer très précisément les lobes d'air entourant le cœur sur la base des observations faites au MEB (présenté en **FIGURE 3.1**), permettant d'aboutir à un modèle prêt pour les simulations, quasi-identique à la fibre.

Cette fibre est faite d'un cœur triangulaire de silice d'indice de réfraction de 1.4440 à 1550 nm (silice F300 [133]) et de diamètre égal à 3 μm . Le cœur est englobé par ses trois lobes d'air, le tout encapsulé dans une gaine du même indice de réfraction que le cœur, pour un diamètre total de 125 μm .

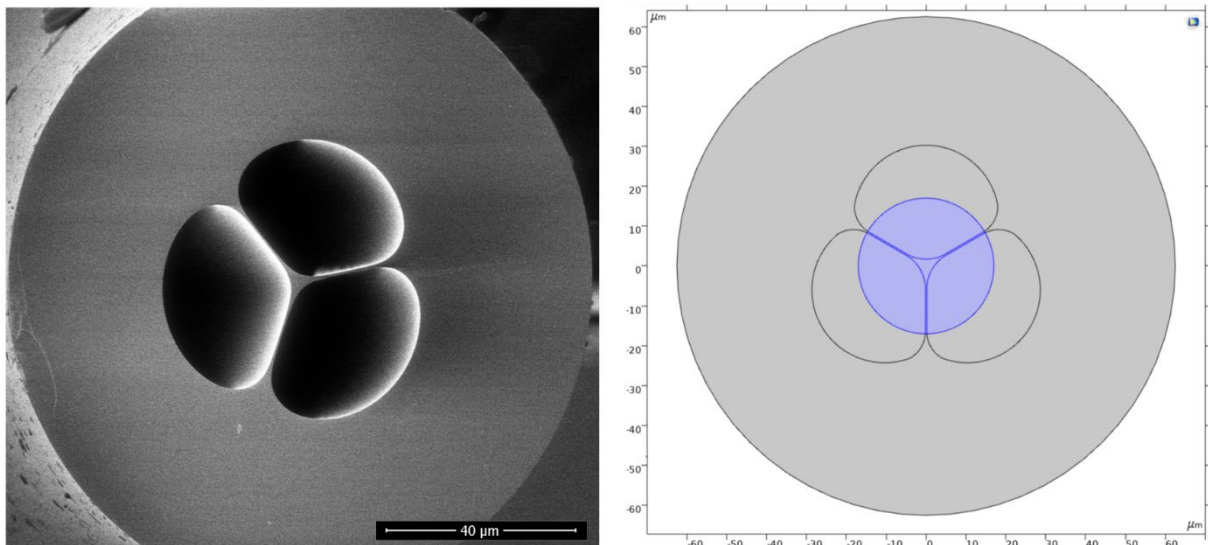


Figure 3.1 : Comparaison de la fibre à cœur suspendu entre celle visualisée au MEB (gauche) et celle modélisée dans le logiciel COMSOL (droite), la zone bleue est la zone simulée.

Pour des raisons de praticité et de rapidité de simulation seule la modélisation de la répartition du champ électromagnétique dans la partie centrale de la fibre (disque bleu en **FIGURE 3.1** droite) a été effectuée. En effet, la prise en compte de la totalité de la fibre fait converger les simulations vers les modes de gaine car l'indice du cœur et celui de la gaine sont strictement identiques.

L'analyse modale permet de faire l'étude de la répartition du champ électromagnétique et de déterminer le nombre de modes guidés. En effet la fibre utilisée est loin d'être monomode à

1550 nm. Pour s'en persuader on peut calculer la fréquence normalisée à l'aide de l'équation (1) et ainsi déterminer le nombre de modes qui se propagent dans le cœur.

En considérant la gaine comme étant de l'air ($n = 1$), le rayon du cœur étant approximativement égal à $1.5 \mu\text{m}$ et pour une longueur d'onde de 1550 nm, on aboutit à une fréquence normalisée $\nu = 6.33$. On rappelle que la fréquence normalisée doit être inférieure à 2.405 pour qu'une fibre optique soit monomode. Ainsi, d'après les résultats des fibres à deux couches, la fibre à cœur suspendu doit posséder en plus de son mode fondamental LP_{01} , 5 modes supplémentaires (LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} , LP_{31} , LP_{12}) [24].

Les résultats de la simulation COMSOL, nous permettent d'observer ces différents modes guidés. Le mode fondamental apparaît en **FIGURE 3.2** et les modes d'ordres supérieurs sont présentés en **FIGURE 3.3**.

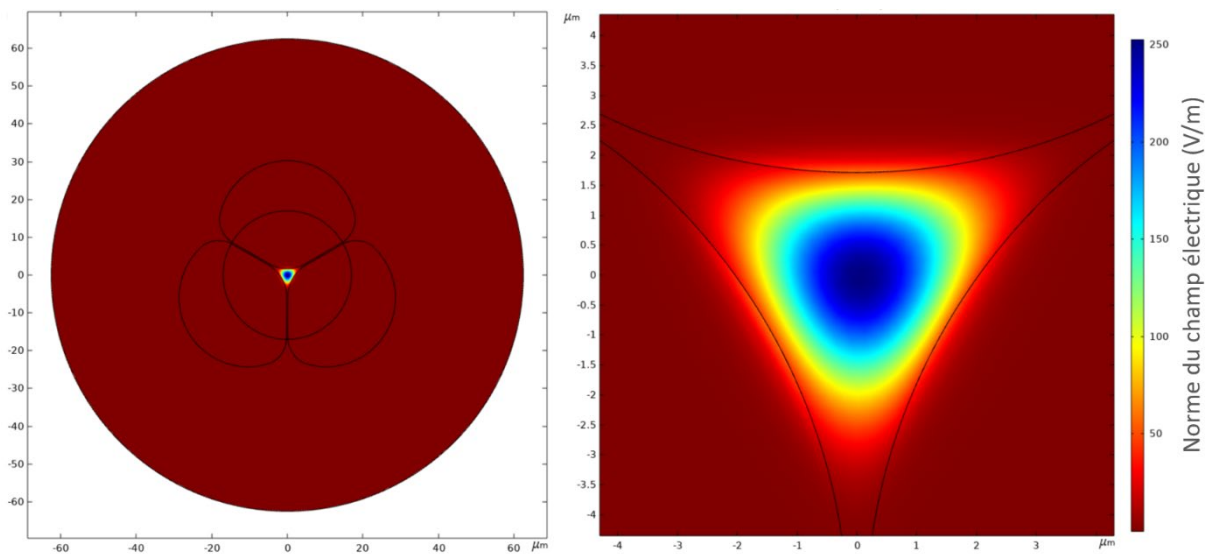


Figure 3.2 : Répartition du champ électrique du mode fondamental, d'indice effectif 1.4191 à 1550 nm.

L'étude de la propagation de la lumière, sur la **FIGURE 3.3**, permet de rendre compte des formes sensiblement différentes de chaque mode entre une fibre à cœur triangulaire et une fibre à cœur circulaire. L'indice effectif de chaque mode pour la fibre à cœur suspendu est aussi noté, avec une décroissance progressive à mesure qu'il est éloigné du mode fondamental. Enfin, le ratio de la quantité de champ électromagnétique entre le cœur (P_C) et celui de toute la fibre (P_T) est calculé. Il est aussi décroissant à mesure que l'ordre du mode augmente, signifiant un déconfinement progressif.

Lors de la soudure avec une fibre monomode il est possible, par un parfait alignement des deux cœurs, de n'exciter que le mode fondamental LP_{01} et donc de ne pas considérer les modes d'ordre supérieur. Ceci a été vérifié expérimentalement, et sera notamment présenté sur la **FIGURE 3.16**.

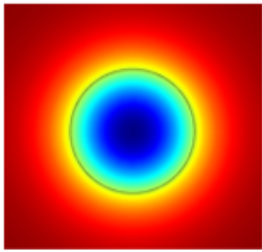
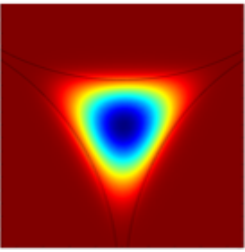
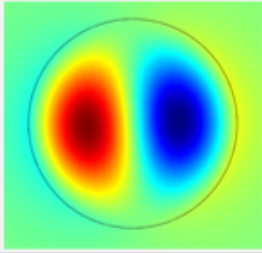
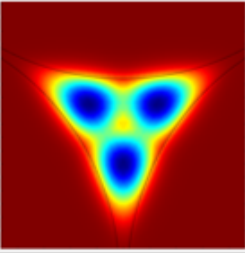
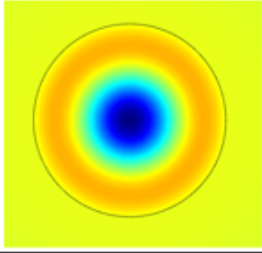
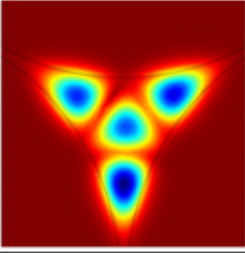
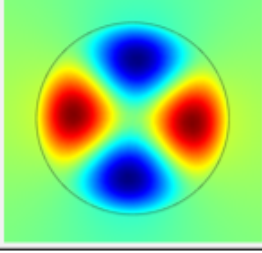
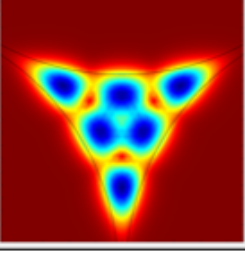
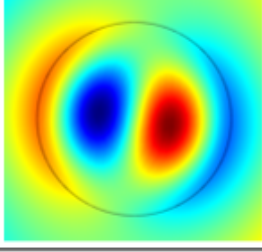
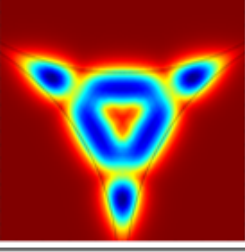
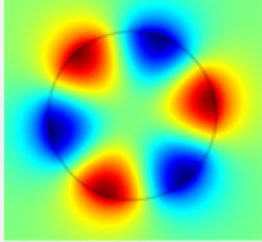
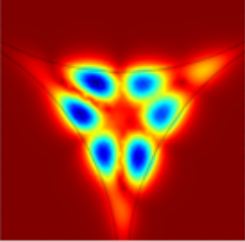
Mode	Fibre circulaire	Fibre à cœur suspendu	Indice effectif	Ratio P_C/P_T
LP01			1,4191	0,929
LP11			1,3898	0,895
LP02			1,3562	0,856
LP21			1,3418	0,845
LP12			1,3078	0,812
LP31			1,2665	0,795

Figure 3.3 : Représentation des 6 premiers modes guidés de la fibre à cœur suspendu avec les indices effectifs et le ratio de la puissance entre le cœur (P_C) et toute la fibre (P_T). À titre de comparaison les modes pour une fibre circulaire sont également représentés.

Cependant, chacun des modes présentés en **FIGURE 3.3** est en réalité dégénéré. Pour le mode fondamental, deux modes font apparaitre une répartition quasi-identique du champ, avec des maxima distants de quelques nanomètres et une différence entre les indices effectifs de $3.5 * 10^{-8}$.

Le mode fondamental est dégénéré en deux modes propres, présentés en **FIGURE 3.4**. On remarque que ces modes ont des polarisations orthogonales. On obtient des résultats identiques pour une fibre monomode standard (gaine de $125 \mu m$ et cœur de $8 \mu m$), à savoir, un mode fondamental LP_{01} dégénéré deux fois et des champs électriques et magnétiques orthogonaux entre eux [21].

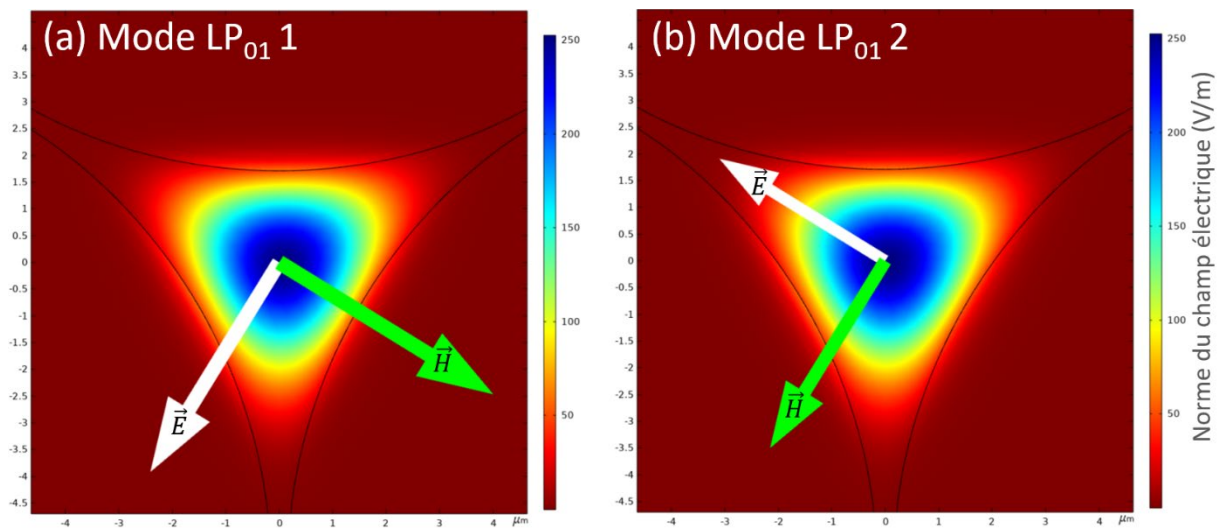


Figure 3.4 : Orientation des champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{H} pour les deux modes fondamentaux dégénérés obtenus par la simulation COMSOL.

Dans les figures précédentes seules les composantes transverses du champ électromagnétique sont représentées. En ce qui concerne la MO, pour avoir des effets en champ transverse par couplage inter-mode et intra-mode (comme présentés au chapitre 1), il est nécessaire d'avoir des composantes longitudinales de chacun des modes propres. Il est possible d'évaluer les composantes longitudinales des champs par la simulation. Les composantes électriques ont le même sens, dans la direction de la propagation, et des amplitudes entre 10^3 et 10^4 fois plus faibles que pour les composantes transverses. Les faibles amplitudes des composantes longitudinales des modes nous indiquent que les couplages en présence d'un champ magnétique transverse externe sont plus faibles que les couplages pour des champs magnétiques longitudinaux.

Par ailleurs, le mode fondamental présenté en **FIGURE 3.2**, présente la majeure partie de son énergie dans le cœur, mais possède une quantité non-négligeable du champ électromagnétique dans les lobes d'air. Cette énergie à hauteur de plus de 7 %, obtenu par simulation, peut être mise à profit pour créer une interaction entre la lumière et le dépôt d'une couche mince (cf. **FIGURE 2.15**).

Les simulations COMSOL, présentées dans la section suivante, ont permis d'étudier les modifications induites sur le champ électromagnétique en fonction de l'épaisseur et l'indice de réfraction de la couche mince. Ceci a pu permettre de mieux appréhender la répartition de la lumière et de déterminer les paramètres optimaux pour notre observation.

III.2.2 Étude de la répartition de la lumière en présence d'une couche mince dopée aux nanoparticules magnétiques

Une couche mince composite MO a été ajoutée autour du cœur suspendu de la fibre pour la simulation afin d'être en adéquation avec les observations MEB. Pour la simplicité de l'étude, la couche a été considérée comme homogène et présentant une rugosité négligeable. Il est à noter que les images MEB révèlent la présence d'un certain niveau de rugosité, de l'ordre d'une dizaine de nanomètres, soit l'équivalent du diamètre d'une nanoparticule de ferrite de cobalt. La présence de ces rugosités pourrait avoir comme conséquence d'augmenter les pertes de propagation par diffusion, même si elles devraient être limitées vu la gamme des longueurs d'onde envisagées. La **FIGURE 3.5** présente l'adéquation entre le modèle et la couche déposée. On représente également la répartition du mode fondamental pour une couche mince de 50 nm dont l'indice de réfraction est de 1.5, correspondant à une concentration en NPs de 10 %.

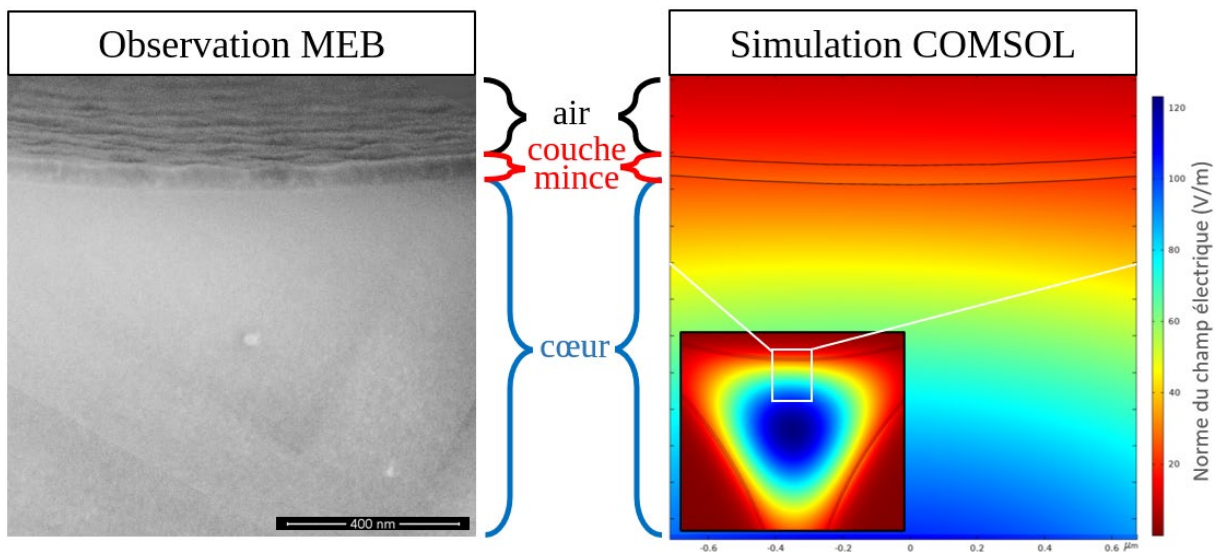


Figure 3.5 : Comparaison entre une observation au MEB et le modèle utilisé dans COMSOL ; la répartition du mode fondamental en présence d'une couche mince de 50 nm et $n=1.5$ est aussi présentée.

L'étude de la répartition du mode fondamental de la fibre en fonction de l'épaisseur de la couche mince (**TABLEAU 3.1**) montre toujours que la majorité du signal se trouve dans le cœur, avec une variation comprise entre 92 % et 82 % pour les paramètres considérés. Les 3 lobes d'air ont, quant à eux, une proportion assez constante du signal de l'ordre de 6.5%. La couche mince représentée ici voit 1.37 % de la lumière.

Comme illustré sur la **FIGURE 3.6** et détaillé dans le **TABLEAU 3.1**, la proportion de lumière dans la couche mince s'accroît avec l'augmentation de son épaisseur et de son indice. On observe ainsi un élargissement de l'étendue du mode fondamental.

Tableau 3.1 : Simulation de la répartition de la lumière du mode fondamental dans une fibre à cœur suspendu pour quelques exemples de fonctionnalisations selon les différentes couches.

ÉPAISSEUR (NM)	CONCENTRATION DE NPS %	INDICE EFFECTIF	PROPORTION COUCHE (%)	PROPORTION CŒUR (%)	PROPORTION AIR (%)
0	0 % ($n = 1.444$)	1.4191	0.00	92.86	7.14
50	10 % ($n = 1.50$)	1.4207	1.37	91.75	6.88
100	10 %	1.4222	2.88	90.46	6.66
150	10 %	1.4237	4.54	88.96	6.50
250	10 %	1.4266	8.34	85.38	6.28
250	20 % ($n = 1.57$)	1.4296	10.24	82.11	7.65

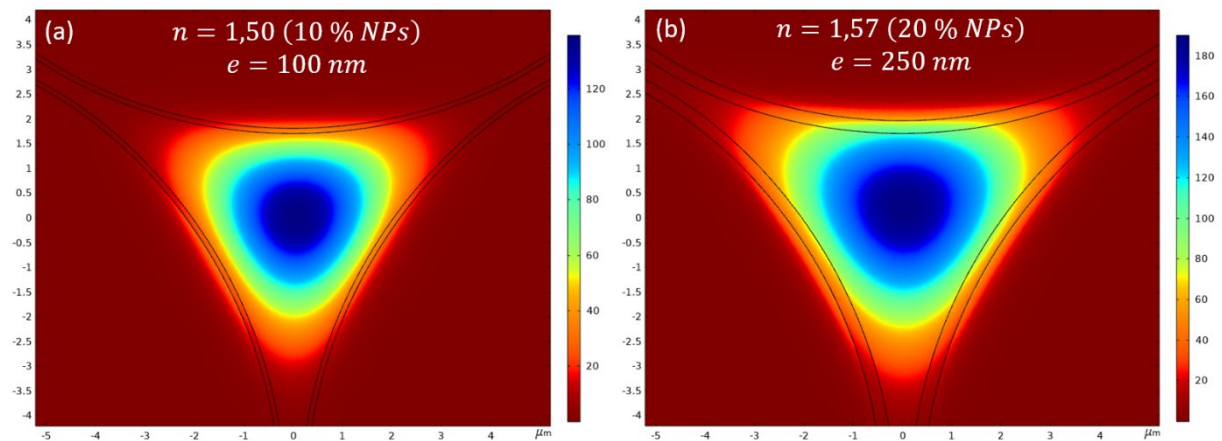


Figure 3.6 : Répartition du mode fondamental pour, à gauche (a) une couche de 100 nm et d'indice de 1.50 et, à droite (b) une couche de 250 nm et d'indice de 1.57.

Il est possible d'estimer le diamètre du mode en mesurant le diamètre du cercle inscrit dans le mode triangulaire. Pour la fibre non fonctionnalisée (**FIGURE 3.2**), on mesure un diamètre de $5.6 \mu\text{m}$, puis pour les fibres de la **FIGURE 3.6** (a) et (b), de $5.9 \mu\text{m}$ et de $7.4 \mu\text{m}$ respectivement.

À l'aide de la simulation il est également possible de faire varier les paramètres du dépôt, l'épaisseur et l'indice de réfraction, et d'en déduire la proportion du mode fondamental présent dans la couche mince. L'ensemble de ces résultats sont représentés sur la **FIGURE 3.7**. La zone noire correspond aux conditions de dopage qui ne satisfont plus un guidage dans le cœur, mais uniquement dans la couche mince.

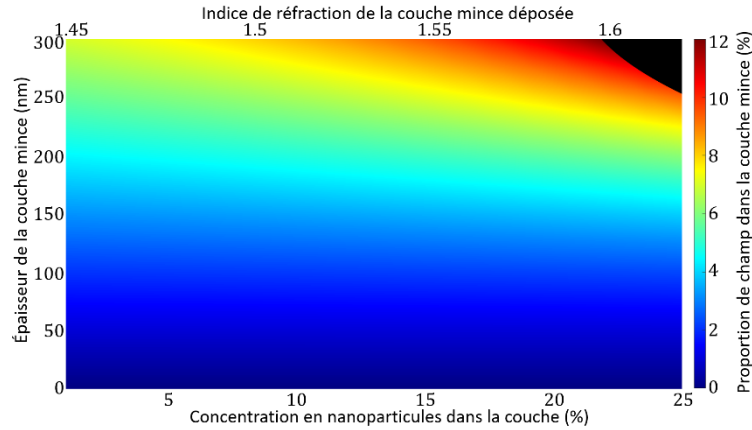


Figure 3.7 : Évaluation de la proportion de lumière dans la couche mince en fonction de son épaisseur et de sa concentration en nanoparticules.

L'étude de la répartition de la lumière par la simulation, permet d'estimer l'évolution du mode en fonction des paramètres de dopage (concentration en NPs et épaisseur de la couche mince). L'augmentation de l'épaisseur de la couche mince et/ou de la concentration en NPs, élargie le mode guidé et le pourcentage de lumière qui s'y propage, augmentant ainsi l'interaction lumière-nanocomposite. L'amplitude des effets MO est donc directement liée à ces deux paramètres de fonctionnalisation [57].

III.2.3 Étude du comportement magnéto-optique par l'approche de la théorie des modes couplés pour un champ magnétique longitudinal

La détermination des modes guidés a été traitée grâce aux simulations COMSOL cependant la partie MO requiert la mise en œuvre d'un modèle de propagation 3D plus complexe et nécessite un temps de calcul important, qui ne sera pas fait dans cette thèse.

En revanche, l'exploitation des effets MO peut être fait au travers des équations couplées présentées au chapitre 1 dans la configuration longitudinale. La résolution de ces équations à l'aide du programme Matlab, via un modèle de Runge-Kutta du 4^{ème} ordre, va nous permettre de mieux comprendre les effets MO en jeu [10], [134]. On considère φ_1 et φ_2 , les deux modes propres fondamentaux entre lesquels le couplage s'effectue, d'amplitudes complexes respectives A et B .

On peut reprendre les expressions présentées en équations (25) et (26) :

$$\frac{dA}{dz} = -i \left(\frac{\pi \cdot \Delta n(z)}{\lambda} \right) A - \kappa(z) * M * B \quad (55)$$

$$\frac{dB}{dz} = i \left(\frac{\pi \cdot \Delta n(z)}{\lambda} \right) B + \kappa(z) * M * A \quad (56)$$

Avec κ , le coefficient de couplage MO, M , le rapport de l'aimantation du matériau à celle à saturation (cf. **FIGURE 2.13**), et Δn , la biréfringence entre les modes propres. Elle a été déterminée à $3 * 10^{-5}$, à partir des mesures de battement réalisées.

Le système d'équation différentielle (équations (55) et (56)) peut être résolu à l'aide de la fonction « *ode45* » de Matlab. Cette méthode de Runge-Kutta (4,5) permet de résoudre numériquement des équations différentielles ordinaires à condition initiale, à savoir des équations dont les dérivées ne dépendent que d'une seule variable indépendante, dans notre cas z , la propagation de l'onde le long du matériau magnétisé sur une distance z_M . On a fixé ici la distance totale magnétisée à 1 cm.

Afin de voir l'influence de la polarisation incidente sur la zone de fibre aimantée, on résout ces équations en faisant varier les amplitudes A et B de ces modes. Enfin, afin de reproduire un cycle d'hystérésis, ces équations sont résolues pour M variant de -1 à 1.

Ainsi, la résolution de ces équations permet d'illustrer le couplage MO entre les deux modes propres φ_1 et φ_2 et de déterminer les amplitudes A et B en sortie de fibre aimantée, donc de la polarisation émergente.

Le coefficient de couplage est pris comme une fraction du terme hors-diagonal ϵ_{xy} , dépendant de la quantité de lumière présente dans la couche et bien évidemment de la longueur d'onde, puisque ce terme est dispersif comme illustré sur la **FIGURE 1.8**.

Finalement, pour chaque polarisation d'entrée, on peut représenter l'évolution de la polarisation émergente sur tout un cycle d'hystérésis, visible sur la **FIGURE 3.8**. On présente l'effet d'un champ longitudinal dont la longueur d'onde de propagation est à 1550 nm. L'échelle de couleur représente la distance parcourue sur la sphère de Poincaré lors d'un cycle complet de magnétisation.

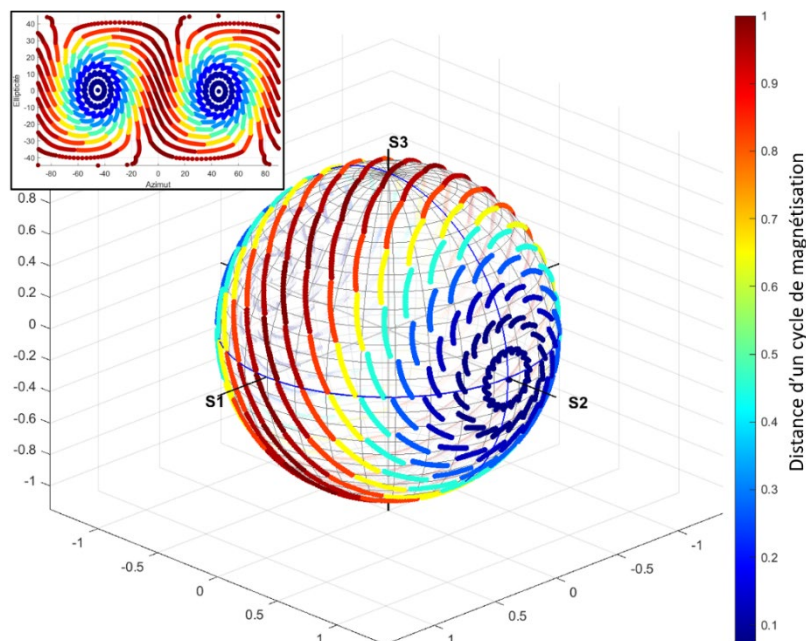


Figure 3.8 : Trajectoire de polarisation à 1550 nm en configuration de champ longitudinal pour différentes polarisations d'entrée. Les polarisations propres sont sur S1 et -S1. L'encart représente l'évolution de l'ellipticité en fonction de l'azimut.

Sur la sphère de Poincaré, le plan de l'équateur représente uniquement des polarisations linéaires, et sur lequel $S1$ est une polarisation propre tandis que $-S1$ est l'autre polarisation propre. Le parcours de la sphère sur son équateur atteint ainsi deux maximums et deux minimums. Si la polarisation d'entrée est sur un mode propre $S1$ alors la trajectoire est la plus longue du fait de l'énergie de φ_1 qui est transférée sur φ_2 ; cependant φ_2 n'ayant aucune énergie alors elle ne peut être transférée. Progressivement plus on se rapproche de $S2$ plus le ratio $|A/B|$ s'approche de 1. Dans ces conditions, l'énergie étant répartie uniformément entre les deux modes, le couplage existe mais il se compense entièrement de part et d'autre, il n'en résulte aucune variation polarimétrique visible.

À noter aussi, la forme générale atypique observable sur cette figure. En effet, sur sa forme 2D, il est possible d'observer des lignes provenant d'un pôle bleu vers l'autre pôle de manière antisymétrique à la manière d'une « tempête ». Ceci est la conséquence du terme hors-diagonal du tenseur de permittivité à 1550 nm où la composante imaginaire et celle réelle sont d'amplitudes similaires (elles sont égales à 1590 nm).

On peut alors réaliser la même étude pour des longueurs d'onde différentes où les parties réelles et imaginaires s'annulent respectivement l'une après l'autre, c'est le cas à 1660 et 1460 nm .

La **FIGURE 3.9** présente des résultats de simulation de l'effet MO en configuration longitudinale, et ce pour trois valeurs du terme hors-diagonal : purement réel, purement imaginaire ou parties imaginaire et réelle égales.

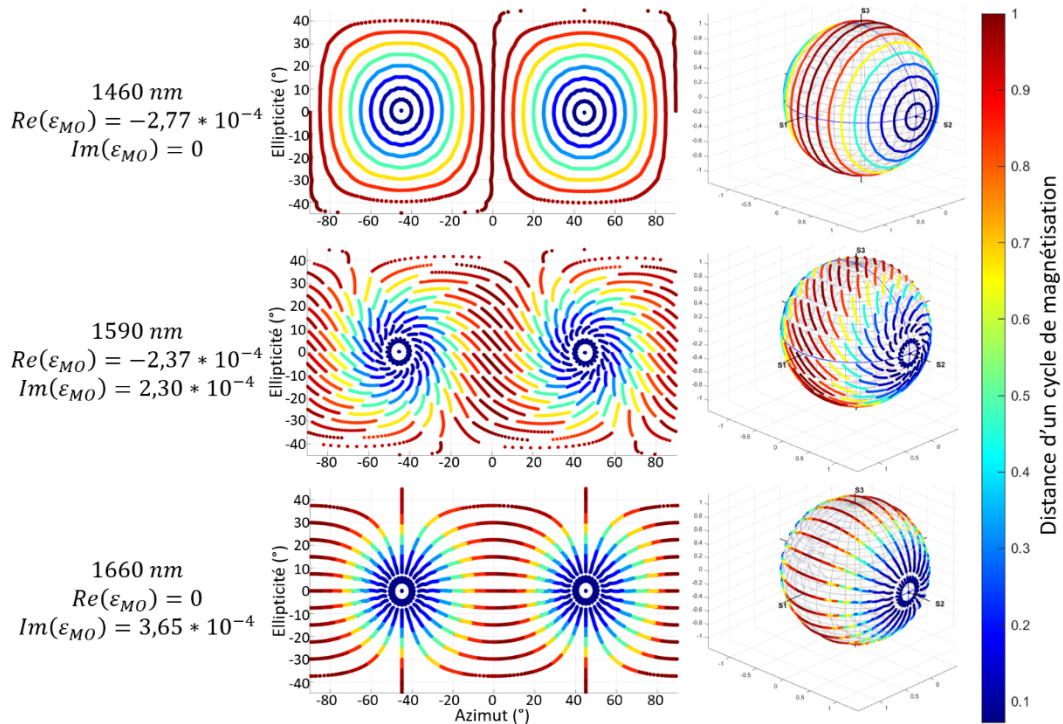


Figure 3.9 : Simulation de l'effet magnéto-optique en configuration longitudinale pour trois valeurs du terme hors-diagonal : purement réel (1460 nm), partie réelle et imaginaire égales (1590 nm) ou purement imaginaire (1660 nm).

Comme démontré sur la **FIGURE 3.9**, la longueur d'onde n'a pas d'influence sur la forme globale des effets. En effet, la trajectoire MO minimale se situe toujours sur les mêmes deux pôles, qui sont les polarisations rectilignes à 45° des polarisations propres tandis que l'amplitude maximale se situe sur le plan $S1 - S3$, à savoir lorsque la lumière est entièrement polarisée sur l'un des modes propres.

En revanche la différence notable vient de l'orientation de l'effet MO. À 1460 nm , lorsque seule la composante réelle du tenseur de permittivité entre en jeu, alors l'effet se présente sous la forme de cercles concentriques sur le plan $S1 - S3$. Ici l'effet ne se traduit alors que par une variation de l'ellipticité. À l'opposé (à savoir à 1660 nm où uniquement la composante imaginaire est présente), l'effet MO produit des cercles concentriques cette fois dans le plan $S1 - S2$ et de ce fait relie directement les deux pôles. Ceci se traduit alors uniquement par une rotation de polarisation lors de l'application d'un champ magnétique.

De ce fait, la simulation à 1590 nm , dont les parties imaginaire et réelle du tenseur de permittivité sont égales aboutie en une structure en hélice où chaque mesure se partage en une variation égale de polarisation et d'ellipticité. Par ailleurs, le choix de placer les axes propres exactement sur $S1 = 1$ et $S1 = -1$, est purement arbitraire pour aider à la visualisation, notamment sur la représentation 2D.

III.3 Application d'un champ magnétique longitudinal sur la fibre fonctionnalisée

Désormais, ayant posé les bases MO au chapitre 1, et simulé une partie des effets qui rentrent en jeu en début de ce chapitre 3, il est temps de présenter les mesures effectuées sur des fibres fonctionnalisées et ceci selon les différents paramètres de fonctionnalisation présentés au chapitre 2.

Avant tout, il est primordial d'avoir une référence avec la fibre à cœur suspendu composée uniquement de silice, pour comparer les effets MO d'une fibre fonctionnalisée avec ceux d'un matériau diamagnétique.

La **FIGURE 3.10** présente la mesure de la rotation de Faraday pour une fibre à cœur suspendu tout en silice.

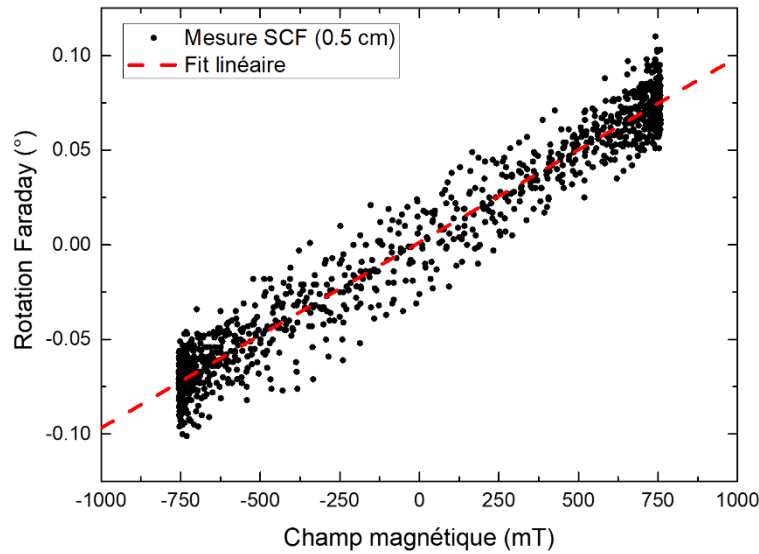


Figure 3.10 : Mesure de rotation Faraday faite sur une fibre à cœur suspendu de 0.5 cm exclusivement en silice.

La rotation observée en **FIGURE 3.10** pour un échantillon de fibre de 0.5 cm sous l'influence d'un champ magnétique de 750 mT à la longueur d'onde de 1550 nm est de $\pm 0.075^\circ$. En extrapolant, la réponse linéaire en champ magnétique de la silice causée par son diamagnétisme permet d'établir une rotation de $0.2^\circ \cdot \text{cm}^{-1} \cdot T^{-1}$. Ces résultats sont plus faibles que ceux habituellement observés dans la littérature, où les valeurs se situent autour de $0.6 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1} \cdot T^{-1}$ [17], [52], soit $0.34^\circ \cdot \text{cm}^{-1} \cdot T^{-1}$. Cette valeur correspond à la constante de Verdet de la silice, et est retrouvée pour une mesure sur une fibre G652.

D'un point de vue pratique cette rotation est trop faible pour être utilisée dans les conditions d'une mesure magnétique sur quelques centimètres. De plus, la fibre peut être sujette à de multiples contraintes telles que des vibrations, ce qui peut induire des variations de polarisation non liées à la présence de champ magnétique.

III.3.1 Étude de l'impact des paramètres de fonctionnalisation sur l'amplitude des effets magnéto-optiques

L'objectif premier de la fonctionnalisation est de démultiplier l'effet Faraday déjà présent dans les fibres de silice (**FIGURE 3.10**) car ce dernier est trop faible.

L'exemple en **FIGURE 3.11**, la rotation Faraday correspondant à une fibre dont la fonctionnalisation a abouti à la rotation la plus importante mesurée pour un champ de 1 T avec un entrefer de 0.7 cm. La rotation maximale de 14.25° est tout à fait remarquable. Une hystérésis est visible, de la même manière que pour le dépôt fait sur une lame de verre (cf. **FIGURE 2.13**), ce qui signifie que les NPs sont bien bloquées dans la matrice Sol-Gel et donc qu'il s'est effectué correctement. Il est à noter que le champ coercitif est lié à la taille des NPs [69]. Mesuré à $\pm 10 \text{ mT}$, il peut être réduit si la taille des NPs de ferrite de cobalt venait à être

réduite sans pour autant modifier les propriétés MO du dispositif [9]. En effet, la présence d'une hystérésis peut s'avérer être une contrainte rédhibitoire pour l'utilisation de capteurs dont la présence ici est nécessaire, dans un premier temps, pour s'assurer de la bonne fonctionnalisation du milieu.

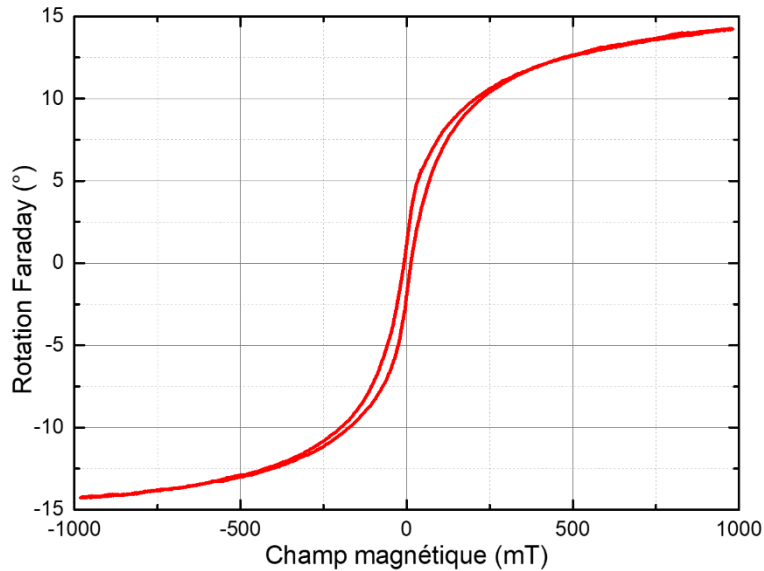


Figure 3.11 : Mesure de rotation Faraday sur une fibre à cœur suspendu fonctionnalisée aux nanoparticules de ferrite de cobalt dans un champ de 1 T pour un entrefer de 0.7 cm.

Un autre paramètre notable quant à son utilisation en tant que capteur est la saturation du matériau. Cet état de saturation est rapidement atteint, du fait de la magnétisation des NPs, présenté au chapitre 2, au même titre que pour la mesure de dépôt de couche mince sur une lame de verre à la **FIGURE 2.13**. Une mesure SQUID, exposée en **FIGURE 3.12**, a été effectuée à température ambiante dont le champ maximal atteint 5 T pour évaluer l'état de saturation du matériau.

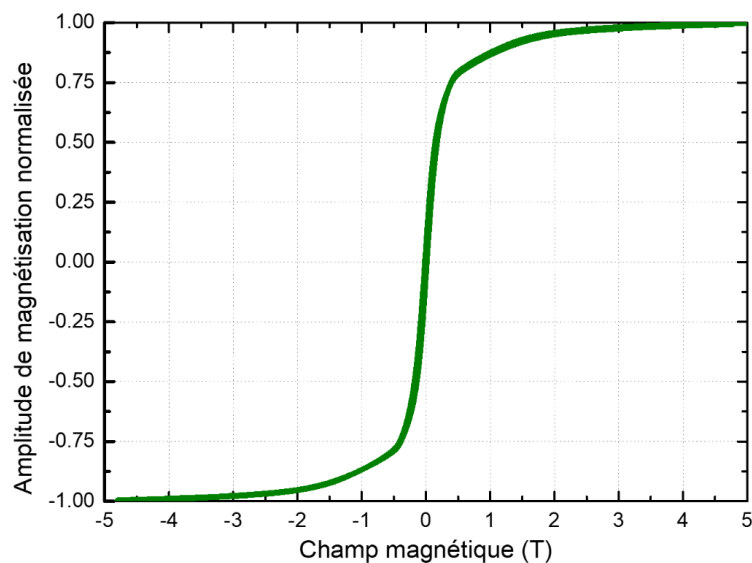


Figure 3.12 : Mesure SQUID à T_{amb} de l'état de magnétisation des nanoparticules de ferrite de cobalt déposées en couche mince sous un champ de ± 5 T.

Il est impossible d'atteindre de tels champs avec nos électroaimants, puisqu'ils ne peuvent dépasser $1.5 T$, et ce sur de petites distances ($< 0,2 cm$), avant de décroître rapidement à quelques centaines de milliteslas sur plusieurs centimètres ($> 5 cm$). Bien que cela ne soit pas particulièrement nécessaire dans le cadre de notre étude d'aller au-delà de 1 tesla, il est important de connaître l'état de saturation du pouvoir rotatoire des NPs. À partir des données de la **FIGURE 3.12**, à $1 T$, on atteint 87 % de la saturation.

Nous avons vu que le coefficient de couplage était lié à la quantité de lumière présente dans la couche MO, et que cette dernière évoluait avec l'épaisseur du matériau déposé (**FIGURE 3.7**). Il nous a donc paru intéressant de voir l'influence de la vitesse d'évacuation lors du dépôt sur la rotation Faraday, vitesse qui influe directement sur l'épaisseur de la couche MO (**FIGURE 2.17**).

Plusieurs fibres ont été fonctionnalisées avec la même solution, mais à des vitesses différentes. Trois différentes vitesses d'évacuation ont été choisies : $0.75 cm/s$, $1 cm/s$ et $2 cm/s$.

La vitesse d'évacuation, qui conditionne l'épaisseur de la couche mince, joue ainsi un rôle primordial sur l'amplitude de la rotation Faraday comme démontré en **FIGURE 3.13**. Cette figure présente l'amplitude de la rotation pour trois vitesses d'évacuation différentes. Les rotations obtenues sont de 3° à $0.75 cm/s$, 4.9° à $1 cm/s$ et enfin 10° à $2 cm/s$.

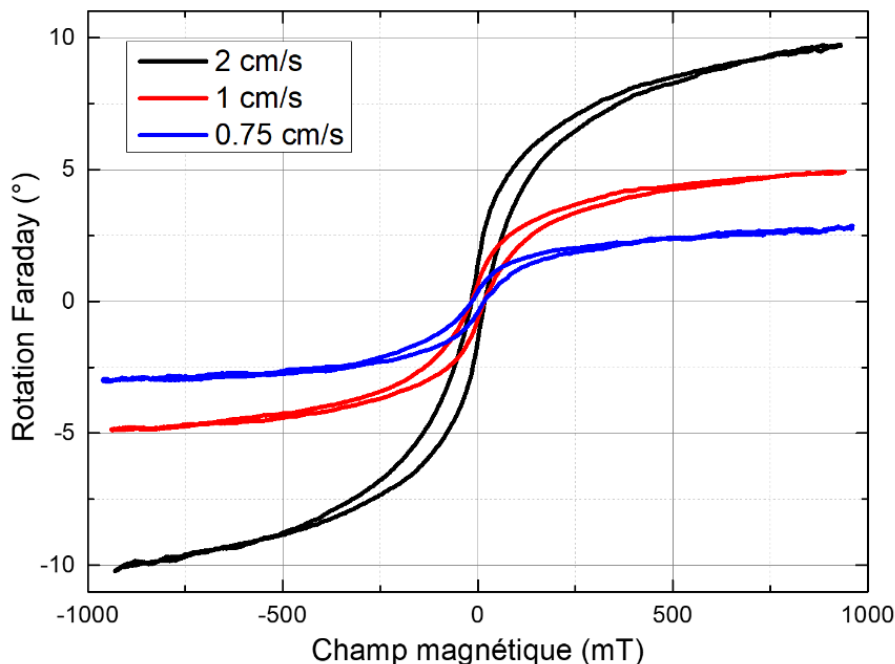


Figure 3.13 : Mesure de la rotation Faraday pour trois vitesses d'évacuation différentes pour une concentration de nanoparticules identique dans un entrefer de $0.7 cm$.

De la même manière, l'influence de la concentration en NPs dans la solution dopante a été étudié pour une vitesse d'évacuation identique. Les résultats de cette étude sont présentés sur la **FIGURE 3.14**. La vitesse d'évacuation choisie était de $1 cm/s$, ce qui correspond à une

couche mince d'environ 50 nm (FIGURE 2.17), pour des concentrations de 0.65 %, 1.22 % et 2.23 %. La mesure a été faite dans un entrefer de 1 cm, sous un champ de 450 mT.

La concentration en NPs conditionne l'indice effectif de la couche mince et donc la proportion de lumière s'y propageant, comme démontré en FIGURE 3.7.

Les mesures de rotation Faraday ont été faites sur les axes propres de chacune des fibres optiques pour optimiser le couplage MO. On observe ainsi sur la FIGURE 3.14, que l'amplitude de rotation Faraday augmente progressivement à mesure que la concentration est augmentée. Les rotations obtenues sont de 3° à 0.65 %, 5.5° à 1.22 % et enfin 8.5° à 2.23 %.

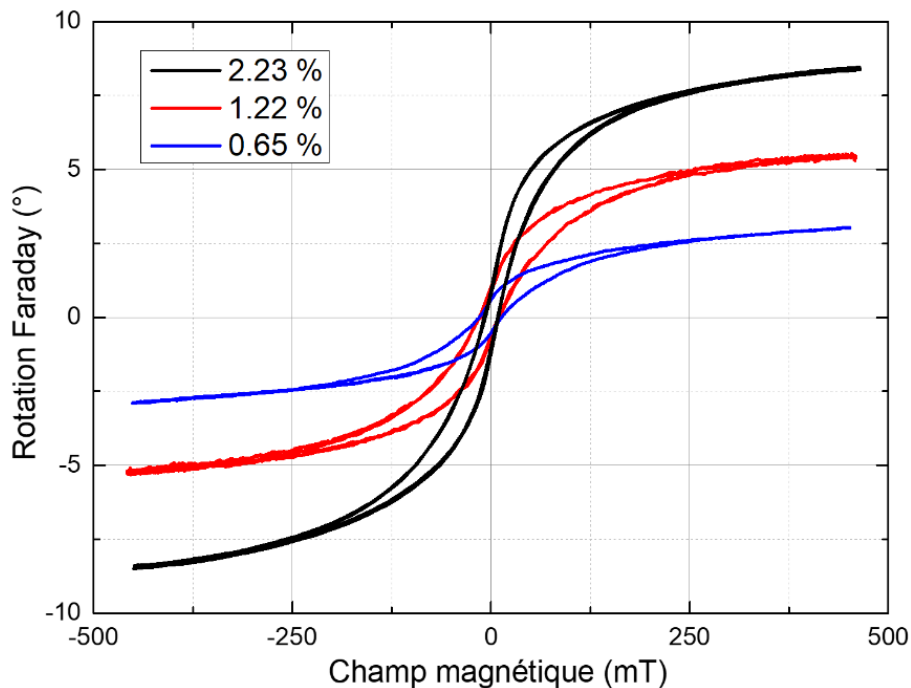


Figure 3.14 : Mesure de la rotation Faraday pour trois concentrations de NPs dans la solution TEOS pour une vitesse d'évacuation identique de 1 cm/s dans un entrefer de 1 cm.

Par ailleurs, l'effet Faraday comprend non seulement la rotation, mais aussi l'ellipticité, et ce de manière associées. Ceci est visible en représentant le trajet de l'effet MO sur la sphère de Poincaré ou en 2D Azimut-Ellipticité.

Avec un champ magnétique longitudinal, les composantes de l'effet MO que ce soit sur la variation d'ellipticité ou sur la variation d'azimut, sont en phases. Cela a pour conséquence de produire un effet linéaire sur cette courbe d'ellipticité en fonction de la rotation.

Ci-dessous, en FIGURE 3.15, l'effet est présenté pour une seule polarisation d'entrée, l'un des axes propres. Cependant dans la partie suivante, nous verrons l'importance de la polarisation d'entrée sur l'amplitude des couplages et donc sur l'effet MO.

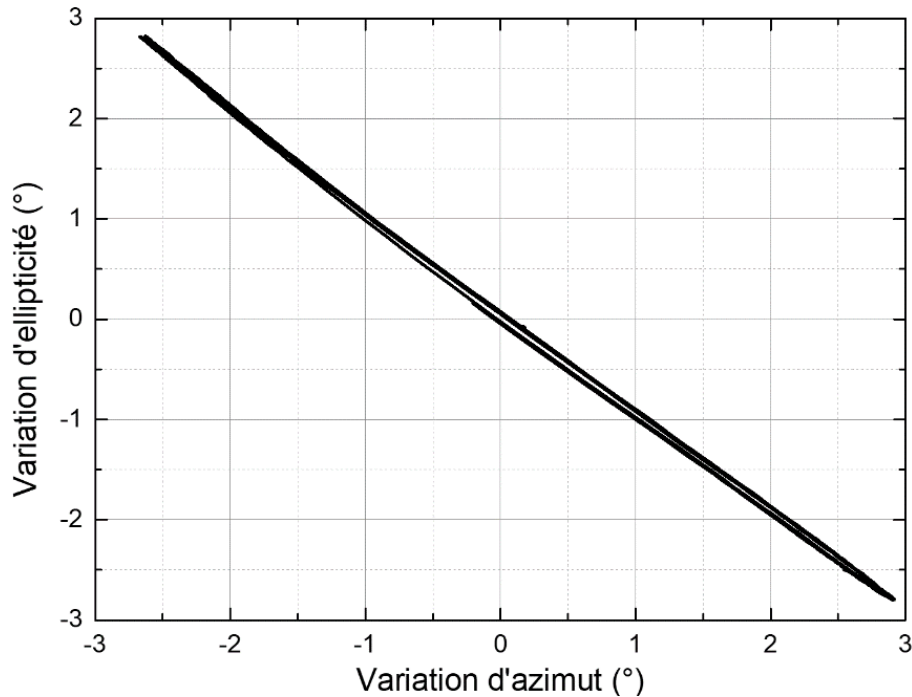


Figure 3.15 : Évolution de l'effet Faraday par application d'un champ magnétique longitudinal variable de ± 500 mT pour un entrefer de 1 cm visualisé par la variation d'ellipticité en fonction de la variation de l'azimut.

III.3.2 Influence de la polarisation d'entrée sur le comportement magnéto-optique longitudinal

La mesure des effets MO pour différentes polarisations a été réalisée grâce à un contrôleur de polarisation en amont de la fibre fonctionnalisée (**FIGURE 2.21**), sans faire intervenir de fibre polarisante (PZ), pour pouvoir accéder à toutes les polarisations d'entrées possibles.

Le champ magnétique appliqué à la fibre est balayé de manière sinusoïdale sur une période complète. Pour réaliser les mesures sur des centaines de polarisations d'entrées différentes, on a eu recours à des cycles complets rapides d'une durée de 5 secondes.

Ces mesures sont présentées sous la forme de la variation de rotation en fonction de l'ellipticité (à la manière de la **FIGURE 3.15**). Pour les obtenir, le contrôleur de polarisation (**FIGURE 2.21**), fait varier aléatoirement, le temps d'un cycle de champ magnétique, une valeur de tension sur un de ses actionneurs piézoélectriques.

Le champ magnétique de $\pm 1T$ est appliqué dans un entrefer de 0.7 cm, et seules les variations de l'azimut en fonction de l'ellipticité sont présentées en **FIGURE 3.16**.

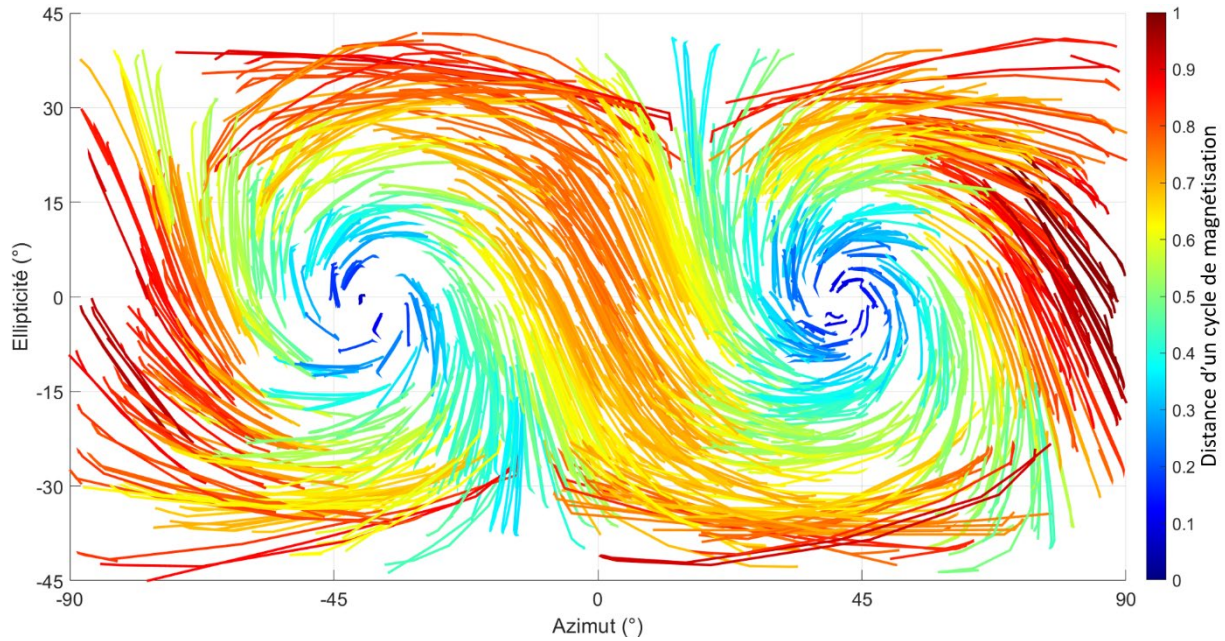


Figure 3.16 : Visualisation de l'amplitude de l'effet magnéto-optique normalisé pour 1000 polarisations d'entrée aléatoires différentes à 1550 nm, représenté sur le plan azimut-ellipticité.

La carte obtenue en **FIGURE 3.16**, qui rassemble donc toutes les mesures, est d'aspect identique à ce qui a pu être obtenu en simulation en **FIGURE 3.8**, pour une longueur d'onde de 1550 nm. La représentation 2D Azimut-Ellipticité permet ainsi de mettre en valeur l'amplitude des effets MO en fonction de la polarisation d'entrée.

Le point fondamental sur cette carte est que deux pôles (bleu foncé) sont observés où la distance parcourue est proche de zéro, confirmant ainsi expérimentalement que l'on travaille sur le mode fondamental. Ils sont situés à quasiment 90° l'un de l'autre.

On a pu voir que toutes les polarisations d'entrées ne sont pas égales vis-à-vis de l'effet MO en configuration longitudinale grâce à la mesure effectuée en **FIGURE 3.16** et à la simulation en **FIGURE 3.8**. La figure déployée sur une sphère présente une forte symétrie de révolution autour de chacun des pôles, eux même symétriques entre eux.

Cependant, la légère dissymétrie entre les pôles (points d'ancrage les plus faciles à déterminer où l'effet MO est nul) pourrait s'expliquer par un léger dichroïsme induit, soit par le matériau déposé, soit par la structure même de la fibre.

Le référentiel du polarimètre n'est pas celui de la fibre et un déphasage statique peut être présent en sortie de l'échantillon fonctionnalisé. D'un point de vue pratique et pour une meilleure visualisation, il est nécessaire de procéder à un décalage angulaire sur les paramètres de Stokes pour parvenir à la mesure de référence correcte où les deux polarisations propres sont linéaires, comme c'est le cas en **FIGURE 3.16**.

Les équations (25), (26) et (27) régissant les mécanismes de couplages entre les modes propres φ_1 et φ_2 montrent que, plus le ratio $|A/B|$ est proche de 0 ou de $l'∞$, plus le couplage

sera visible. En effet, les couplages $\varphi_1 \rightarrow \varphi_2$ et $\varphi_1 \leftarrow \varphi_2$, se produisent en simultanés lors de l'application d'un champ magnétique longitudinal. Si le ratio φ_1/φ_2 , est égal à 0 ou à l' ∞ , alors l'énergie couplée est maximale et l'effet Faraday observé sera maximisé. À l'inverse, plus le ratio s'approchera de 1, plus les couplages vont se compenser entre eux et plus l'effet sera masqué.

Il est ainsi primordial d'avoir recours à une méthode pour optimiser la polarisation d'entrée sur l'un des modes propres, telle que la soudure d'une fibre polarisante sur un des axes propres.

III.3.2.1 Mesure de battement par balayage longitudinal

Le rendement de conversion, présenté en équation (29), montre l'évolution du couplage en fonction de la longueur de champ magnétique appliqué sur le milieu. Ce rendement de conversion est dépendant de la biréfringence modale, c'est-à-dire la différence d'indice effectif des modes propres. Plus la biréfringence est petite, plus l'efficacité de conversion est grande.

Du fait de cette biréfringence, les amplitudes A et B des modes φ_1 et φ_2 se retrouvent déphasées de 2π au bout d'une longueur L_B telle que :

$$2\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N_{eff} L_B \quad (57)$$

Soit $L_B = \lambda/\Delta N_{eff}$.

Pour mesurer cette longueur et ainsi déterminer la biréfringence modale, on utilise la méthode des battements. Elle consiste à créer très localement un couplage, dans notre cas, MO entre les modes propres et de voir, en déplaçant cette perturbation, la distance au bout de laquelle la polarisation redevient identique.

Ainsi, la mesure consiste en un balayage, soit avec un aimant permanent le long de la fibre [10], soit avec un champ alternatif, tous deux en configuration longitudinale sur la fibre. C'est cette dernière solution qui a été réalisée grâce au dispositif présenté en **FIGURE 2.24**, car cela permet tracer l'enveloppe du signal et ainsi de s'affranchir d'éventuelles fluctuations. Le déplacement s'effectue à une vitesse de 0.1 mm/s et la fréquence du champ appliqué est de 100 mHz .

La fibre utilisée est fonctionnalisée sur une distance de 5.5 cm et observée sur une distance de 7.5 cm . Du fait du très faible entrefer, 1 mm , et du faible champ appliqué ($\pm 50 \text{ mT}$), l'amplitude de l'effet Faraday, visualisé sur la variation de rotation et d'ellipticité, est relativement faible.

La figure de battement est présentée en **FIGURE 3.17**. Le balayage présenté se fait en avant et au-delà de la zone dopée, sur un des deux axes propres (second axe propre sur l'encart de la **FIGURE 3.17**), ce qui permet de bien discriminer la couche déposée.

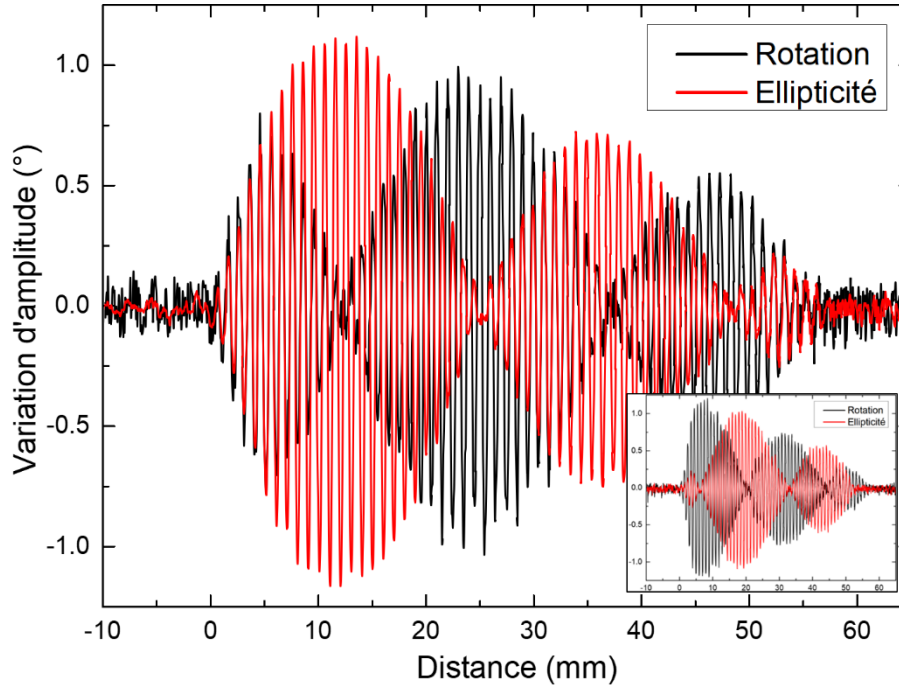


Figure 3.17 : Mesure du battement par mesure de l'effet Faraday par un champ alternatif longitudinal de 1 mm déplacé le long d'une fibre fonctionnalisée avec une injection de la lumière sur un axe propre de la fibre. L'encart montre la même mesure pour l'autre axe propre.

On observe des battements en quadrature, lorsque l'effet en rotation est à son maximum, il est à son minimum sur l'ellipticité et inversement. Ceci s'explique assez facilement en considérant la portion de fibre entre la polarisation et le polarimètre comme une lame de phase. Si on entre sur un des modes propres, la polarisation va rester sur ce mode propre jusqu'à la perturbation. À ce moment-là, une petite partie de la lumière va être transférée sur l'autre mode propre et se déphaser jusqu'à la sortie d'une quantité :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N_{eff} * (z_{perturbation} - z_{sortie\ de\ fibre}) \quad (58)$$

On peut alors montrer [135] que pour de faibles perturbations l'azimut et l'ellipticité sont de la forme :

$$\begin{cases} \theta \propto \cos(\Phi) \\ \varepsilon \propto \sin(\Phi) \end{cases} \quad (59)$$

et sont donc bien en quadrature.

De ce fait, avec une polarisation d'entrée alignée sur un axe propre, l'effet MO est uniforme tout au long de la mesure, à condition que la fonctionnalisation le soit aussi. Ici, le couplage localisé présente une décroissance progressive indiquant que le dopage n'est pas parfaitement homogène sur cette fonctionnalisation particulière.

Par ailleurs, il est possible de réaliser la même mesure, mais cette fois avec deux balayages distincts fixes : un où le champ magnétique est dans la direction de la propagation de la lumière puis l'autre dans le sens opposé. Cela a pour conséquence la délimitation des enveloppes du battement, avec un champ positif puis négatif, ci-dessous présentée en **FIGURE 3.18**. Il est important de préciser que le sens de la perturbation magnétique, que ce soit du détecteur à la source ou de la source au détecteur, n'a pas d'impact sur l'aspect général du battement.

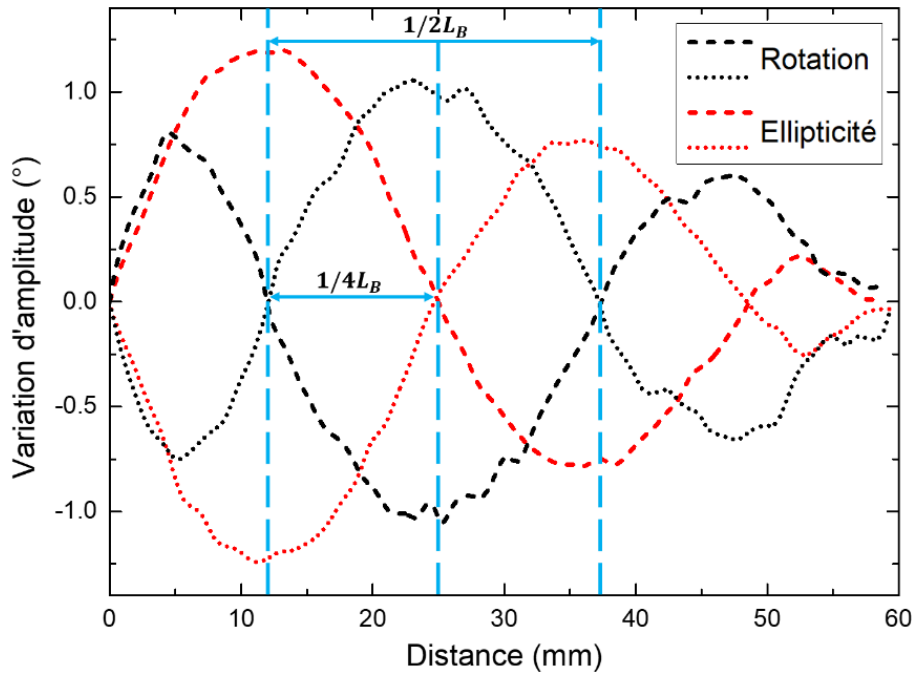


Figure 3.18 : Enveloppe du battement par mesure de l'effet Faraday obtenu lorsqu'un champ magnétique fixe longitudinal de 1 mm est déplacé le long d'une fibre dopée selon qu'il soit négatif ou positif.

À partir des **FIGURE 3.17** et **FIGURE 3.18**, une longueur de battement de 5.1 cm peut-être estimée, calculée à partir de la demi-longueur d'onde de battement qui est de 2.55 cm.

La longueur de battement est l'assemblage de deux alternances : une positive et l'autre négative. Ainsi, lorsque le champ est appliqué sur une demi-longueur de battement, l'effet est maximal, avant de diminuer progressivement pour atteindre un effet nul sur une longueur de battement, puisque l'effet est cumulatif sur toute la longueur de la fonctionnalisation.

De plus, par rapport à d'autres fibres mesurées pour différentes fonctionnalisations, il est possible de voir des demi-longueurs de battement de l'ordre de 3 ± 0.5 cm. Cette valeur est donc variable, mais toujours dans les mêmes ordres de grandeurs entre les différents dopages aux NPs de ferrite de cobalt. La longueur de battement est directement reliée à la biréfringence de la fibre selon l'équation (30).

La biréfringence pour une longueur de battement de 5.1 cm, à 1550 nm est de :

$$\Delta N_{eff} = \frac{\lambda}{L_B} = 3.04 * 10^{-5}$$

Cette valeur de biréfringence calculée sera comparée avec celles obtenues pour d'autres méthodes de mesure dans la suite de ce chapitre.

III.3.2.2 Impact de la taille de l'entrefer de l'électroaimant

L'électroaimant utilisé précédemment, en **FIGURE 2.23**, donne la possibilité de faire varier la taille de l'entrefer de 0.2 jusqu'à 6 cm en écartant les pièces polaires l'une par rapport à l'autre. Il va nous permettre de voir, dans la continuité de l'étude précédente, l'impact de différentes tailles d'entrefer sur la mesure MO en configuration longitudinale.

Le champ magnétique maximal associé aux différentes tailles d'entrefer diminue en fonction de la distance entre les deux pièces polaires. D'un champ maximal de 1.3 T obtenu avec l'entrefer le plus petit possible de 0.2 cm (qui est l'épaisseur de la sonde à effet Hall disposée au centre de l'entrefer), on arrive à un champ de 0.1 T avec l'entrefer maximal de 6 cm. On préférera ainsi réaliser toutes les mesures à des champs ne dépassant pas 100 mT, ce qui implique que la couche mince ne sera pas saturée.

La polarisation d'entrée se fait sur l'un des axes propres de la fibre, la taille de l'entrefer est ajustée manuellement en faisant en sorte d'affecter le moins possible la fibre et ainsi d'éviter d'apporter une contrainte qui aboutirait à une variation de polarisation.

Pour réaliser les mesures de variation de rotation (présentées en **FIGURE 3.19**) et de variation d'ellipticité (présentées en **FIGURE 3.20**), la fibre optique fonctionnalisée pour la mesure battement en **FIGURE 3.17** a été réutilisée en raison de sa longue distance de dépôt. Les mesures dont l'entrefer est inférieur à 1.5 cm ont été omises dans les figures suivantes pour alléger la présentation mais sont incluses dans la **FIGURE 3.21** pour le calcul du rendement de conversion.

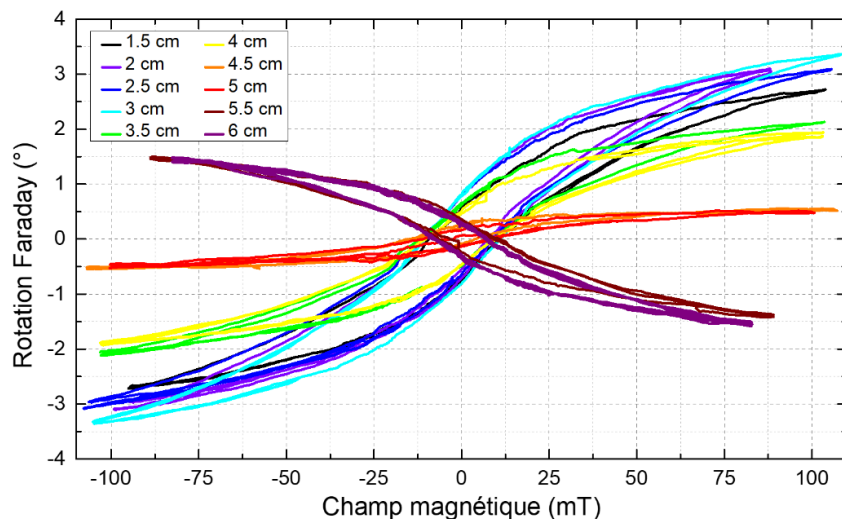


Figure 3.19 : Évolution des variations en rotation Faraday en fonction du champ magnétique pour des tailles d'entrefer comprises entre 1.5 et 6 cm.

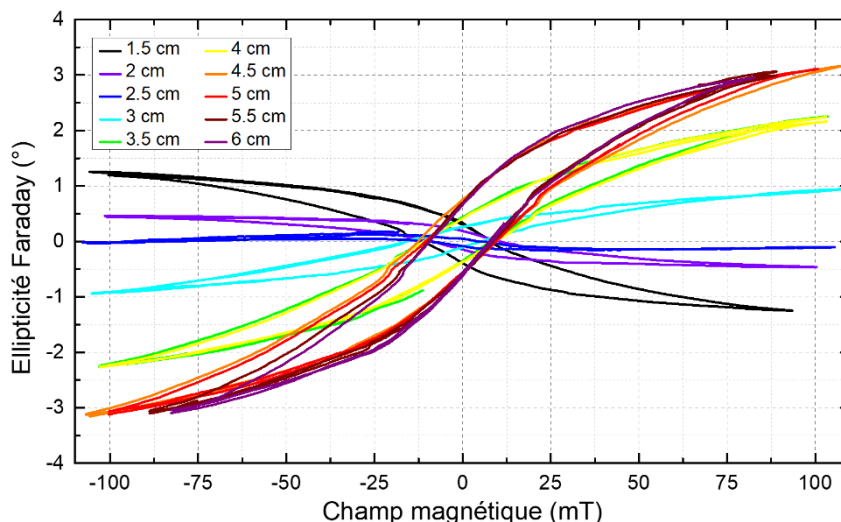


Figure 3.20 : Évolution des variations en ellipticité Faraday en fonction du champ magnétique pour des tailles d'entrefer comprises entre 1.5 et 6 cm.

Pour les deux paramètres de la polarisation, on obtient deux comportements différents en fonction de la taille de l'entrefer.

Pour la rotation Faraday (FIGURE 3.19), l'effet monte progressivement et le maximum est atteint pour 3 cm d'entrefer. S'ensuit une réduction progressive de l'effet avec une annulation totale entre 5 et 5.5 cm. Au-delà de l'annulation, se produit une inversion du sens du cycle d'hystérésis MO.

Si on compare ces résultats avec les mêmes mesures, mais cette fois-ci sur l'ellipticité Faraday (FIGURE 3.20), on observe un premier maximum d'effet atteint dès l'entrefer de 1.5 cm, qui diminue pour ensuite s'annuler aux alentours de 2.5 cm. S'ensuit une augmentation dans le sens inverse du cycle du départ avec un maximum qui est atteint entre 4.5 et 6 cm.

La comparaison avec la fonction théorique du rendement de conversion compte tenu de la distance d'entrefer est présenté en FIGURE 3.21 et est en adéquation avec l'équation (29).

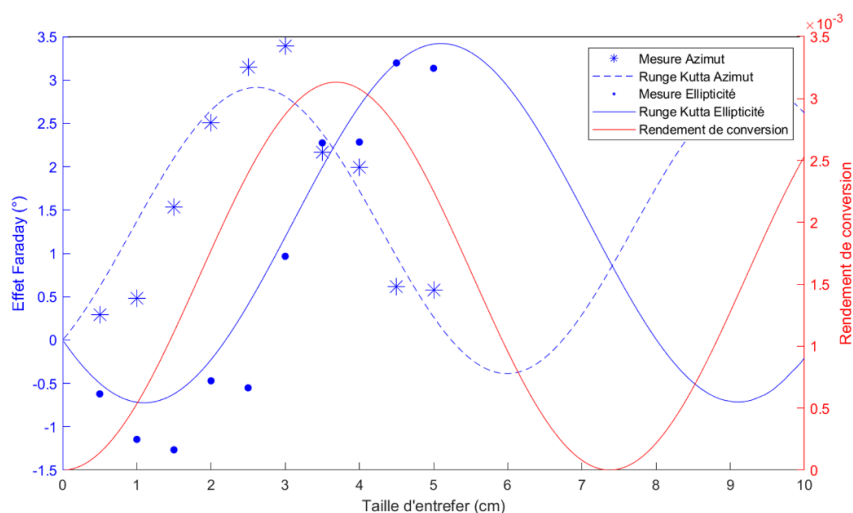


Figure 3.21 : Rendement de conversion théorique et mesures d'azimut et d'ellipticité expérimentales, obtenues à 100 mT, pour différentes tailles d'entrefer.

Ainsi, le maximum du rendement de conversion est atteint à $L_B/2$. Cependant, les mesures présentent certaines imprécisions liées à l'augmentation de la taille de l'entrefer qui se fait manuellement. Puisque la fibre fonctionnalisée traverse l'entrefer, chaque mouvement externe peut induire des mouvements involontaires sur la fibre pouvant affecter la polarisation d'entrée. De ce fait, l'ajustement imparfait du modèle aux résultats cause une augmentation de la longueur de battement.

III.3.3 Mesure de l'effet Faraday pour différentes longueurs d'onde

Un autre point important à prendre en compte est la gamme spectrale d'utilisation du matériau nanocomposite. Dans la bande III des télécommunications, plusieurs longueurs d'onde ont des valeurs du terme hors-diagonal du tenseur de permittivité très différentes. Autour de 1450 nm , seule la composante réelle est non nulle, tandis qu'à 1660 nm , seule la composante imaginaire est non nulle. Enfin, autour de 1550 nm , les deux composantes sont équivalentes comme présentées en **FIGURE 1.8**.

Les simulations faites pour différentes longueurs d'onde en **FIGURE 3.9** ont mis en exergue l'impact de la valeur du terme hors-diagonal du tenseur de permittivité. Les formes globales associées à l'ensemble des polarisations d'entrée sont à chaque fois différentes et dépendantes des valeurs des composantes réelle et imaginaire du tenseur.

Dans le dispositif originel, seule une diode fibrée à 1550 nm est déployée et c'est notamment de cette dernière qu'ont été réalisées la grande majorité des mesures de cette thèse. En revanche, pour aller sonder les effets à d'autres longueurs d'onde, le polarimètre (dont la gamme spectrale de mesure est grande : $900 - 1700\text{ nm}$) doit être couplé à un autre dispositif laser. Pour cela, le laser accordable à cavité externe (TUNICS), dont la gamme spectrale est comprise entre 1440 nm et 1660 nm a été utilisé.

Cependant, la puissance à 1450 nm est trop faible pour que le polarimètre dispose d'un signal suffisant et stable en sortie de fibre fonctionnalisée. On se positionnera alors à 1480 nm . Bien qu'à cette longueur d'onde il y ait encore une partie de la composante imaginaire, elle n'en reste pas moins très faible. De plus, à cette longueur d'onde, le terme hors-diagonal du tenseur de permittivité vaut : $\varepsilon_{xy} = (-2.59 + 0.36i) * 10^{-4}$. La **FIGURE 3.22** ci-dessous présente la comparaison des résultats expérimentaux et de simulation de mesure de l'effet MO en configuration longitudinale à la longueur d'onde définie. En comparant les deux figures de la **FIGURE 3.22**, on observe que la simulation basée sur les équations de couplages, est en accord avec les mesures dans la fibre optique fonctionnalisée.

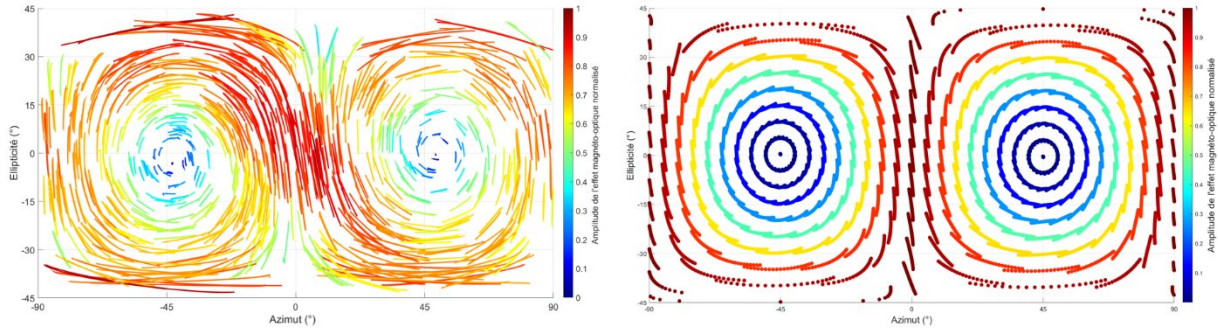


Figure 3.22 : Mesure de l'effet magnéto-optique en configuration longitudinale à 1480 nm pour plusieurs centaines de polarisations d'entrée aléatoires ainsi que la simulation associée.

Les résultats de mesure MO à 1550 nm ont déjà été présentés en **FIGURE 3.16**, avec cette structure en forme de tempête et où les deux composantes du terme hors-diagonal sont quasi-identiques.

Enfin, il est possible de réaliser une mesure à 1650 nm, là où la composante imaginaire est largement majoritaire puisque ϵ_{xy} , vaut : $\epsilon_{xy} = (-0.8 + 2.98i) * 10^{-4}$, et non à 1660 nm, puisque là encore le signal était trop faible pour une mesure stable au polarimètre. Ces résultats sont présentés en **FIGURE 3.23**.

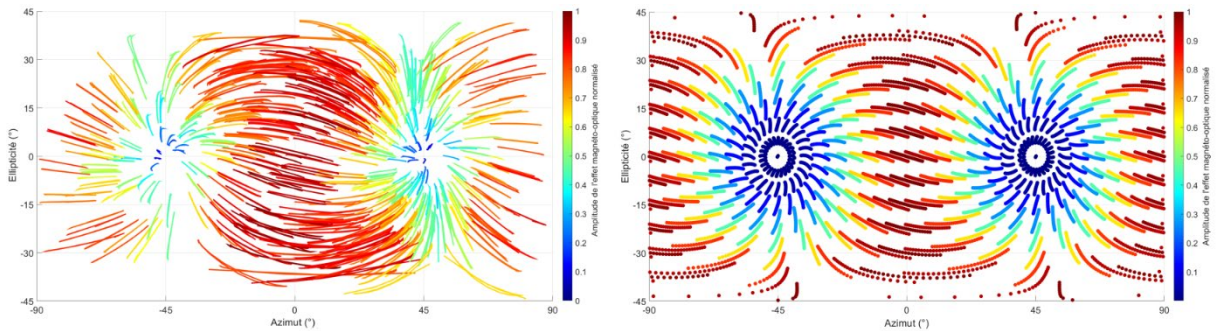


Figure 3.23 : Mesure de l'effet magnéto-optique en configuration longitudinale à 1650 nm pour plusieurs centaines de polarisations d'entrée aléatoires ainsi que la simulation associée.

Comme attendue par rapport aux simulations précédentes, la mesure en **FIGURE 3.23**, présente des lignes directes entre les deux pôles où l'effet est nul. L'effet n'est pas parfaitement linéaire puisque le terme hors-diagonal est principalement imaginaire, mais possède une composante réelle non-négligeable. L'observation est en adéquation avec la simulation.

III.3.4 Étude de l'évolution de la puissance en fonction de la polarisation d'entrée et du champ magnétique appliqué

Durant la première partie de ce chapitre, on a volontairement omis l'aspect variation de l'intensité dans chacune des mesures. Il s'agit pourtant d'un paramètre majeur de la mesure MO, mais cette dernière aurait alourdi le propos.

Les effets sont différents de ceux obtenus pour la variation de polarisation. Il est donc important d’y réserver une partie entière.

On rappelle que les effets de polarisation en configuration longitudinale présentés jusque-là sont uniquement des effets non-réciproques, c’est-à-dire que l’effet est dépendant de l’orientation du champ magnétique. Il est nécessaire d’introduire les effets réciproques. Il s’agit d’effets MO qui sont indépendants de l’orientation du champ magnétique et qui ont donc la même valeur qu’elle que soit son orientation.

III.3.4.1 Observation et décorrélation d’une mesure d’intensité en champ longitudinal

Lors d’une mesure MO, en considérant les paramètres de Stokes, on obtient un vecteur 4, trois paramètres qui sont affectés à la polarisation (S_1, S_2, S_3) (ceux qui ont été étudiés dans la partie précédente), et un paramètre lié à l’intensité (S_0).

Reprenons pour cela une mesure typique selon la variation d’azimut, d’ellipticité et de puissance dans une fibre optique fonctionnalisée en configuration longitudinale. Ces mesures sont présentées sur la **FIGURE 3.24** ci-dessous.

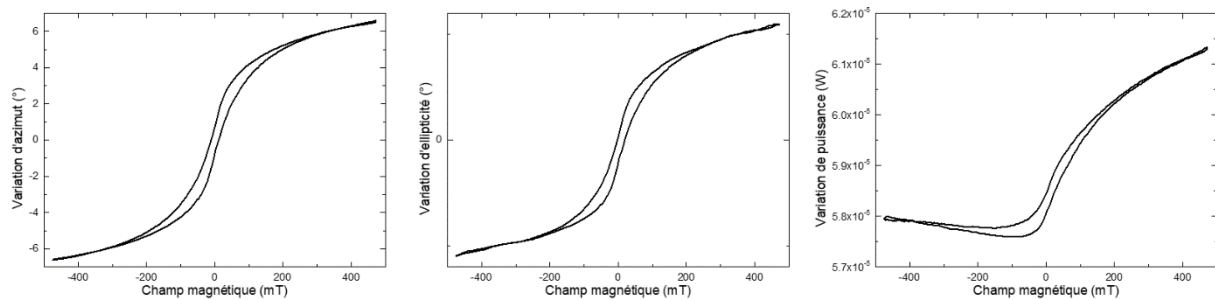


Figure 3.24 : Représentation d’un cycle magnéto-optique obtenu par un champ magnétique longitudinal de 1 cm selon la variation d’azimut, d’ellipticité et de puissance dans une fibre optique fonctionnalisée et dont la polarisation d’entrée est selon l’un de ses axes propres.

Comme attendu, dans la configuration longitudinale, seuls des effets polarimétriques non-réciproques sont observés, propre à l’effet Faraday. Cependant, sur le plan de la variation de la puissance, les résultats sont très différents puisque cette forme témoigne de plusieurs effets simultanés. Deux effets s’entremêlent ici : un effet non-réciproque identique à ce qui est observé sur les deux figures de variation d’azimut et d’ellipticité, ainsi qu’un effet réciproque.

Il est possible de décorrélérer ces deux effets l’un de l’autre en procédant à un traitement de données. Dans un premier temps, il faut scinder la courbe en deux comme ce qui est présenté sur la **FIGURE 3.25** : une partie correspondant à un champ magnétique positif ($H +$) et l’autre partie correspondant à un champ magnétique négatif ($H -$).

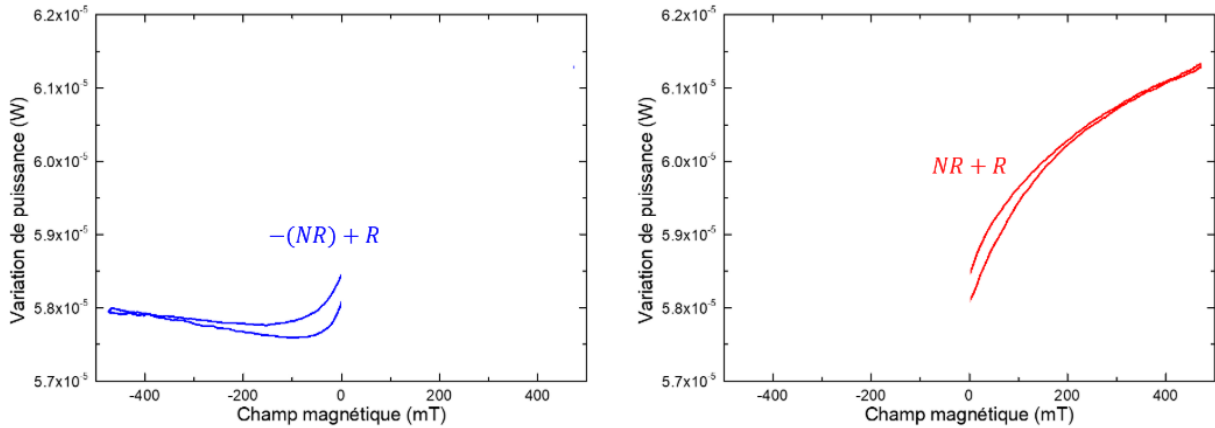


Figure 3.25 : Découpage de la mesure de variation de puissance (P) en fonction de l'orientation du champ magnétique longitudinal.

Pour un champ négatif (à gauche sur la **FIGURE 3.25**) est présent l'effet réciproque (R), ainsi que la partie négative de l'effet non-réciproque ($-NR$). Pour un champ positif (visible à droite de la figure), il s'agit aussi de l'effet réciproque (R), ainsi que, cette fois ci, de la partie positive de l'effet non-réciproque ($+NR$).

En additionnant les deux parties ensemble, la composante non-réciproque disparaît laissant uniquement l'effet réciproque de la mesure :

$$P_{H+} + P_{H-} = (NR + R) + (-(NR) + R) = 2 * (R) \quad (60)$$

En soustrayant la partie positive avec la partie négative, seule la partie positive de l'effet non-réciproque est obtenue :

$$P_{H+} - P_{H-} = (NR + R) - (-(NR) + R) = 2 * NR \quad (61)$$

Cette méthode de décorrélation, ici pour la variation d'intensité, est valable pour tout type de mesure sous champ. La reconstruction des courbes, en **FIGURE 3.26**, met en perspective les deux effets obtenus en **FIGURE 3.24**, déjà observé pour des guides d'onde aux couches minces nanocomposites [10], [12].

L'effet non-réciproque extrait de la mesure de puissance (**FIGURE 3.26**) est de forme identique aux mesures polarimétriques associées, en **FIGURE 3.25**. Un champ coercitif de $\pm 10 \text{ mT}$ et une cinétique de saturation identiques sont observés.

Ainsi, l'application d'un champ magnétique longitudinal, à la fibre fonctionnalisée provoque une modulation d'intensité non-réciproque avec un cycle d'hystérésis.

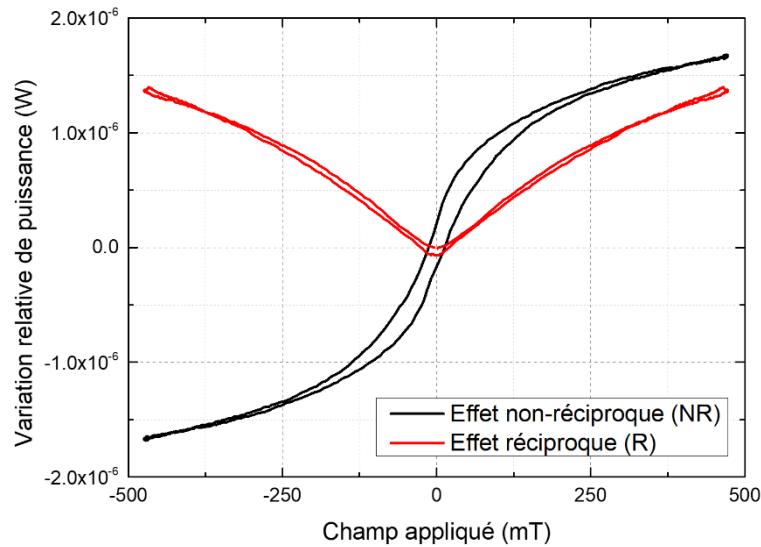


Figure 3.26 : Décorrélation des effets NR et R de la variation relative de puissance pour une mesure en champ longitudinal.

Un effet réciproque en variation d'intensité est aussi observé et est mis en évidence grâce à la décorrélation. En premier lieu, la cinétique de la variation d'intensité réciproque est différente de celle qui est non-réciproque. Elle semble ensuite évoluer de manière quadratique avec le champ appliqué et serait donc fonction de $(\epsilon_{xx})^2$. Puisque cet effet réciproque n'est pas présent dans la théorie des modes couplés, il s'agit donc d'un effet supplémentaire dont l'origine ne provient pas des termes hors-diagonaux du tenseur de permittivité.

Cet effet a déjà été observé pour des couches minces de ferrite de cobalt autour de 1550 nm [12], dans des conditions cependant différentes, présenté en **FIGURE 3.27**.

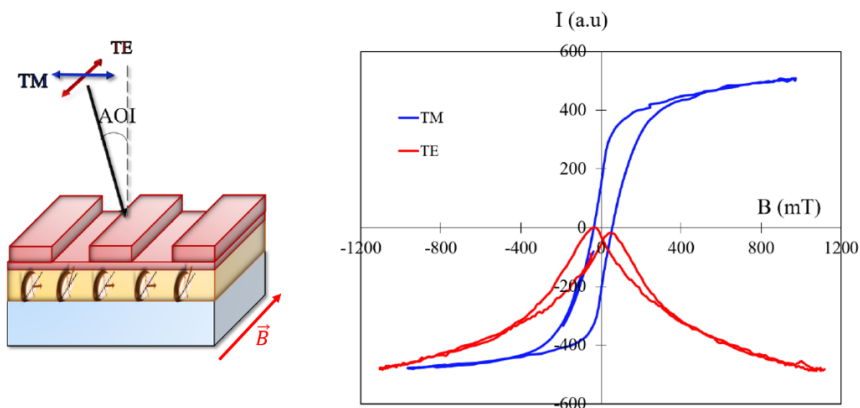


Figure 3.27 : Schématisation de la structure nanocomposite sous influence d'un champ magnétique transverse et mesure de l'intensité en réflexion selon les modes TE et TM. Schéma et mesure faite par L. Bsawmaïi [12].

La **FIGURE 3.27** présente un couplage avec un réseau résonnant sous influence d'un champ transverse. Le champ magnétique est appliqué parallèlement à l'inscription du réseau. Ainsi, la mesure correspond à une variation d'intensité en réflexion sur un cycle de magnétisation selon les polarisations TE et TM, desquelles sont observées un effet non-réciproque et réciproque.

Le parallèle avec notre fonctionnalisation peut être fait puisque les modes guidés se propagent de manière identique aux fibres.

Cependant, une seule polarisation n'est pas suffisante pour définir le comportement intégral des effets perçus, c'est pourquoi une observation généralisée sur toutes les polarisations d'entrée a été faite.

III.3.4.2 Caractérisation de la variation de puissance sur l'intégralité des polarisations d'entrées

À partir de la mesure en **FIGURE 3.16**, on ajoute une troisième dimension sous la forme de la variation d'intensité sur chacune des différentes polarisations. La visualisation de la puissance transmise est observable en **FIGURE 3.28**.

La symétrie quasi parfaite de la **FIGURE 3.16** en matière d'amplitude de la rotation Faraday notamment au niveau des deux pôles où l'effet MO est nul, n'est plus du tout présente ici, en **FIGURE 3.28**. Les deux pôles présentent respectivement les puissances minimales et maximales le long d'un cycle complet de magnétisation.

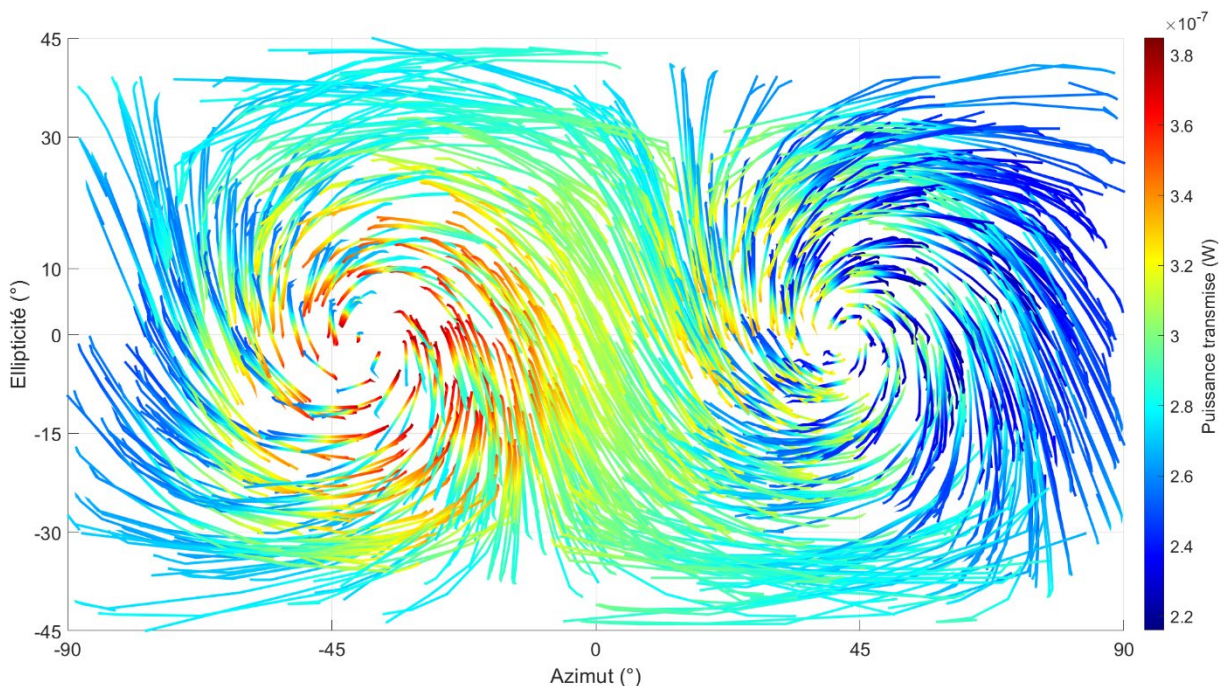


Figure 3.28 : Visualisation de la variation de la puissance transmise pour 1000 polarisations d'entrée aléatoires différentes à 1550 nm, représentée sur le plan Azimut-Ellipticité.

Les amplitudes maximales de variation de puissance transmise pour un cycle de magnétisation se situent approximativement sur chacun des pôles, c'est-à-dire sur les deux zones où le couplage MO est le plus faible. C'est à proximité du pôle de gauche, pour une polarisation linéaire de -40° , que la puissance transmise atteint son maximum, tandis qu'à

proximité du pôle de droite, pour une polarisation linéaire de 40° , la puissance transmise atteint son minimum.

Par ailleurs, pour les zones où le couplage est maximal, c'est-à-dire sur les deux modes propres ($\theta \approx 0$ et $\Sigma = 0$, ainsi que $\theta \approx 90$ et $\Sigma = 0$), où l'amplitude de variation de puissance sur un cycle de magnétisation est la plus faible, ces deux polarisations présentent des intensités transmises différentes.

La variation de puissance transmise entre les deux modes propres et le déséquilibre de puissance transmise lors d'un cycle de magnétisation entre les deux pôles (où le couplage est nul) est la conséquence de l'absorption différentielle qui existe entre φ_1 et φ_2 , appelé dichroïsme linéaire.

Il est désormais intéressant de décorréler les variations de puissance en fonction de la répartition de la polarisation d'entrée sur chacun des modes propres.

Comme explicitée au début de cette partie, une décorrélation parfaite n'est pas possible à haute fréquence de mesure ($> 100 \text{ MHz}$). Cependant, un certain nombre de points d'intérêts peuvent toutefois être utilisés pour donner les amplitudes exactes de chacun des effets réciproques et non-réciproques. Il s'agit de la puissance à champ maximal positif et négatif, et la puissance hors champ (0 mT) sans champ coercitif.

La même méthode que précédemment, équations (60) et (61), est utilisée, à la différence que ce n'est plus l'intégralité du cycle qui est considéré, mais uniquement les extremums.

Ainsi, à partir du processus de décorrélation sur les puissances qui a été utilisé en **FIGURE 3.26**, appliqué à toutes les mesures faites en **FIGURE 3.28**, peuvent être extraites les deux courbes présentées en **FIGURE 3.29**. Ces courbes représentent les effets non-réciproque et réciproque en configuration longitudinale de la variation de puissance.

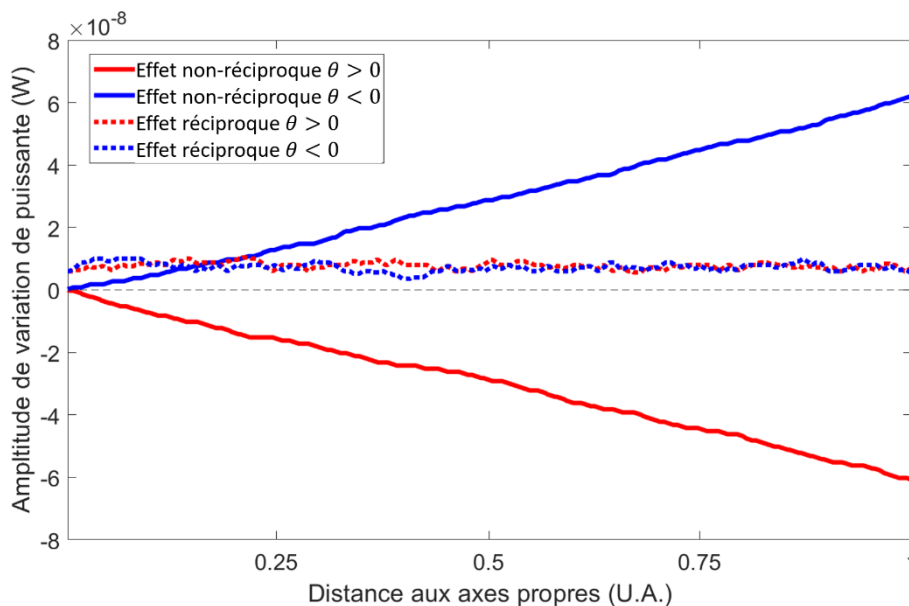


Figure 3.29 : Visualisation de l'amplitude des effets non-réciproque et réciproque par décorrélation de la puissance transmise en configuration longitudinale pour les différentes polarisations d'entrée.

Ainsi, la variation de puissance en fonction du champ magnétique est dépendante de deux effets : un effet non-réciproque et un réciproque.

L'effet non-réciproque est fonction de la variation de polarisation d'entrée, dont les amplitudes maximales correspondent aux couplages MO les plus faibles et dont l'effet est nul aux polarisations propres. Les amplitudes de l'effet non-réciproque peuvent être négatives ou positives selon que la polarisation d'entrée se trouve à proximité de l'un ou l'autre des deux pôles. Tandis que l'effet réciproque est présent pour toutes les polarisations d'entrées avec la même amplitude.

En conclusion, puisque la polarisation d'entrée n'a pas de conséquence sur l'amplitude de l'effet réciproque, observé en **FIGURE 3.29**, il est donc la conséquence d'une variation de la transmission de la lumière lorsque le matériau est sous influence d'un champ magnétique longitudinal. La variation d'intensité observée est quadratique et fonction de $(\epsilon_{xx})^2$ et a déjà été observé dans des couches minces aux propriétés MO, selon différentes orientations de champ magnétique [12], [61], [62], dont l'effet serait magnéto-réfractif.

La description complète des effets en configuration longitudinale sur cette première partie du chapitre 3 permet d'explicitier une partie des effets qui sont observés avec notre fonctionnalisation par NPs de ferrite de cobalt sous forme de couche mince déposée par voie Sol-Gel. Cette fonctionnalisation améliore grandement la sensibilité au champ magnétique par rapport à une fibre optique basique, au moins dans la gamme inférieure à 1 T. L'effet Faraday observé est en adéquation avec la théorie présentée au chapitre 1.

Une mesure de battement a permis d'obtenir la biréfringence de la fibre dopée et de déterminer la longueur de fonctionnalisation idéale (une demi-longueur de battement), pour la mesure MO.

L'étude de la couche mince a aussi été faite à différentes longueurs d'onde, et là encore en parfaite adéquation avec l'étude préliminaire du matériau.

Enfin, un effet réciproque a été observé sur la variation d'intensité en fonction du champ magnétique, dont les effets ne sont pas explicables par la théorie des modes couplés.

En bilan, dans la large bande de télécommunication située autour de 1550 nm, la fibre fonctionnalisée est parfaitement sensible aux champs magnétiques longitudinaux.

La mesure pour un champ magnétique transverse a été étudiée et sera présentée dans la partie suivante, afin d'essayer de comprendre le comportement de la fibre optique fonctionnalisée dans ces conditions.

III.4 Application d'un champ magnétique transverse sur les fibres optiques

Aussi bien qu'en champ longitudinal, il est possible d'appliquer un champ magnétique uniquement transverse à une fibre optique en orientant correctement le dispositif de la

FIGURE 2.23. L'entrefer dans cette configuration peut être de quelques millimètres seulement, ce qui résulte en un champ magnétique produit pouvant atteindre plus de $1 T$ selon les pièces polaires choisies. La largeur d'application du champ peut atteindre $4 cm$.

III.4.1 Application d'un champ magnétique transverse sur une fibre non-fonctionnalisée

De la même manière qu'une référence a été faite avec une fibre à cœur suspendu non dopée en champ longitudinal, on a réalisé une référence identique en configuration transverse. Les conditions d'utilisation du champ transverse ont permis d'appliquer un champ intense sur une longue distance. En effet, la distance séparant les deux pièces polaires est de seulement $0.2 cm$ pour cette mesure, mais la largeur de l'entrefer est de $4 cm$, par conséquent un champ transverse de $600 mT$ a été appliqué sur la fibre optique de référence.

En comparaison avec la mesure en configuration longitudinale sur la **FIGURE 3.10**, la mesure en **FIGURE 3.30** en configuration transverse ne présentent aucun effet de variation polarimétrique. Les matériaux diamagnétiques, tels que la silice ne présente que des effets MO lorsque le champ est appliqué dans le sens de la propagation de la lumière, causé par l'effet Faraday, dont l'amplitude est définie par la constante de Verdet. En effet, la variation de polarisation pour un champ magnétique transverse ne peut être mesurée, de par la faiblesse du terme hors-diagonal [59].

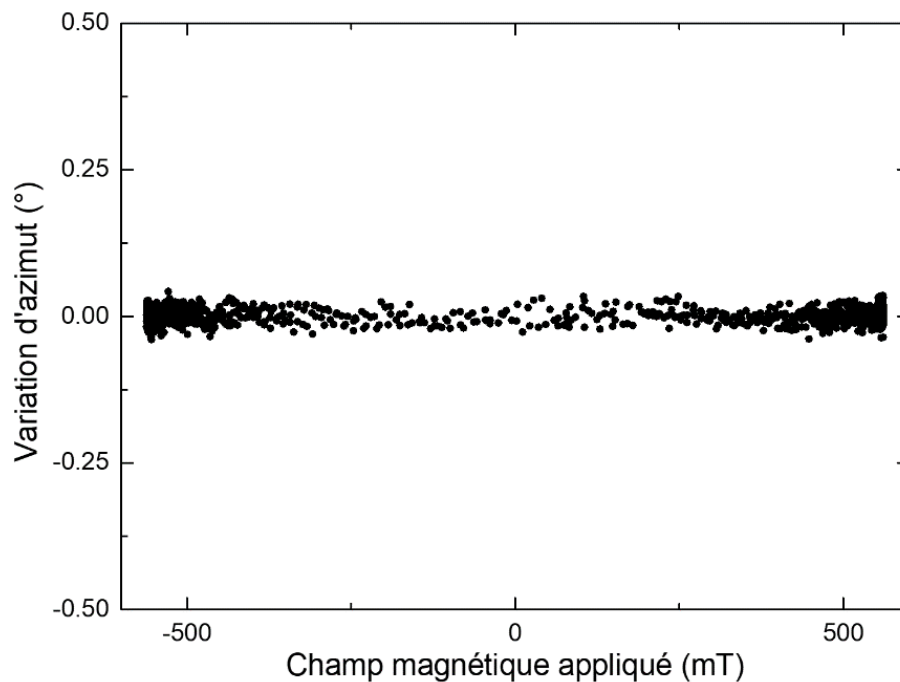


Figure 3.30 : Mesure de l'effet magnéto-optique faite sur une fibre à cœur suspendu de $4 cm$ sous un champ magnétique transverse de $600 mT$ à $1550 nm$.

III.4.2 Application d'un champ magnétique transverse sur une fibre fonctionnalisée aux nanoparticules de ferrite de cobalt

Les mêmes échantillons que pour les mesures MO en champ longitudinal ont été utilisés cette fois dans la seconde configuration de champ transverse et les résultats de mesure sont présentés en **FIGURE 3.31**. On observe ici l'effet produit lorsque le champ magnétique appliqué est orienté de manière quelconque vis-à-vis des axes propres de la fibre, l'objectif étant d'avoir un exemple de référence des effets observables.

Les mesures de la variation de l'azimut et d'ellipticité en configuration transverse ici, ont des formes très différentes comparativement à ce qui est obtenu en configuration longitudinale (**FIGURE 3.24**).

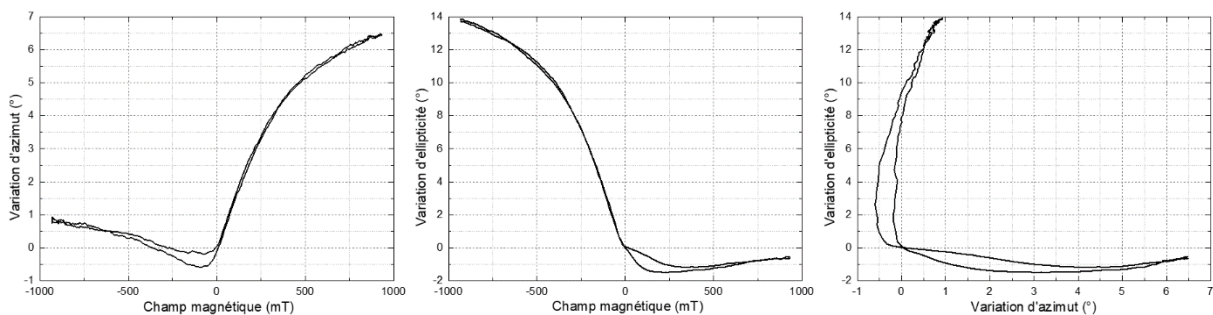


Figure 3.31 : Mesure magnéto-optique en configuration transverse d'une fibre fonctionnalisée à 1550 nm. De gauche à droite, sont représentés, la variation d'azimut et la variation de l'ellipticité en fonction du champ magnétique, ainsi que la représentation de l'azimut en fonction de l'ellipticité dans un entrefer large de 1 cm.

À la manière de ce qui a pu être fait sur la **FIGURE 3.15**, la représentation des deux effets l'un en fonction de l'autre lors d'un cycle complet de magnétisation (**FIGURE 3.31** à droite), aboutit à une forme particulière. En configuration longitudinale, il s'agissait d'une ligne strictement droite, pour toutes les longueurs d'onde et pour toutes les polarisations. En revanche ici, en configuration transverse, il s'agit d'un « V ». La forme linéaire était la traduction d'un seul effet, pour le coup non-réciproque, dont l'impact sur les variations en azimut et en ellipticité étaient parfaitement en phase. Cependant, en champ magnétique transverse, cette forme traduit l'apparition de plusieurs effets distincts, cette fois-ci non plus sur l'unique variation de puissance, mais également sur la variation de polarisation.

L'orientation du champ transverse sera ajustée plus tard grâce à l'électroaimant rotatif. De plus, la polarisation d'entrée se fera sur un de ses deux axes propres à l'aide d'une fibre polarisante orientée par la soudeuse, comme précédemment.

La décorrélation des effets MO exposés en **FIGURE 3.31** permet de mettre en évidence au moins deux effets distincts. Cette décorrélation est présentée en **FIGURE 3.32**.

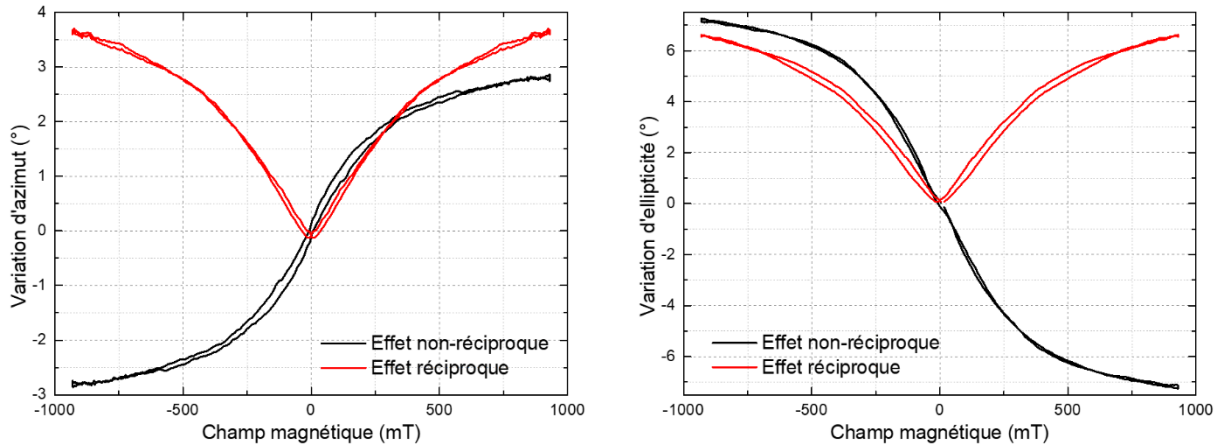


Figure 3.32 : Décorrélation des effets magnéto-optiques en configuration transverse à 1550 nm pour la variation d'azimut ainsi que la variation d'ellipticité.

La décorrélation des mesures en champ transverse (**FIGURE 3.32**) que ce soit sur la variation de l'azimut ou de l'ellipticité est faite de manière identique à ce qui a pu être fait pour la variation de puissance en champ longitudinal et abouti aussi à l'apparition de deux effets distincts. Des effets non-réciproques et réciproque cohabitent lorsque le champ transverse est appliqué, d'où la nécessité de manipuler ces données pour leur décorrélation. Dans certains cas, la décorrélation altère certaines données, dont les champs coercitifs et la forme générale de l'hystérésis comme c'est notablement le cas ici pour la variation d'ellipticité et son effet non-réciproque.

En ce qui concerne les effets en eux-mêmes, pour la variation d'azimut, on y voit un effet non-réciproque à la manière de l'effet Faraday en rotation de polarisation. Une comparaison normalisée permettra de mettre en évidence les similitudes à ce qui a été observé en champ longitudinal.

Pour l'effet non-réciproque en variation d'ellipticité, la décorrélation met en évidence la forme générale de l'effet non-réciproque, cependant l'hystérésis n'est pas présente causée par le processus de décorrélation imparfait.

De plus, l'effet réciproque est de forme quadratique par rapport à l'effet non-réciproque.

En ce qui concerne la comparaison entre les deux configurations et l'amplitude de l'effet MO, il s'avère qu'il est toujours plus faible pour la mesure transverse. Les couplages pour une fibre fonctionnalisée sont moins intenses lorsque le champ appliqué est parallèle à la propagation de la lumière.

Maintenant que les effets sont décorrélés, il est possible de transformer la **FIGURE 3.31**, pour y faire apparaître les effets non-réciproque et réciproque simultanément pour la comparer à la **FIGURE 3.15**.

En reprenant les données de décorrélation en **FIGURE 3.32**, il est possible d'afficher uniquement les effets non-réciproque et réciproque d'ellipticité en fonction de l'azimut séparément en **FIGURE 3.33**. Chaque effet pris séparément est parfaitement linéaire, de la même

manière que ce qui a été obtenu en configuration longitudinale en **FIGURE 3.15**. Cela est la conséquence des effets NR et R qui sont en phase selon la variation d'azimut et d'ellipticité.

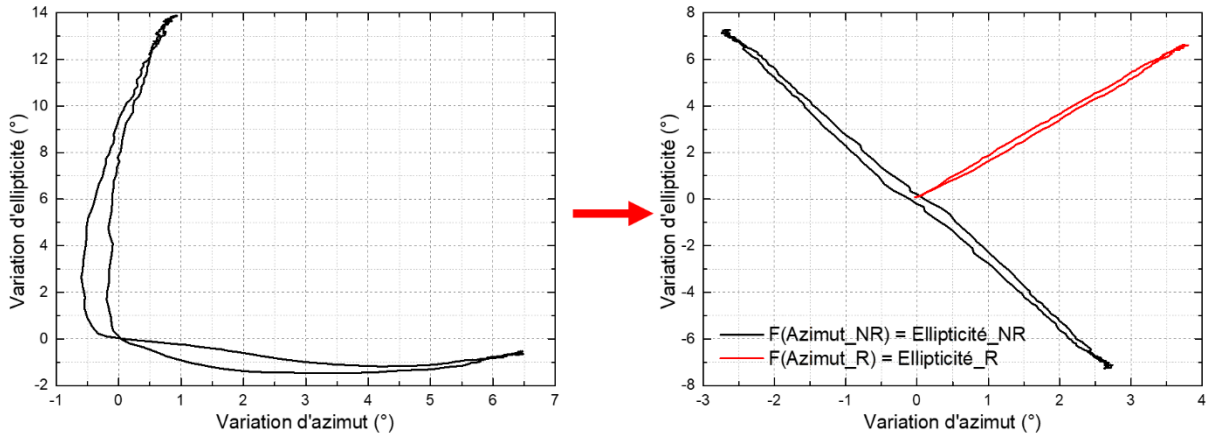


Figure 3.33 : Comparaison de la mesure complète en configuration transverse de la variation d'ellipticité en fonction de l'azimut avant et après la décorrelation uniquement selon les effets NR ou R.

En comparant les deux courbes de la **FIGURE 3.33**, on remarque qu'elles sont presque orthogonales l'une par rapport à l'autre. Il s'agit là d'une conséquence d'effets non-réciproques et réciproque qui sont en phase les uns avec les autres. Il est à noter que les amplitudes des deux effets sont approximativement identiques.

La raison de la présence de ces effets est une conséquence des couplages, et du tenseur de permittivité en présence d'un champ transverse différent de celui pour un champ magnétique longitudinal.

$$\varepsilon + \Delta\varepsilon_x \sin(\theta) + \Delta\varepsilon_y \cos(\theta) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & -i\varepsilon_{xz} \sin(\theta) \\ 0 & \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{yz} \cos(\theta) \\ i\varepsilon_{xz} \sin(\theta) & i\varepsilon_{yz} \cos(\theta) & \varepsilon_{xx} \end{pmatrix} \quad (62)$$

Le tenseur de permittivité lors de l'application d'un champ magnétique transversal dépend de l'orientation (θ) du champ magnétique par rapport aux deux polarisations propres, avec la référence le long de l'axe x. La théorie des modes couplés décrit encore des couplages aux conséquences similaires à celles du champ magnétique longitudinal, c'est-à-dire des effets non-réciproques.

Puisqu'il a été montré que la fibre optique possédait pour chaque polarisation propre une contribution aussi le long de l'axe z, φ_1 devrait avoir des composantes de champ majoritairement en x et z (φ_{1x} et φ_{1z}), tandis que l'autre mode, φ_2 devrait avoir des composantes de champ majoritairement en y et z (φ_{2y} et φ_{2z}). À partir de là, des couplages inter-modes de type effet Faraday sont attendus, tel que le couplage transversal inter-mode entre φ_{1z} et φ_{2y} ou φ_{2z} et φ_{1x} . Ces deux couplages sont non-réciproques, mais leur amplitude est plus faible en raison d'un coefficient de couplage réduit, dû à la faiblesse de la composante longitudinale du champ des deux modes (φ_{1z} et φ_{2z}).

De plus, on s'attend également à un couplage transversal intra-mode entre φ_{1x} et φ_{1z} ou φ_{2y} et φ_{2z} , limité également par la faiblesse de la composante longitudinale des modes. Il en résulte une variation non-réciproque de la constante de propagation des modes, qui se traduit par des variations de la polarisation émergente.

Ainsi, la mesure non-réciproque (les deux courbes noires de la **FIGURE 3.32**) est l'association des effets de couplage qui pourraient être distingués en fonction de l'orientation du champ magnétique appliqué et de la polarisation d'entrée. On va tâcher de les décorrélérer dans les parties suivantes.

Les couplages pour un champ magnétique transverse vont dépendre de l'orientation du champ (θ) par rapport aux axes de polarisation propre.

Jusqu'à présent, les équations de couplage n'ont été responsables que des effets non-réciproques. Ainsi l'effet réciproque ne peut pas être expliqué à partir des couplages de modes et pourrait être la conséquence d'un autre processus tel qu'un effet magnéto-réfractif. En effet, le champ magnétique a tendance à modifier l'indice de réfraction de manière réciproque avec des matériaux présentant des effets MO [61]. L'orientation du champ magnétique par rapport aux polarisations propres va modifier les termes diagonaux du tenseur de permittivité ε_{xx} , et par conséquent, modifier les constantes de propagation du matériau nanocomposite de la manière réciproque par l'application d'un champ magnétique.

On rappelle que la mesure présentée a été faite pour une polarisation et un champ transverse quelconque. Cependant, il est possible de réaliser une multitude de mesures pour des polarisations d'entrée aléatoires et uniformément espacées, tel que présenté en **FIGURE 3.16** pour la configuration longitudinale, et ce dans le but de comprendre plus précisément les effets en jeu.

III.4.3 Influence de la polarisation d'entrée sur le comportement magnétique transverse

La même expérience que celle en configuration longitudinale (**FIGURE 3.16**) a été réalisée, cette fois-ci avec moins de mesures. En effet, avec un millier de mesures, les résultats étaient toujours parfaitement lisibles en configuration longitudinale, mais en configuration transverse, on fait face à une forme particulière qui rend rapidement les cartes de mesures surchargées. Sur la **FIGURE 3.34** ci-dessous, seules quelques centaines de mesures sont présentées sur la sphère de Poincaré et le plan Azimut-Ellipticité.

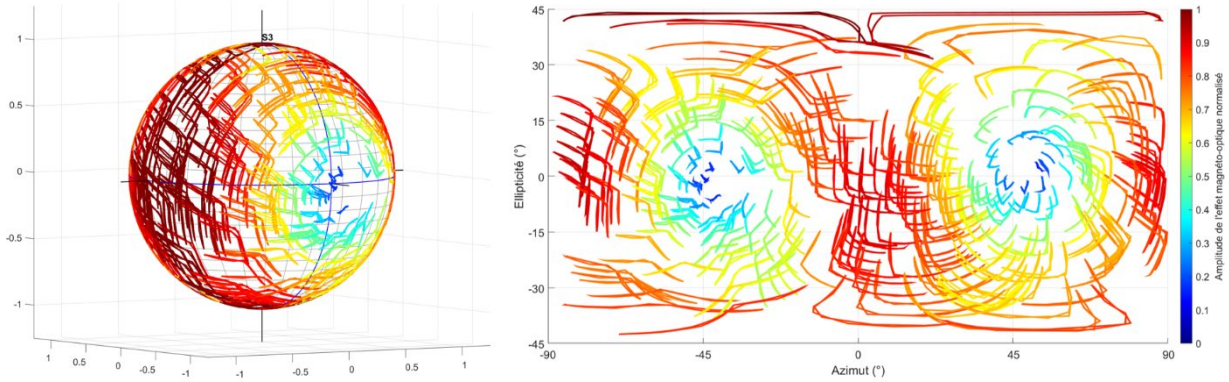


Figure 3.34 : Visualisation des différentes mesures polarimétriques en configuration transverse pour différentes polarisations d'entrée à l'intérieur d'une fibre optique fonctionnalisée avec un entrefer large de 2.4 cm.

La représentation sur la sphère permet de se rendre compte de l'omniprésence des « V », tandis que celle en Azimut-Ellipticité a tendance à distordre ces derniers lorsque les polarisations de sortie sont de plus en plus elliptiques.

À partir de ces données, on observe également deux pôles où l'effet MO est presque inexistant, toujours séparés par approximativement 90° et des zones où les variations de polarisation sont les plus fortes, qui correspondent aux endroits les plus éloignés des deux pôles. D'après cette observation, l'emplacement et la distribution des pôles sont identiques aux mesures de la **FIGURE 3.16**, de même, le couplage est nul lorsque la polarisation d'entrée est exactement entre les deux polarisations propres. De plus, à ces endroits, l'effet magnéto-réfractif est inexistant, car la variation de l'indice de réfraction est identique pour les deux polarisations propres. L'effet est maximum pour les deux types d'effets suivant la polarisation d'entrée, si elle est seulement sur une des polarisations propres. Donc les couplages sont à leur maximum et la variation de l'effet magnéto-réfractif est aussi à son maximum.

Cependant, il est impossible d'identifier directement l'aspect "tempête" de la mesure de la **FIGURE 3.16**, puisque les lignes originales de chaque mesure sont des « V » : une décorrélation est nécessaire.

En appliquant exactement la même méthode de décorrélation qu'utilisée précédemment sur chaque mesure de la **FIGURE 3.34**, nous sommes en mesure de différencier les deux effets et de les dessiner simultanément, ci-dessous en **FIGURE 3.35**.

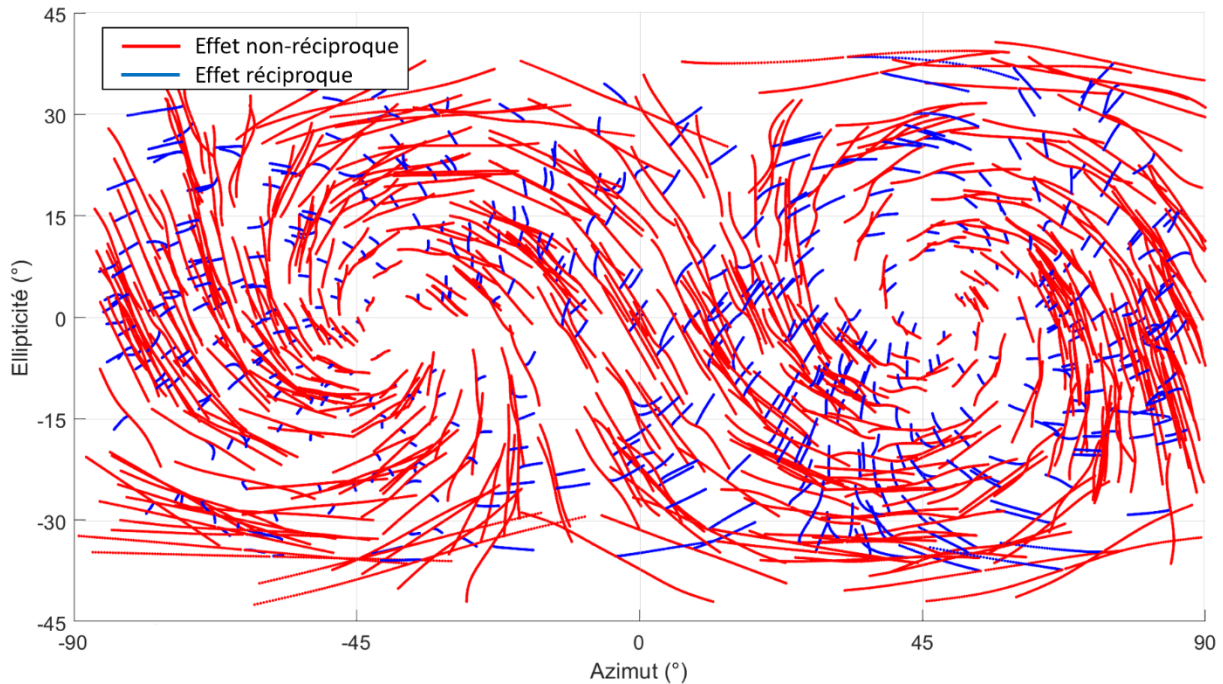


Figure 3.35 : Décorrélation des effets magnéto-optiques transversaux obtenus à partir des mesures de la Figure 3.34. Les effets non-réciproques (rouge) sont séparés des effets réciproques (bleu).

Les courbes rouges représentent les effets non-réciproques, les mêmes effets que la courbe noire de la **FIGURE 3.33**. Nous pouvons conclure que la forme globale de l'effet MO transversal NR est identique à l'effet Faraday, mais ici en configuration transversale. Cependant, une différence majeure réside dans l'amplitude de l'effet. Chaque mesure non-réciproque rapportée à la largeur de l'entrefer est plus faible qu'en configuration longitudinale.

On peut conclure qu'une fibre optique fonctionnalisée par des NPs magnétiques présente des sensibilités non-réciproques longitudinale et transversales d'amplitudes différentes, ainsi qu'une sensibilité réciproque importante.

De plus, lors de l'application d'un champ transverse, on observe aussi des variations d'intensités, à la fois réciproque et non-réciproque comme observées en configuration longitudinale. Là encore, cet effet n'est pas prévu par la théorie des modes couplés et provient d'un effet magnéto-réfractif [12], [61]. Les variations d'indices sont dépendantes de l'orientation du champ par rapport aux axes x et y , induisant de ce fait un déséquilibre entre les deux modes propres. Là aussi, ce qui rend cet effet réciproque est que la variation d'indice est identique, que le champ magnétique soit appliqué dans un sens ou dans l'autre.

Cependant, la même mesure de décorrélation des effets MO a pu être effectuée pour différents degrés d'orientation de champ magnétique transverse pour une même fibre fonctionnalisée. Ce qui en ressort est que la distribution des effets est différente selon l'angle choisi. Une étude plus approfondie en fonction du champ magnétique, de la polarisation d'entrée et de l'orientation du champ magnétique (transverse) va permettre de différencier plus précisément les effets visibles, notamment en ce qui concerne les effets non-réciproques.

III.4.4 Importance de l'orientation du champ magnétique par rapport aux polarisations propres

Dans la mesure MO transverse, il y a une dépendance de l'effet à la polarisation d'entrée et une dépendance à l'orientation du champ magnétique. De ce fait, cette double dépendance est quantifiable à l'aide d'un électro-aimant rotatif transverse où l'observation des effets se font lorsque la polarisation d'entrée est une polarisation propre.

III.4.4.1 Mesure en champ magnétique rotatif

Ici, on s'intéresse à comment l'orientation du champ magnétique, lorsque la polarisation d'entrée se fait sur un axe propre, impacte les couplages et les effets MO observés.

L'électroaimant en **FIGURE 2.26**, dont le champ transverse tourne sur lui-même à 360° , est traversé par une fibre fonctionnalisée, avec un champ alternatif appliqué sur une distance de 3 cm , dont la mesure est présentée sur un tour et demi en **FIGURE 3.36**.

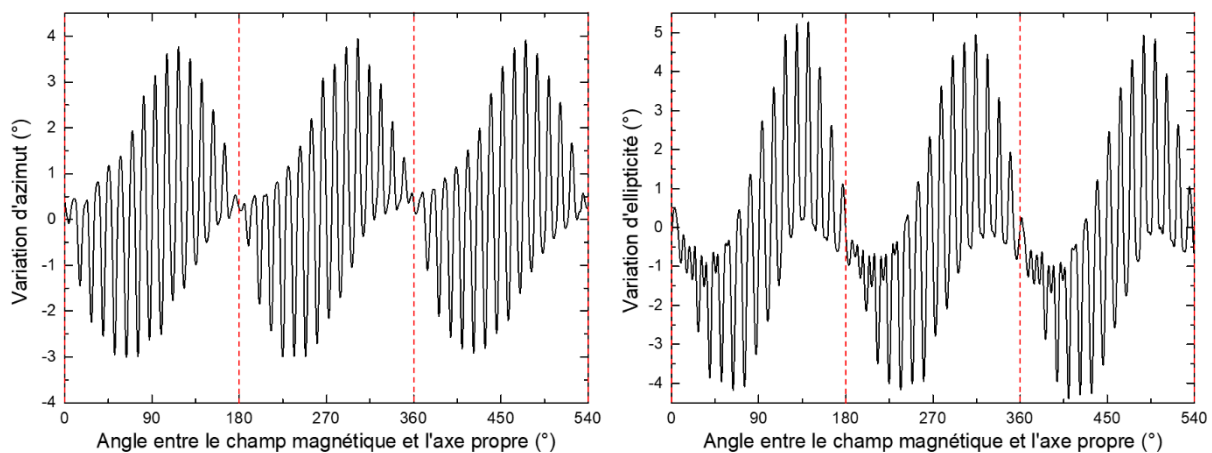


Figure 3.36 : Mesure de la variation de l'azimut et de l'ellipticité en champ transverse dont l'angle entre le champ et l'axe propre est variable sur un tour et demi.

On observe en temps réel l'évolution de l'azimut et de l'ellipticité en fonction de l'angle qui existe entre le champ magnétique transverse et un des axes propres de la fibre en **FIGURE 3.36**. Sur les deux courbes, certaines zones ne présentent aucun effet de variation de polarisation, que ce soit en azimut ou en ellipticité. On les retrouve lorsque le champ magnétique est appliqué parallèlement à l'orientation de l'axe propre d'entrée (pointillés rouges).

Ainsi, cet effet est la conséquence de la présence des deux effets non-réciproques. Le couplage inter-mode entre φ_{1x} et φ_{2z} (en supposant que la polarisation d'entrée est selon φ_{1x}) se produit uniquement lorsque le champ magnétique est appliqué sur une orientation autre que celle de la polarisation d'entrée.

De plus, le couplage intra-mode entre φ_{2y} et φ_{2z} , n'est pas non plus possible lorsque le champ magnétique est selon l'axe propre φ_{1x} , puisqu'aucune énergie n'est disponible sur ce mode. Le couplage devient envisageable lorsque le champ tourne puisque l'énergie est disponible par couplage selon φ_2 mais extrêmement faible.

L'effet réciproque est partiellement visible sur cette mesure mais va nécessiter une autre mesure avec une décorrélation des effets non-réciproques et réciproque pour chaque angle de rotation.

Pour cela, l'électroaimant en **FIGURE 2.23**, est placé en configuration transverse et un cycle MO est effectuée tous les 10° sur les 360° degrés possibles.

Pour chaque mesure, il est possible d'associer, l'angle de l'axe propre (par rapport au détecteur) avec l'angle du champ magnétique transverse et faire les décorrélations nécessaires sur la variation en azimuth et en ellipticité pour connaître la répartition des effets non-réciproques et réciproque. Ces résultats sont présentés ci-dessous en **FIGURE 3.37**.

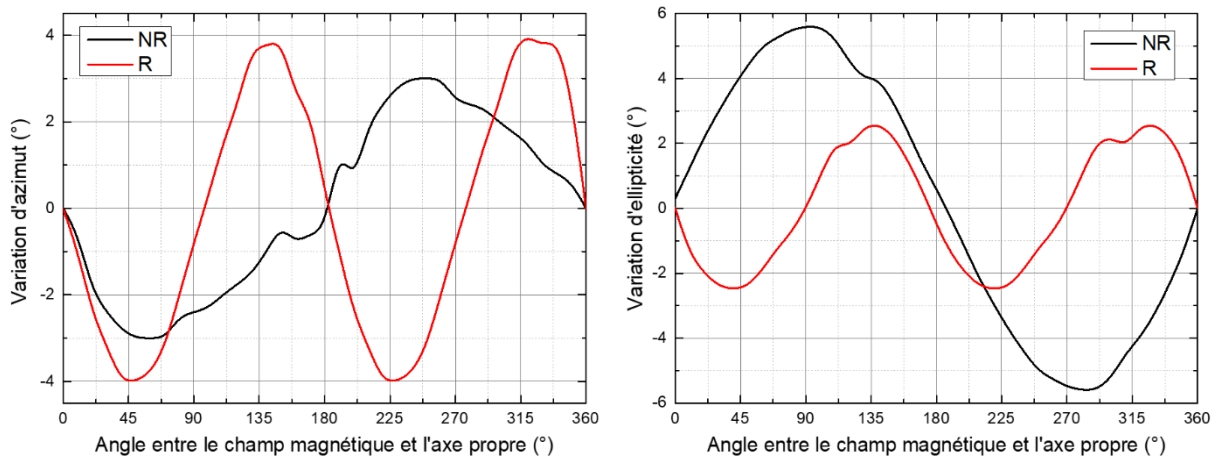


Figure 3.37 : Décorrélation des amplitudes des effets non-réciproques et réciproques pour une mesure en rotation dont la polarisation d'entrée est sur l'un des deux axes propres en configuration transverse.

Les résultats qui découlent de la mesure en **FIGURE 3.37**, indiquent que l'effet réciproque présente une période de 180° de rotation par rapport au champ magnétique. Pour une observation des effets non-réciproques, la période est de 360° .

Là encore, avec cette mesure on confirme que tous les effets s'annulent lorsque le champ magnétique est appliqué selon l'axe propre de la polarisation initiale. Par ailleurs, l'effet réciproque s'annule aussi, lorsque le champ est appliqué exactement sur les deux axes propres de la fibre fonctionnalisée.

Les conclusions qu'il est possible de tirer des mesures en champs transverses de cette partie sont réunies dans le **TABLEAU 3.2** :

Tableau 3.2 : Effets visibles en configuration transverse selon l'orientation du champ magnétique et de la polarisation d'entrée.

Polarisation d'entrée	Champ transverse selon x	Champ transverse selon y	Champ transverse à 45°
$\varphi_1 \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix}$	<p>Aucun effet visible</p> <p>Couplage intra-mode possible (φ_{2y} et φ_{2z}) mais aucune énergie disponible selon le mode propre φ_2.</p>	<p>Effet NR maximal</p> <p>- Couplage inter-mode (φ_{1x} et φ_{2z}).</p> <p>- Couplage intra-mode (φ_{1x} et φ_{1z}) → non visible.</p>	<p>Effet NR fort</p> <p>- Couplage inter-mode (φ_{1x} et φ_{2z}) partiel → $\sin(45^\circ)$ de l'effet maximal.</p> <p>- Couplage intra-mode (φ_{1x} et φ_{1z}) partiel.</p> <p>Effet R maximal</p> <p>Modification des termes diagonaux ϵ_{yy} et ϵ_{xx} par décalage des axes propres de la fibre.</p>
$\varphi_2 \begin{pmatrix} 0 \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$	<p>Effet NR maximal</p> <p>- Couplage inter-mode (φ_{2y} et φ_{1z}).</p> <p>- Couplage intra-mode (φ_{2x} et φ_{2z}) → non visible.</p>	<p>Aucun effet visible</p> <p>Couplage intra-mode possible (φ_{1y} et φ_{1z}) mais aucune énergie disponible selon le mode propre φ_1.</p>	<p>Effet NR fort</p> <p>- Couplage inter-mode (φ_{2y} et φ_{1z}) partiel → $\sin(45^\circ)$ de l'effet maximal.</p> <p>- Couplage intra-mode (φ_{2y} et φ_{2z}) partiel.</p> <p>Effet R maximal</p> <p>Modification des termes diagonaux ϵ_{yy} et ϵ_{xx} par décalage des axes propres de la fibre.</p>

Ces deux mesures permettent une meilleure compréhension du comportement MO en configuration transverse, que ce soit vis-à-vis des deux effets non-réciproques ou de l'effet réciproque grâce à l'application d'un champ transverse rotatif.

III.4.4.2 Mesure de battement en balayage transverse

Une dernière mesure importante en champ transverse est la mesure du battement pour obtenir la biréfringence transverse et la comparer à ce qui est obtenu en configuration longitudinale selon l'axe propre. Le dispositif utilisé pour cette mesure est présenté en **FIGURE 2.25** et est balayé de la même manière que ce qui a pu être fait en configuration longitudinale, c'est-à-dire sur une fibre tendue, en champ alternatif appliqué perpendiculairement à la polarisation propre.

La **FIGURE 3.38** expose la mesure de l'amplitude de battement en fonction de la distance de propagation de l'électroaimant. L'entrefer en **FIGURE 3.38**, n'est pas de 1 mm comme dans le cas longitudinal, mais de 1 cm. Puisque les champs sont assez faibles, la composante réciproque n'apparaît pas et donc ici la composante non-réciproque est le seul effet visible. Dans certaines conditions où le champ est plus intense, il est possible de voir en simultanée les deux effets, mais cela rend la mesure illisible.

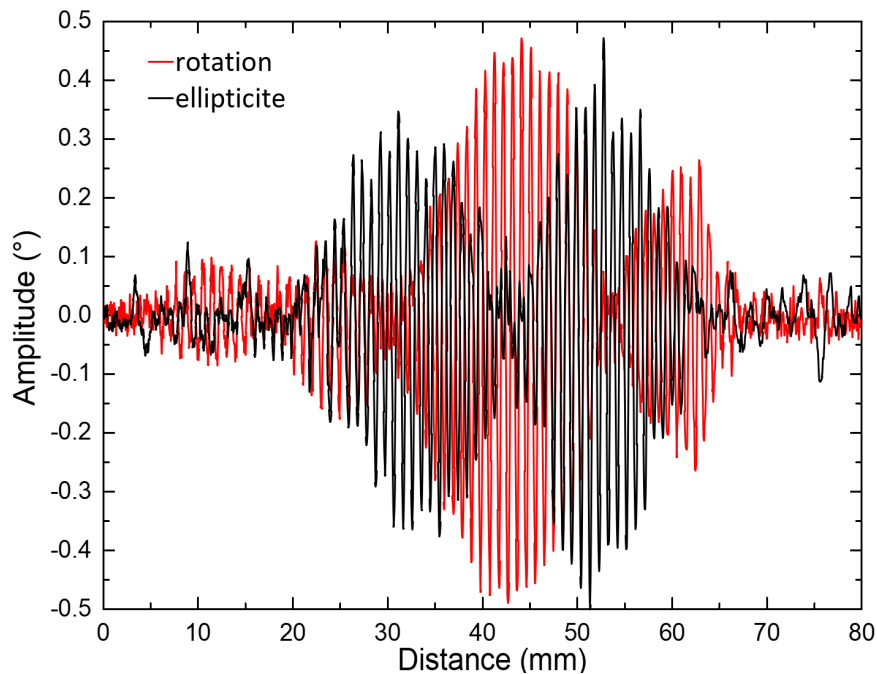


Figure 3.38 : Mesure de battement transverse sur une fibre fonctionnalisée avec un entrefer large de 1 cm. La polarisation d'entrée est selon un axe propre, et le champ est à 90°.

De la même manière que tout ce qui a pu être démontré auparavant, si la polarisation d'entrée n'est pas selon un axe propre, les deux composantes polarimétriques, azimut et ellipticité, se déphasent l'une par rapport à l'autre. Avec une demi-période de battement clairement identifiée à 2.35 cm, la longueur de battement totale est de $l_B = 4.7$ cm.

Cette mesure traduit une biréfringence similaire à ce qui a été obtenu en configuration longitudinale : $\Delta N_{eff_transversal} = \frac{\lambda}{l_B} = 3.3 * 10^{-5}$.

Les longueurs de battements sont ainsi presque identiques pour les deux orientations de champs magnétiques.

En conclusion, au regard des effets transverses qui ont été observés, il est évident que leur richesse et la sensibilité vis-à-vis de l'orientation du champ magnétique est une force pour le développement d'un capteur de mesure tridimensionnelle. Cependant, c'est aussi une faiblesse étant donné la sensibilité importante aux paramètres d'entrée et au calibrage initial.

III.5 Influence de la température sur les effets MO

Les fibres optiques dans une utilisation capteurs sont régulièrement soumises à des variations de température et notamment dans les environnements à conditions extrêmes [136], [137]. La dépendance en température de la rotation Faraday du nanocomposite Sol-Gel a déjà été étudié par le passé au sein du laboratoire [6]. Il avait été montré, en lien avec l'énergie d'anisotropie magnétique et l'énergie Brownienne, une décroissance du champ coercitif et de la rémanence des cycles MO lors de l'augmentation de la température, associée à une diminution de la rotation Faraday à saturation de l'ordre de $0.2 \% \cdot K^{-1}$.

Ces effets ont aussi déjà été étudiés pour les NPs de ferrite de cobalt avec des conditions de dépôts différentes [138], [139]. La magnétisation diminue avec l'augmentation de la température jusqu'à la température de Curie (démagnétisation totale des NPs), mais semble être stable lorsque la température est inférieure à la température ambiante.

L'objectif de cette section est de voir comment le système « fibre fonctionnalisée » réagit aux variations de température, et s'il se comporte de la même manière que les travaux précédents.

Notre dispositif, présenté en **FIGURE 3.39**, est composé d'un corps en aluminium de 3 cm, percé sur sa longueur et pris en sandwich par des modules thermoélectriques à effet Peltier. Un thermocouple est fixé à l'intérieur du corps en aluminium. Les faces libres des modules sont maintenues à température constante d'eau thermostatée froide et l'application d'un courant électrique dans un sens ou dans l'autre nous permet de faire varier la température de la fibre de -30 à $+70^{\circ}\text{C}$.

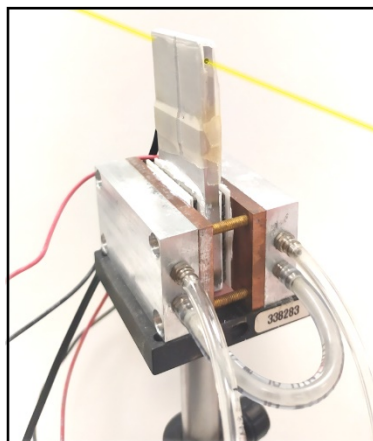


Figure 3.39 : Dispositif à effet Peltier pour le contrôle de la température sur une fibre optique.

Dans un premier temps, nous avons réalisé les expérimentations en configuration longitudinale où le dispositif thermique, était placé dans l'entrefer, ainsi que la fibre qui la traverse. La longueur de fibre fonctionnalisée sous influence du champ et de la température était de 3 cm, avec un champ magnétique appliqué de 100 mT.

L'effet Faraday, et plus particulièrement la rotation Faraday en fonction de la température, présentée en **FIGURE 3.40**, est sensible aux variations de températures par leur évolution du champ coercitif, mais aussi de l'amplitude de l'effet.

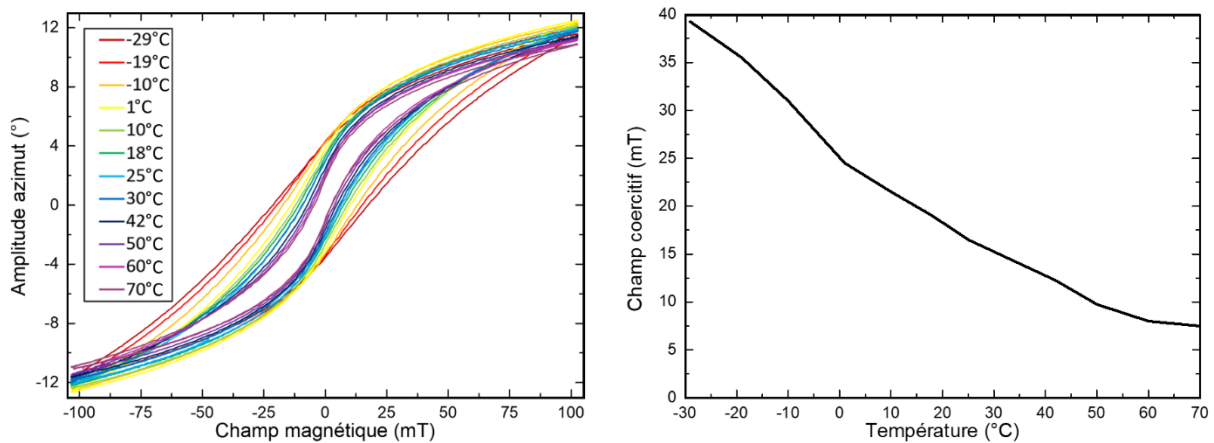


Figure 3.40 : Évolution de la rotation Faraday et de son champ coercitif en fonction de la température dans un entrefer de 3 cm.

En regardant l'évolution du champ coercitif (et de la rémanence), il peut être observé une tendance décroissante en fonction de la température, en accord avec les travaux qui avaient pu être fait sur ce matériau nanocomposite [6]. En ce qui concerne l'amplitude de l'effet, il décroît aussi progressivement avec l'augmentation de la température. Entre 0 et 70 °C, la décroissance est linéaire passant de 12.70° de rotation à 11.09°, ce qui correspond à une diminution de 0.18 %. K^{-1} , soit un résultat identique à la référence [6]. Par ailleurs, le comportement observé pour la variation de l'ellipticité est strictement identique. Ces résultats sont logiques puisque les couches minces sont de même composition.

Ainsi, une température trop forte réduit l'efficacité MO des NPs. La sensibilité va décroître avec l'augmentation de la température (au-delà de 70 °C), jusqu'à atteindre une sensibilité nulle pour la température de Curie des NPs d'environ 525°C [139]. Cependant, à ces très hautes températures, il est incertain que l'intégrité du matériau nanocomposite soit assurée.

Le même dispositif a été utilisé pour des mesures en température sous un champ magnétique transverse. Cependant, la présence de l'effet réciproque complexifie grandement la lisibilité de la mesure, et aucun résultat satisfaisant n'a pu en être tiré pour le moment, même si l'amplitude de tous les effets MO diminue aussi avec l'augmentation de la température.

En conclusion, les NPs de ferrite de cobalt, même encapsulées sous forme de couche mince dans une fibre microstructurée sont sensibles aux variations de température. Les deux configurations, longitudinale et transverse, sont affectées par ces modifications de l'amplitude

de l'effet et de variation de la rémanence. De ce fait, la fonctionnalisation rend apte la fibre à une certaine sensibilité MO jusqu'à plusieurs centaines de degrés, mais sera limitée principalement par la fibre elle-même. En effet, l'intégrité de la fibre optique, et plus précisément de la gaine plastique n'est plus assurée à haute température ($> 150\text{ }^{\circ}\text{C}$). L'utilisation d'une gaine plus appropriée (e.g. polyimide, acrylate haute température) ou l'absence de gaine, permettrait d'améliorer la gamme d'utilisation de ces fibres fonctionnalisées. Par ailleurs, le matériau nanocomposite déposé n'est pas plus sensible aux variations de température que la fibre puisqu'ils sont intrinsèquement fait du même matériau.

III.6 Mesure en environnement radiatif et étude de la tenue aux radiations

Le développement des capteurs à fibres optiques apporte des voies alternatives aux capteurs électroniques dans de nombreux domaines. Certains de ces capteurs évoluent dans des environnements présentant des conditions difficiles, notamment ionisants, dans lesquelles tous les dispositifs ne peuvent pas survivre [41].

Il n'est pas rare que les contraintes de rayonnement soient accompagnées de perturbations électromagnétiques qui altèrent le fonctionnement des dispositifs électroniques en l'absence de mise en œuvre de techniques de mitigations.

Constituées de matériaux diélectriques (silice pure ou dopée), les fibres optiques peuvent être considérées comme quasi immunisées contre les perturbations électromagnétiques. Certains types de fibres optiques peuvent également résister à des niveaux de doses radiatives élevés, dépassant largement les doses totales de l'ordre de 10^6 gray (MGy) [39]. Les changements macroscopiques induits par les rayonnements sont causés par des défauts ponctuels microscopiques dans les parties de la fibre où le signal se propage [16], [42]. Le plus étudié est l'atténuation induite par les rayonnements (« *radiation induced attenuation* » : RIA), qui dépend principalement de la dose de rayonnement, du débit de dose et de la température, ainsi que de la composition et du profil de la fibre utilisée [38].

L'environnement nucléaire (décommissions, fission et fusion) [140], caractérisé par des débits de dose élevés (jusqu'à 10^7 Gy/h pour les lasers de classe Mégajoule) et des doses élevées (jusqu'à 10^{10} Gy, à l'intérieur du cœur du réacteur nucléaire), est un environnement extrêmement hostile pour les dispositifs électroniques, alors que certains capteurs à fibres optiques peuvent encore effectuer des mesures de température, de déformation ou d'autres paramètres environnementaux [40].

Il nous a donc paru opportun de tester la réponse de nos fibres fonctionnalisées en environnement sévère.

III.6.1 Mesure sous rayons X

Nous avons étudié les effets du rayonnement X sur la fibre fonctionnalisée aux NPs de ferrite de cobalt par dépôt Sol-Gel. À notre connaissance, il n'existe aucune tentatives de mesure de champs magnétiques sur ce genre de composants en environnement sévère.

Les expériences ont été réalisées dans l'installation LABHX du laboratoire Hubert Curien. Un échantillon fonctionnalisé de 3 cm de long a été placé sous le tube à rayons X. Il s'agissait d'un tube dans lequel des électrons sont accélérés à une tension de 100 kV. Le freinage des électrons (« *Bremsstrahlung* ») sur une cible en tungstène, émet des rayons X d'une énergie moyenne de ~ 40 keV. Une irradiation a été réalisée à un débit de dose de $9.5 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)/\text{s}$ et à température ambiante (~ 25 °C). La dose totale atteinte de $500 \text{ kGy}(\text{SiO}_2)$ a été accumulée pour une durée totale d'irradiation de 15 heures. La température de l'échantillon a été estimée à l'aide de deux thermocouples de type K, placés à proximité de la fibre fonctionnalisée.

Le dispositif utilisé est schématisé sur la **FIGURE 3.41**. La fibre sous test est connectée à la source laser à 1550 nm, via une fibre polarisante (PZ), orientée sur un axe propre (cf. chapitre 2) afin de bien stabiliser la polarisation entrante, et à l'autre extrémité au polarimètre. Comme source d'excitation magnétique nous avons choisi d'utiliser un aimant permanent en rotation continue (1/2 tour par minute), afin de suivre l'évolution périodique de la polarisation en s'affranchissant d'éventuelles dérives du signal.

À l'intérieur de l'irradiateur, excepté la portion de fibre fonctionnalisée, tout avait été protégé du rayonnement X par des plaques de plomb. L'aimant, produisait au niveau de la fibre un champ magnétique de l'ordre de 100 mT sur 2 cm, largement suffisant pour observer des variations significatives de polarisations.

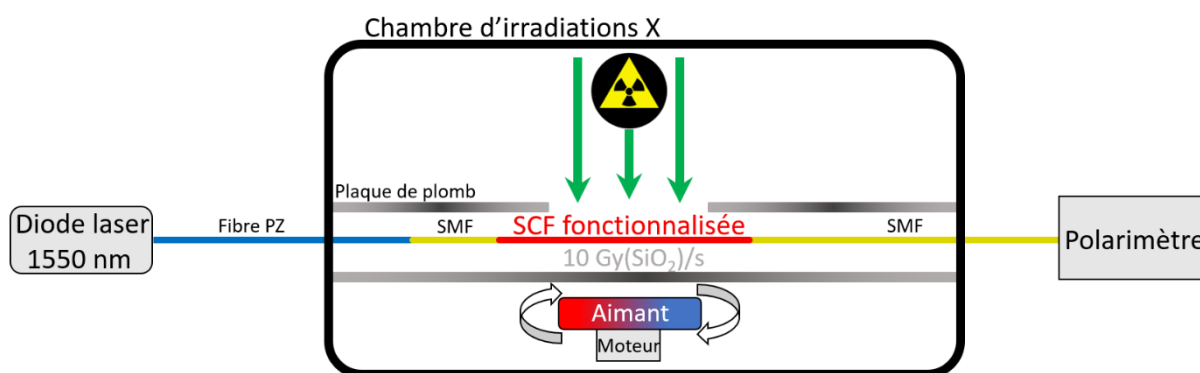


Figure 3.41 : Montage expérimental développé pour mesurer les performances de détection des champs magnétiques de la fibre optique fonctionnalisée lorsqu'elle est exposée à des rayons X.

Les résultats sont obtenus avant (référence) et pendant (mesure) l'irradiation en fonction de la dose totale d'irradiation accumulée, ainsi que pendant la partie post-irradiation, appelée le processus de guérison dans les fibres optiques irradiées. La **FIGURE 3.42** présente l'évolution

de l'intensité lumineuse reçue au niveau du polarimètre. En parallèle, on relève une faible évolution de la température ($\approx 4\text{ }^{\circ}\text{C}$) au cours du processus d'irradiation.

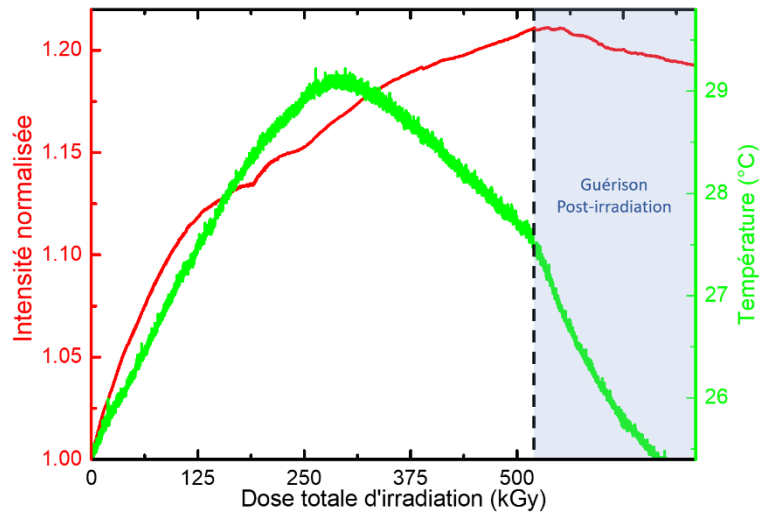


Figure 3.42 : Évolution de l'intensité lumineuse et de la température en fonction de la dose accumulée.

Contrairement à ce qui pourrait être attendu des travaux précédents sur l'irradiation des fibres optiques [16], [39], il n'y a pas d'atténuation induite par les radiations (RIA) observable, on peut même voir une amélioration du signal transmis. Cela signifie que les radiations sur ce type de fibre fonctionnalisée provoquent un effet « bénéfique », jusqu'à une certaine dose, ici à hauteur de + 21 % à 500 kGy.

Plusieurs hypothèses, qui resteront à vérifier, peuvent être avancées :

- La couche mince dans la fibre ayant été préalablement recuite à $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 24h, la variation d'intensité n'est sûrement pas due à un recuit supplémentaire avec des variations de température de l'ordre de $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ à l'intérieur de la chambre d'irradiation.
- Les rayons X peuvent agir comme un facteur de densification [141], et donc améliorer l'interaction globale entre la couche et le mode guidé.
- Certains défauts peuvent être blanchis. La matrice nanocomposite contient probablement encore des liaisons $-OH$, très absorbantes dans la bande $1300 - 1550\text{ nm}$ (avec un pic d'absorption à 1383 nm) [142], dont l'interaction avec les rayons X réduit leur quantité et induit une amélioration globale du signal transmis.

L'atténuation induite par les radiations, présente dans toutes les fibres optiques, se produit encore mais est compensée par ce gain de signal. Cette RIA est toutefois relativement faible puisque l'échantillon ne mesure que 3 cm de long.

Les variations d'azimut et d'ellipticité, qui ne dépendent pas de la lumière transmise par la fibre, ont été surveillées simultanément et sont restées relativement stables tout au long de la mesure. La **FIGURE 3.43** montre l'évolution de la variation de l'azimut en fonction de la dose totale d'irradiation ainsi que de l'orientation du champ magnétique appliqué sur la fibre pour trois mesures à différentes doses: avant l'irradiation, à 100 kGy , et enfin à 500 kGy .

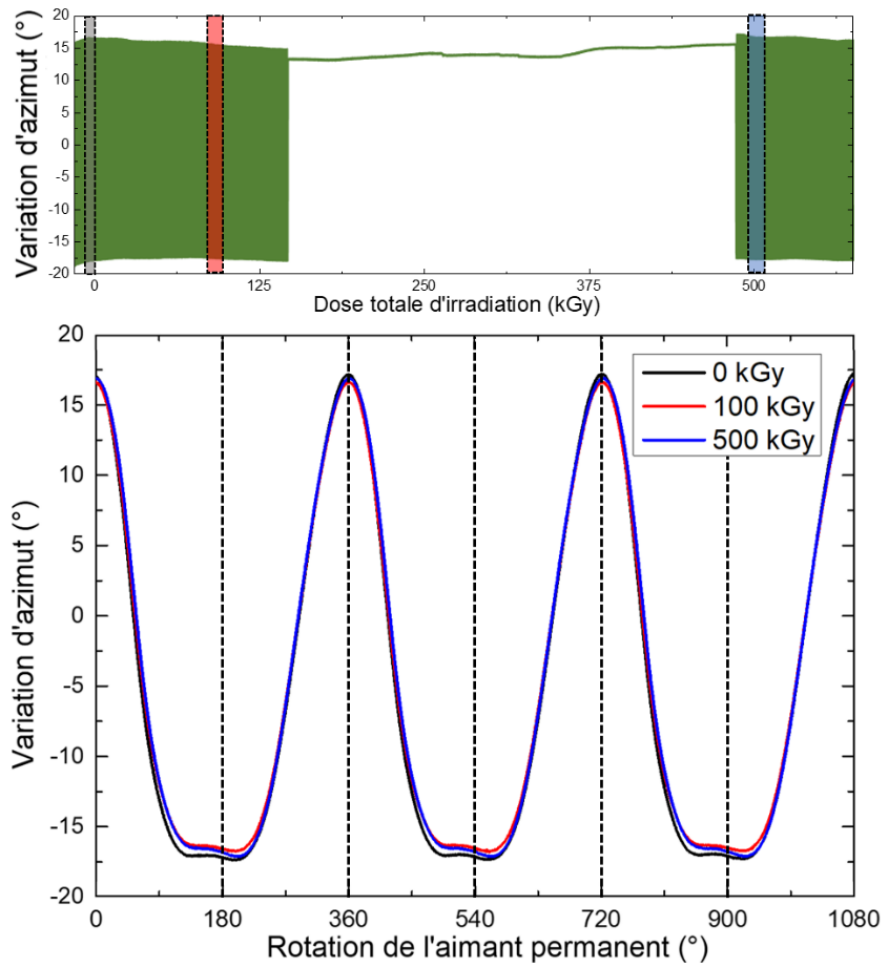


Figure 3.43 : Évolution de la variation d'azimut en fonction de la dose totale d'irradiation appliquée sur une fibre optique fonctionnalisée. Zoom pour trois doses différentes en fonction de l'orientation du champ magnétique.

L'azimut ne dérive pas significativement avec le temps ou la dose accumulée entre le début et la fin de la mesure. Seule une variation (corrigée sur la **FIGURE 3.43** du bas) d'environ $+2^\circ$ est observée, qui ne peut être corrélée avec le processus d'irradiation. Il est à noter qu'un arrêt de la rotation de l'aimant s'est produit à cause d'une surchauffe et celui-ci n'a pu être relancé qu'en fin d'irradiation.

Bien que l'aspect général d'un cycle complet de rotation de l'aimant pendant l'irradiation soit similaire à la mesure de référence, on observe tout de même une différence jusqu'à $\pm 0.4^\circ$ de l'amplitude d'azimut entre la référence et la dose la plus élevée sur une amplitude d'azimut initiale totale de 35° , soit une variation de moins de 3 %.

La forme de la mesure n'est pas parfaitement sinusoïdale, puisque l'effet Faraday, n'est pas le seul effet MO visible. En raison de la rotation du champ magnétique, ce n'est pas seulement un champ magnétique longitudinal qui est appliqué, mais aussi un champ transverse. Dans ce cas, tous les effets MO sont présents, y compris l'effet réciproque transverse, conduisant à ce petit amortissement sur l'un des deux maximums. Les mêmes résultats ont été observés pour la variation de l'ellipticité (**FIGURE 3.44**) pour la même raison. Les pointillés sur la **FIGURE 3.43**,

marquent les angles de l'aimant permanent où le champ magnétique est parfaitement longitudinal.

La même observation est effectuée sur la variation de l'ellipticité avec un effet légèrement différent de la variation de l'azimut. La dérive de l'ellipticité tout au long de l'expérience a donné une variation (corrigée) de -0.8° , encore une fois non corrélée avec le processus d'irradiation. Cependant, les radiations ont légèrement modulé l'amplitude de l'ellipticité entre la référence et 500 kGy de $\pm 0.4^\circ$, soit une variation de 5 % sur l'amplitude totale de l'ellipticité de 17° .

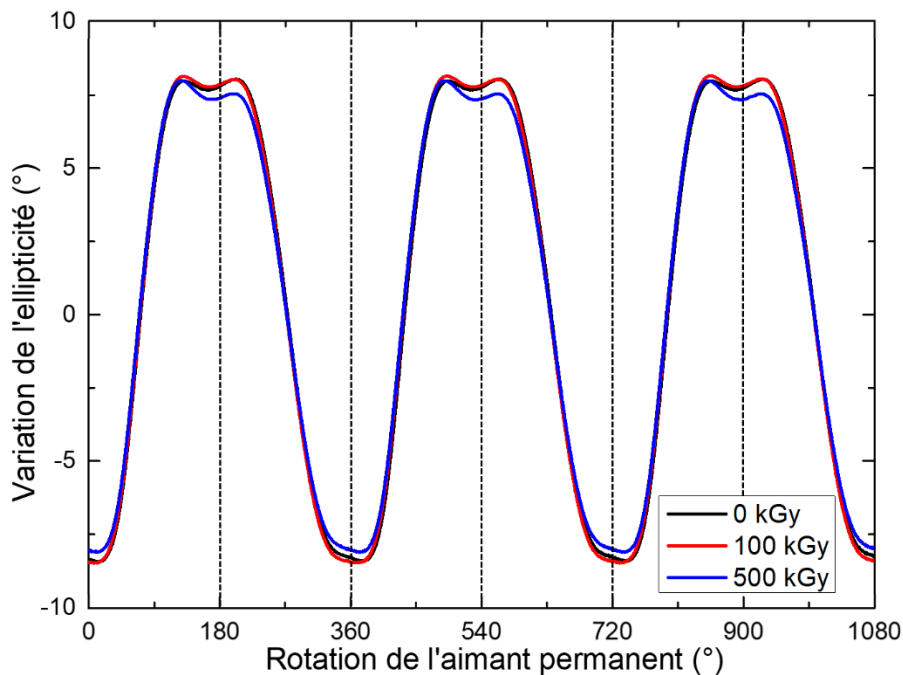


Figure 3.44 : Évolution de la variation de l'ellipticité pour trois doses différentes en fonction de l'orientation du champ magnétique appliqué sur une fibre optique fonctionnalisées.

Par conséquent, l'effet MO est assez peu atténué, et la fibre conserve sa capacité à être sensible aux champs magnétiques en temps réel jusqu'à 500 kGy de dose.

Pour vérifier ce qui arrive au-delà de cette dose, nous avons exposé une autre fibre à une dose de 2.5 MGy, malheureusement sans pouvoir suivre la polarisation in situ. Seule une comparaison avant-après de la rotation Faraday à l'aide d'un électroaimant a été effectuée et est présenté sur la **FIGURE 3.45**.

Il a été difficile d'obtenir précisément les mêmes conditions de mesures, notamment la zone de fibre magnétisée. De ce fait les amplitudes de l'effet MO longitudinal ont légèrement varié. La fibre en **FIGURE 3.45**, a été soumise à une dose totale de 2.5 MGy sous rayons X avec un débit de dose de 10.5 Gy/s pour comparer à quel point la mesure MO évolue avec une dose totale plus élevée.

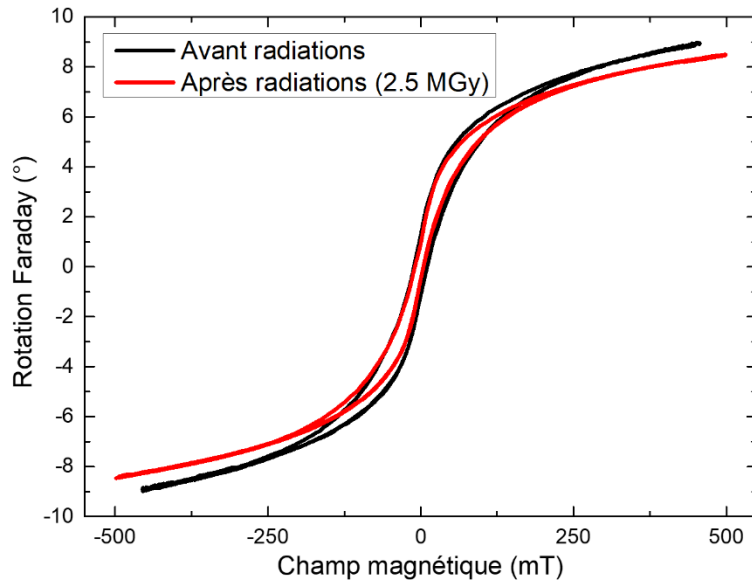


Figure 3.45 : Comparaison de l'effet Faraday d'une fibre fonctionnalisée à l'intérieur d'un électroaimant à entrefer longitudinal de 1 cm avant et après l'irradiation X de 2.5 MGy (+ guérison) à 1550 nm.

Une légère variation d'amplitude de la rotation Faraday de -6.5% est observée en **FIGURE 3.45**. La sensibilité MO est intacte avec une dose totale de radiations de 2.5 MGy. Cette variation pour une même polarisation d'entrée est plus probablement due à un décalage de l'électroaimant entre les deux mesures, mais il n'est pas impossible que ce soit une conséquence du processus d'irradiation à haute dose accumulée. La fonctionnalisation avec des NPs de ferrite de cobalt d'environ 10 nm a donné lieu à un champ coercitif de 10 mT pour chaque mesure effectuée précédemment. Le champ coercitif pour la mesure post-irradiation ne change pas radicalement.

Une diminution du champ coercitif pourrait se produire puisque les irradiations peuvent entraîner, une diminution de la taille des NPs de ferrite de cobalt [143]. Dans ce cas, cela signifierait que l'irradiation pourrait avoir un effet de compression/densification, non seulement sur la couche mince, mais aussi sur les NPs.

L'application d'un rayonnement ionisant aux rayons X est, de manière générale sans impact particulièrement dommageable sur la fibre fonctionnalisée, puisqu'elle est toujours parfaitement capable de répondre par un effet polarimétrique et d'amplitude similaire à l'application d'un champ magnétique. Il est intéressant de comparer ce comportement par rapport à l'application d'autres types de rayonnement ionisant, par exemple de rayons gamma.

III.6.2 Mesure sous rayons Gamma

Dans cette seconde partie sur les effets ionisants, nous nous sommes donc intéressés aux rayonnements gamma, afin d'évaluer les différences éventuelles entre les types de radiation.

Pour mettre en évidence les effets possibles des radiations sur nos fibres fonctionnalisées, en particulier sur le dépôt de la couche mince, différents échantillons ont été irradiés dans l'installation IRMA de l'IRSN (Saclay, France) avec un total de 890 kGy d'exposition gamma passive avec une source de rayons gamma ^{60}Co (délivrant des particules d'énergie 1.17 et 1.33 MeV).

Le débit de dose était d'environ 1.75 kGy/h, bien au-delà de ce qui est retrouvé dans l'espace ou dans un site de surveillance des déchets nucléaires en matière de dose globale et de débit de dose [137].

Néanmoins, aucune mesure n'a été effectuée pendant l'irradiation, mais seulement une comparaison avant et après l'exposition. En effet, la mesure « *in-line* » comme faite pour les rayonnements X n'était pas possible, car elle sollicitait notre équipement de mesure pendant une période totale d'un mois.

On compare là aussi cette mesure, à la manière de ce qui est fait en **FIGURE 3.45**, avec une mesure avant et après irradiation en configuration longitudinale, mais dans ce cas, après une irradiation gamma. Ces résultats sont présentés sur la **FIGURE 3.46**.

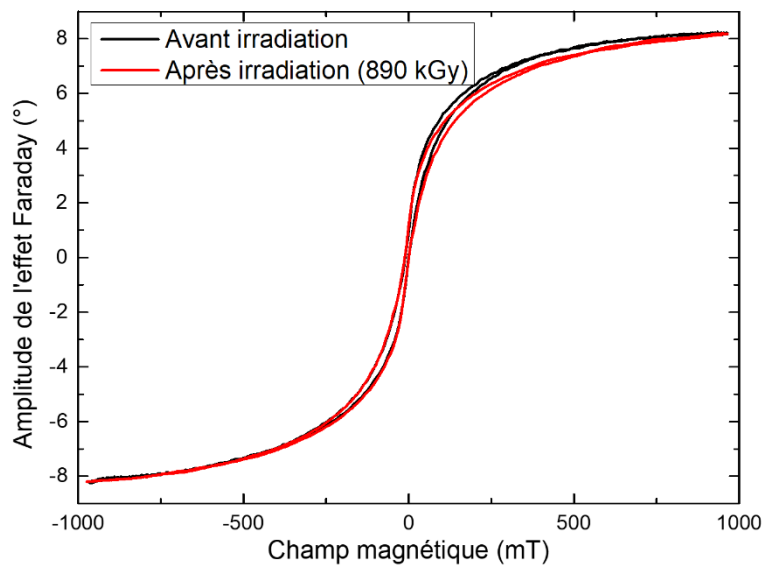


Figure 3.46 : Comparaison de la rotation Faraday d'une fibre avant et après une irradiation gamma de 890 kGy (+ guérison) à 1550 nm.

En comparant les deux cycles de mesure, sur la **FIGURE 3.46**, de la rotation de Faraday sous un champ magnétique dans pratiquement les mêmes conditions d'observation, avant et après l'irradiation gamma, on constate que les aspects généraux des cycles sont presque identiques.

La similarité entre les deux n'est, en effet, pas strictement parfaite en raison de la façon dont les mesures ont été effectuées. En effet, il est là aussi impossible de réaliser la même mesure dans exactement les mêmes conditions avant et après irradiation.

De plus, il a été possible, ici, de mesurer la RIA, induite par les défauts créés par le rayonnement [137]. Le processus d'irradiation a été effectué sur des échantillons de fibres microstructurées, soudées à une fibre monomode (G652) aux deux extrémités. Après le processus d'irradiation, une extrémité a été soudée à une fibre monomode pour déporter la

mesure et connecter la fibre au dispositif de mesure. Ces mesures dépendent donc de la qualité des soudures, ce qui signifie que la RIA ne peut être donnée qu'à titre indicatif.

Une fibre à cœur suspendu non fonctionnalisée de référence de 1 mètre a été irradiée aux côtés de la fibre fonctionnalisée, donc dans les mêmes conditions.

En conséquence, nous obtenons une RIA pour un échantillon de fibre à cœur suspendu non fonctionnalisée de 3.16 dB/m , à savoir une valeur typique d'atténuation à ces doses [137]. La fibre non fonctionnalisée, elle-même est donc parfaitement adaptée à une utilisation dans des conditions de rayonnement gamma élevé, puisque l'atténuation est suffisamment faible dans de la silice pure. Par ailleurs, on obtient pour la fibre présentée en **FIGURE 3.46**, une RIA de 3.85 dB/m . Cette atténuation plus élevée pourrait être liée à une soudure de moindre qualité, à la faible longueur de fibre utilisée, ou au revêtement lui-même. En comparaison avec les rayons X, où un gain de signal a été perçu, ici ce n'est pas le cas. Mais là encore, il faudrait avoir recours à une mesure in situ pour pouvoir l'affirmer.

Dans tous les cas, nos fibres fonctionnalisées, présentent une très bonne résistance aux rayons X et gamma. Par ailleurs, cette résistance se traduit par une invariabilité de la mesure MO, même si des variations de puissances transmises sont constatées.

En conclusion, cette technique de fonctionnalisation peut être adaptée pour l'utilisation de l'effet MO dans des zones d'exclusion avec des doses et des débits de dose très élevés et illustre la possibilité de déporter une mesure magnétique dans un environnement sévère. Il reste toutefois à valider cette résistance au cours de l'irradiation, et pour d'autres types de rayonnements ionisants comme les neutrons.

III.7 Fonctionnalisation par un réseau de Bragg et ouverture sur les potentialités de la fibre fonctionnalisée

On a présenté les intérêts des réseaux de Bragg dans les fibres conventionnelles dans le chapitre 1, cependant, il est aussi envisageable de les utiliser dans d'autres types de fibres et c'est ainsi qu'on a voulu évaluer les potentialités d'une telle méthode pour notre fibre fonctionnalisée.

Deux objectifs clairs ont motivé cette étude : réaliser une mesure d'un effet MO en réflexion et exalter les effets MO.

En premier lieu, il a fallu intégrer un réseau de Bragg dans la fibre à cœur suspendu, à une longueur d'onde définie. Le premier objectif ici, est la caractérisation du réseau et le comportement des effets MO en transmission et en réflexion. La seconde expérimentation, pour exalter les effets MO, consiste en de multiple réflexion dans le réseau, de manière à faire voir plusieurs fois la lumière au milieu, selon le principe même de non-réciprocité de l'effet Faraday.

III.7.1 Intégration et étude du réseau de Bragg

Comme nous l'avons indiqué, dans un premier temps, il a fallu procéder à l'intégration du réseau de Bragg dans la fibre. La complexité étant que le cœur est plus petit qu'une SMF ordinaire ($3\ \mu\text{m}$ vs $8\ \mu\text{m}$) et que celui-ci est entouré par les 3 trous d'air.

Le réseau de Bragg a été inscrit au sein du laboratoire par la méthode point-à-point [144] à l'aide d'un laser femtoseconde. Chaque impulsion crée une modification d'indice de réfraction du cœur. Finalement on obtient une variation d'indice périodique dont la longueur d'onde de Bragg est définie par l'équation (4).

Le réseau est inscrit par impact laser, décalé progressivement par pas de $1630\ \text{nm}$, le long de la fibre sur une distance totale de $3\ \text{mm}$. Un indice effectif de l'ordre de 1.428 présume une période d'inscription de $540\ \text{nm}$, pour une longueur d'onde de Bragg autour de $1550\ \text{nm}$, ce qui n'est pas atteignable avec notre dispositif. L'inscription est donc à l'ordre 3.

La **FIGURE 3.47** présente la mesure en transmission et la mesure en réflexion du réseau de Bragg inscrit dans la fibre. Comme on peut le constater sur cette figure, le réseau inscrit a une signature à $1551.5\ \text{nm}$, proche de la longueur d'onde désirée. Du fait de la difficulté d'inscription, une seule fibre à cœur suspendu non fonctionnalisée, dans un premier temps, a pu être conçue. Pour ce premier essai, il ne nous a pas été possible de savoir comment étaient orientés les axes propres de la fibre par rapport au faisceau laser d'inscription.

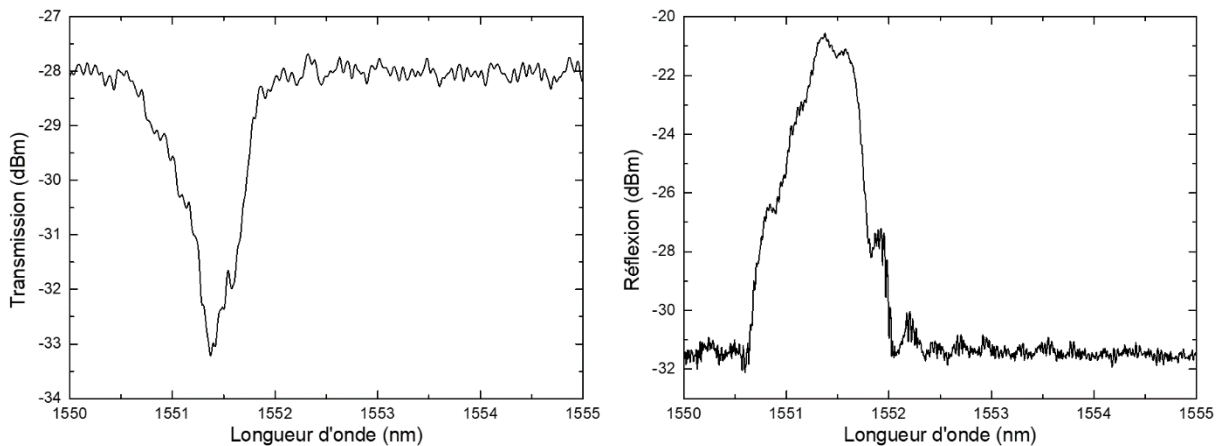


Figure 3.47 : Mesure en transmission et en réflexion du réseau de Bragg inscrit dans la fibre à cœur suspendu.

Après l'inscription du réseau dans la fibre, celle-ci peut être fonctionnalisée de manière identique à précédemment sur cette zone qui doit être visée avec précision.

Une fois la fonctionnalisation effectuée, on mesure à nouveau le spectre en transmission et en réflexion (**FIGURE 3.48**).

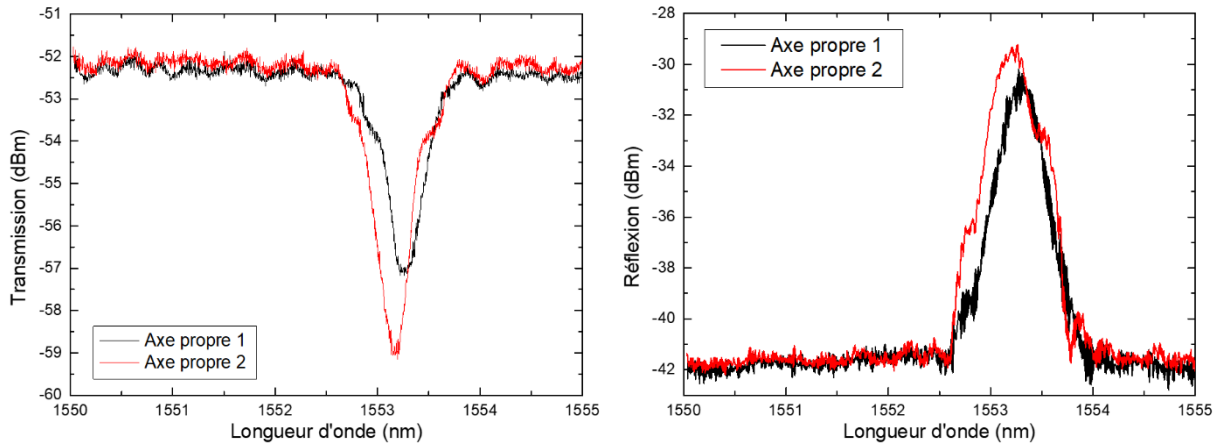


Figure 3.48 : Mesure en transmission et en réflexion du réseau de Bragg inscrit dans la fibre à cœur suspendu après fonctionnalisation selon ses deux axes propres.

La comparaison avant (FIGURE 3.47) et après (FIGURE 3.48) fonctionnalisation, fait apparaître un décalage notable de la longueur d'onde de Bragg. Initialement inscrit à 1551.5 nm , il est désormais de 1553.3 nm . Selon la relation de Bragg en équation (4), l'indice effectif a été modifié de 1.6×10^{-3} , en passant de 1.4278 à 1.4294 après la fonctionnalisation, en accord total avec les simulations effectuées au début du chapitre 3.

Le décalage de la longueur de Bragg entre les deux pics obtenus pour les deux axes propres peut corroborer les résultats du Δn obtenu pour les mesures de battement. Le $\Delta \lambda$ estimé entre les deux axes propres est de $(5 \pm 0.5) \times 10^{-2} \text{ nm}$, ce qui correspond à un Δn de $(4.6 \pm 0.46) \times 10^{-5}$, soit une valeur légèrement plus faible que pour la mesure via les longueurs de battement. La longueur de battement serait ainsi de 3.4 cm au lieu de 5 cm .

Toutes les mesures précédentes effectuées le long de ce chapitre concernait uniquement le signal transmis. Cependant, en aucun cas, il n'était possible de voir une mesure par réflexion.

Désormais, nous étudierons si et comment la mesure de champ magnétique impacte chacun des deux types d'observations, et selon que l'on se place en champ longitudinal ou transverse.

III.7.2 Mesure en transmission

À partir du premier spectre obtenu en FIGURE 3.47, lors de l'application d'un champ magnétique, on peut s'attendre à un décalage en fonction de la magnétisation des NPs à la manière de ce qui a déjà été fait sur d'autres types de fonctionnalisation avec des réseaux Bragg [95], [97], [98].

Puisque chaque mode propre possède un pic de Bragg distinct comme nous l'avons vu sur la FIGURE 3.48, alors la conversion MO par effet Faraday d'un mode à l'autre devrait provoquer un décalage du pic, ou tout du moins un élargissement, puisqu'ils n'ont pas la même profondeur.

L'axe propre choisi est celui présentant la plus grande atténuation sur la FIGURE 3.48 de gauche, sur lequel on applique un champ magnétique de $\pm 0.56 \text{ T}$, sur une distance d'entrefer

de 1 cm. Les résultats sont présentés en **FIGURE 3.49**. Le décalage du pic de la longueur d'onde de Bragg n'est pas très importante, mais après traitement des données, on trouve ± 6 pm. Ce déplacement est causé par la variation de la polarisation par effet MO. On observe clairement sur l'amplitude du creux, une variation de ± 0.3 dBm du signal transmis en fonction du champ appliqué pour la configuration longitudinale. Cette observation a été effectuée sur l'autre axe propre pour un résultat identique.

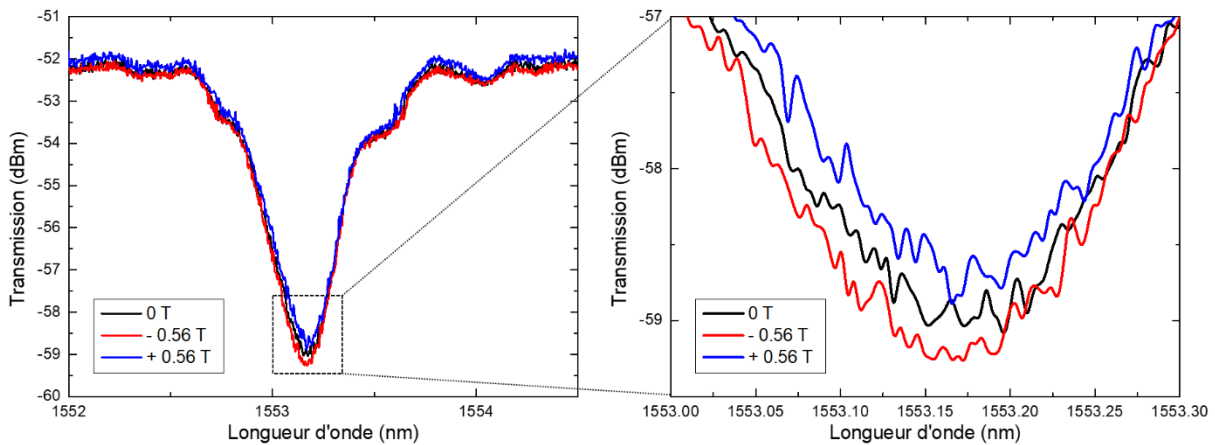


Figure 3.49 : Application d'un champ magnétique longitudinal de ± 0.56 T dans un entrefer de 1 cm sur l'axe propre le plus profond en transmission.

Une mesure MO, présentée en **FIGURE 3.50**, est faite à trois longueurs d'onde différentes où un champ longitudinal de ± 400 mT, est appliqué sur le réseau de Bragg dans un entrefer de 2 cm. Les longueurs d'onde sont choisies pour observer une éventuelle exaltation de l'effet MO sur trois zones distinctes du réseau de Bragg.

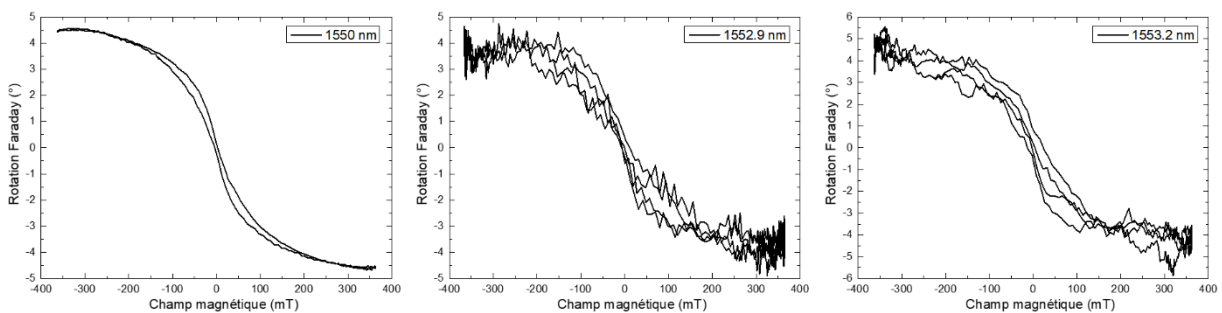


Figure 3.50 : Comparaison de trois cycles magnéto-optiques en champ longitudinal à trois longueurs d'onde distinctes du réseau de Bragg en transmission.

Sur la **FIGURE 3.50** à gauche, à 1550 nm, il s'agit de la longueur d'onde de référence utilisée pendant la thèse, et hors du pic de Bragg. Le cycle est parfaitement normal et présente une amplitude d'effet Faraday de 4.5° . Le signal transmis mesuré est de 62.3 nW.

La **FIGURE 3.50** au centre, à 1552.9 nm, a été faite à une longueur d'onde sur l'un des flancs du pic/creux de Bragg. Le cycle est très bruité, mais présente une amplitude maximale similaire de rotation Faraday de $3.75 \pm 0.5^\circ$. Le signal transmis est de 38.3 nW, soit 2.11 dB de pertes par rapport au signal de référence. La mesure sur l'autre flanc du pic de Bragg, à

1553.4 nm, ne donne pas plus de satisfaction avec une amplitude maximale de rotation Faraday de $5 \pm 0.5^\circ$.

Enfin, sur la **FIGURE 3.50** à droite, à 1553.2 nm, la mesure a été faite à la longueur d'onde de Bragg. Le cycle est là encore très bruité avec une rotation Faraday d'amplitude de $4.5 \pm 0.5^\circ$. Le signal est de 14.6 nW, soit des pertes de transmission par le réseau de 6.3 dB.

La mesure polarimétrique pour des longueurs d'onde autour du pic/creux de Bragg ne présente aucune exaltation de l'effet MO notable en champ longitudinal.

Dans un second temps, a été réalisée la mesure en champ transverse sur le même pic/creux correspondant à un seul des deux axes propres, même si les deux axes propres ont bien été testés dans ces conditions. Le champ transverse appliqué est de $\pm 1.46 T$, dans un entrefer large de 1 cm.

La mesure par application d'un champ magnétique transverse appliqué à approximativement 45° des axes propres sur la **FIGURE 3.51**, abouti à des conclusions différentes que la mesure en champ longitudinal : l'application du champ modifie très légèrement la longueur d'onde du pic de Bragg en transmission mais uniquement pour une orientation de champ magnétique ($-7 pm$ à $-1.46 T$), et une modification de l'amplitude du signal transmis ($-0.8 dB$ à $-1.46 T$ et $-0.2 dB$ à $+1.46 T$).

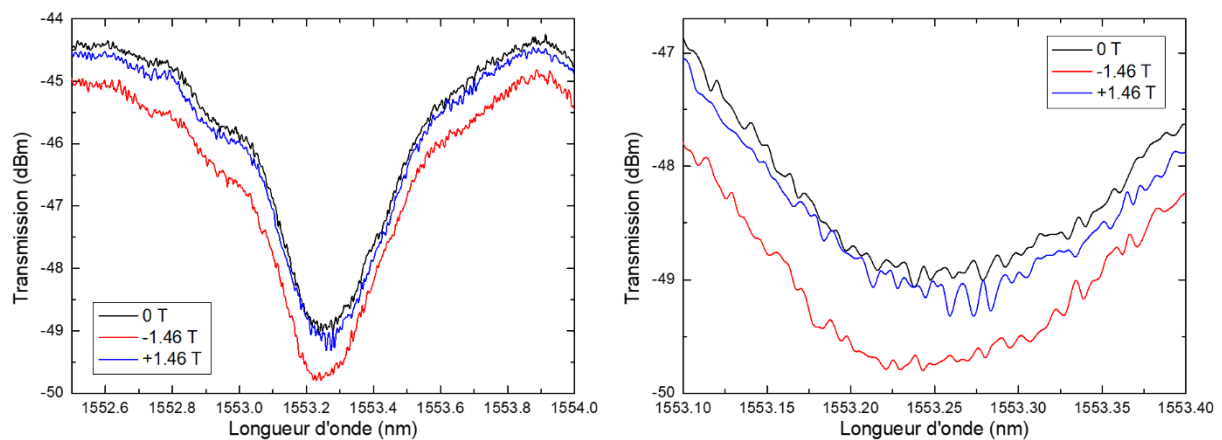


Figure 3.51 : Mesure du pic de Bragg en transmission par application d'un champ magnétique transverse à 45° de l'axe propre de $\pm 1.46 T$ dans un entrefer de 1 cm de large.

Pour cette mesure en configuration transverse, un déséquilibre est présent entre les deux orientations de champ magnétique, causé par la présence d'un effet réciproque, à la manière de ce qui est observé pour la variation d'azimut sur la **FIGURE 3.31**. Ainsi, ici, un champ positif n'induit presque aucune variation du signal, tandis qu'un champ négatif modifie non seulement le signal transmis mais induit un léger décalage du creux de Bragg. Il est intéressant de noter que la mesure effectuée de la même manière sur l'autre axe propre induit des résultats identiques mais inversés. La courbe rouge de la **FIGURE 3.51**, pour un champ de $-1.46 T$, est celle qui présente alors le plus d'intensité transmise.

La mesure polarimétrique en champ transverse ne présente là non plus aucune exaltation notable.

La conclusion des mesures faites en transmission en configuration longitudinale et transverse est qu'il est possible d'avoir une sensibilité au champ magnétique visible, mais que cette dernière est bien moindre en comparaison de ce qu'il est possible d'avoir avec notre système polarimétrique en transmission. En effet une rotation de 90° , correspondant à un changement d'axe propre, décale le pic de Bragg d'environ 50 pm . Une modification d'un degré de la polarisation devrait faire bouger le pic de 0.55 pm et nécessiterait donc une très grande résolution pour être correctement observée.

III.7.3 Mesure en réflexion

Contrairement à la mesure en transmission, qui est accessible par des mesures polarimétriques, la mesure en réflexion a été ici uniquement obtenue grâce au réseau de Bragg montré en **FIGURE 3.47**. Un circulateur a été placé en amont de la fibre fonctionnalisée pour récolter le signal réfléchi. L'intensité du pic de réflexion était suffisamment important pour être utilisée.

La polarisation de l'onde incidente est selon l'axe propre 1 (**FIGURE 3.48**), sur laquelle ont été appliqués successivement un champ longitudinal et transverse. Les résultats sont présentés sur la **FIGURE 3.52**.

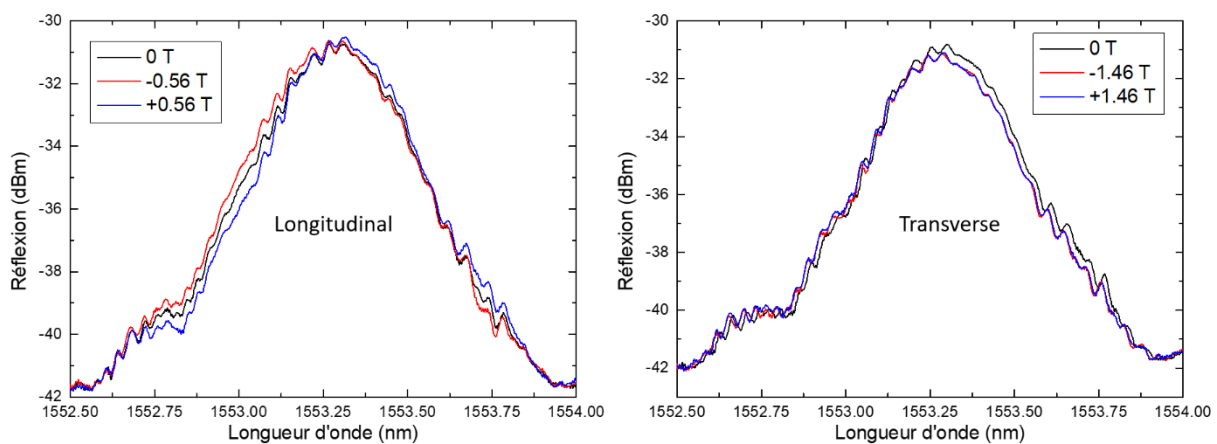


Figure 3.52 : Mesure du pic de Bragg en réflexion sur l'axe propre 1, par application d'un champ magnétique longitudinal de $\pm 0.56 \text{ T}$ dans un entrefer de 1 cm et transverse de $\pm 1.46 \text{ T}$ dans un entrefer large de 1 cm .

La sensibilité qui était observée en transmission est aussi visible sur le spectre en réflexion, qui induit là encore un léger décalage du pic et une variation de la puissance en fonction des champs magnétiques appliqués. La mesure est présentée pour une polarisation incidente sur un seul axe propre, mais les mesures ont été effectuées sur les deux axes propres avec des conclusions identiques.

Pour le champ magnétique longitudinal (**FIGURE 3.52** à gauche), un décalage du pic de Bragg de $\pm 14 \text{ pm}$ est mesuré et une variation d'intensité est clairement observable aux plus

faibles longueurs d'onde (1552.75 à 1553.25 nm) de ± 0.7 dB à 1553 nm en fonction de l'orientation du champ magnétique appliqué. Il est important de noter que le décalage du pic est plus important d'un facteur 2 en réflexion qu'en transmission. C'est la conséquence de la non-réciprocité de l'effet Faraday, qui double l'effet MO lorsque le signal est réfléchi dans la même direction comme présenté en **FIGURE 1.7**.

Pour la mesure transverse (**FIGURE 3.52** à droite), approximativement à 45° des axes propres, le décalage est identique peu importe que le champ soit négatif ou positif avec un décalage de -15 pm. Là encore, le décalage est deux fois supérieur à celui mesuré en transmission, une conséquence de la non-réciprocité du couplage MO transverse. Cependant ici, un effet est mesurable pour l'application d'un champ magnétique quel que soit son orientation. En effet, la variation n'était pas mesurable pour un champ transverse positif en transmission sur la **FIGURE 3.51**, causée par la présence d'un effet réciproque.

Dans un second temps, une mesure directe de variation de polarisation en réflexion en fonction d'un champ magnétique longitudinal a été réalisée. Le montage initial faisait intervenir uniquement un laser accordable (TUNICS) et un spectromètre. La fibre fonctionnalisée sous champ magnétique se trouvait entre les deux composants et le signal rétrodiffusé passe au travers d'un circulateur pour être lui aussi mesuré par le spectromètre.

Un coupleur 1x2 était placé sur la sortie du circulateur de manière à envoyer une partie du signal réfléchi sur le polarimètre. Les résultats de cette analyse sont présentés en **FIGURE 3.53**.

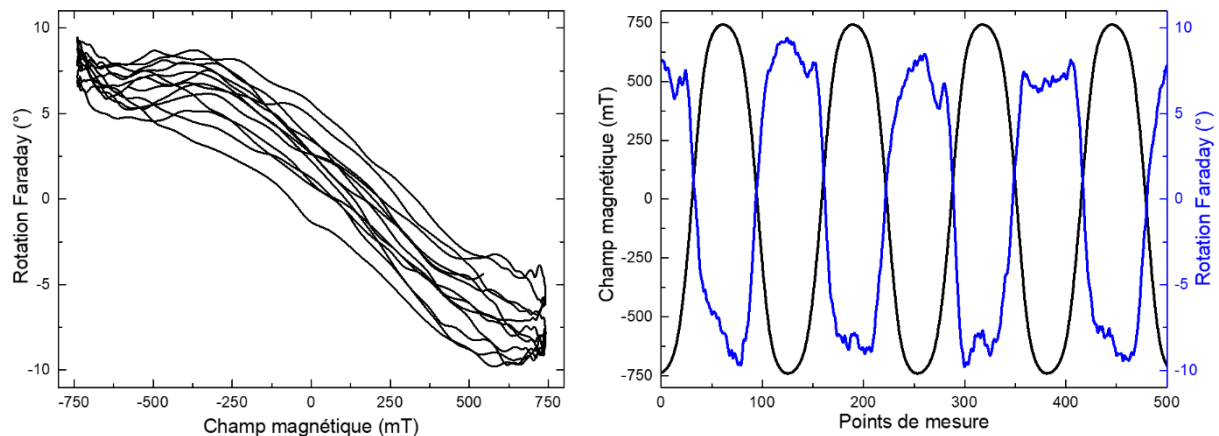


Figure 3.53 : Rotation Faraday du signal réfléchi mesuré au polarimètre en fonction du champ magnétique à une longueur d'onde incidente de 1553.3 nm dans un entrefer de 0.5 cm.

La mesure observée en **FIGURE 3.53** à gauche est la rotation Faraday en fonction du champ magnétique faite en réflexion. Cette mesure inédite obtenue à la longueur d'onde de Bragg de notre réseau, à 1553.3 nm, présente une amplitude de rotation de 9° . Pour plus de clarté, la mesure de la rotation Faraday est présentée conjointement à la variation du champ magnétique sur la **FIGURE 3.53** à droite.

Bien que la mesure soit bruitée, les résultats qui en découlent sont encourageants. Il est possible, grâce à la fonctionnalisation avec un réseau de Bragg, d'avoir une mesure MO dans ces fibres fonctionnalisées en réflexion, pour un champ longitudinal.

Ces données préliminaires ont montré que les mesures de variation de champ magnétique sur une fibre fonctionnalisée avec un réseau de Bragg et des NPs de ferrite de cobalt ont un impact mesurable sur les décalages spectraux, sur les variations amplitudes des signaux et aussi sur les effets de rotation de polarisation en réflexion.

En revanche, les résultats de polarimétrie ne sont pas concluants sur l'exaltation des effets MO. En effet, seule une cavité de type Fabry-Pérot pourrait aboutir à ce genre de résultat [145], mais une absorption massive serait présente avec la fonctionnalisation. Une telle fibre n'a encore jamais été fonctionnalisée ainsi mais pourrait être envisagée dans le futur.

L'intérêt majeur des réseaux de Bragg s'appuie sur les résultats encourageants obtenus pour la mesure en réflexion des effets MO.

III.8 Conclusion

Tout au long de ce troisième chapitre, nous avons démontré les différents effets observables, issus de la fonctionnalisation de fibres aux nanoparticules de ferrite de cobalt présentée au chapitre 2. La caractérisation de ces fibres sur les différents dispositifs de mesure a permis de tester de manière approfondie une grande variété de conditions expérimentales auxquelles les fibres fonctionnalisées pourraient être confrontées.

Dans un premier temps, les simulations, créées à partir du logiciel COMSOL, ont permis une compréhension de l'impact qu'allait avoir la déposition d'une couche mince d'indice différent autour du cœur d'une fibre à cœur suspendu. L'interaction de la lumière avec la couche et notamment la proportion de lumière du mode guidé se propageant dans la couche mince, ont pu mettre en évidence l'importance d'avoir une couche mince épaisse ou concentrée en nanoparticules pour optimiser les effets MO. Nous avons également confirmé que le mode guidé se propageait majoritairement dans le cœur après la fonctionnalisation. Ces simulations ont aussi mis en évidence les modes propres, et leur répartition dans l'espace, y compris dans la direction de propagation de la lumière.

Bien que l'aspect « application d'un champ magnétique » n'ait pas été traité sur COMSOL, il l'a été à l'aide de Matlab pour la résolution des équations aux modes couplés dans la configuration de champ magnétique longitudinal.

Dans un second temps, les mesures en champs longitudinaux sur différentes fonctionnalisations de fibres à cœur suspendu, ont abouti sur une exaltation massive de l'effet Faraday et une confirmation de ce qui a pu être observé sur les simulations. La réalisation des mesures pour différentes polarisations d'entrée et différentes longueurs d'onde ont mis en évidence les aspects qui étaient attendus via certaines simulations Matlab. Il en est de même pour les mesures en champs transverses, plus complexes, qui ont démontré l'émergence d'autres effets et ainsi prouvé la présence d'une sensibilité aux champs magnétiques transverses, qui était originellement inexistante sans fonctionnalisation.

Ainsi, à l'aide de la variation des quatre paramètres de Stokes, il serait possible d'avoir une estimation de l'orientation et de l'amplitude du champ magnétique appliqué à condition de connaître parfaitement la polarisation d'entrée de la fibre.

Une étude pour différentes tailles d'entrefers associée à la mesure de la biréfringence a mis en évidence une longueur de champ magnétique optimale quant à l'amplitude des effets MO à une demi-longueur de battement.

En somme, l'utilisation de multiples entrefers et autres aimants a permis une complète caractérisation des effets en jeu lors de la fonctionnalisation par la couche mince nanocomposite.

Une section complète a été dédiée aux impacts qu'aurait l'utilisation du dispositif en zone d'exclusion, que ce soit sous forts rayonnements ionisants ou lors de variation de température, en vue d'une utilisation de ces composants en centrale nucléaire ou dans le domaine spatial. Le système fibre-matériau nanocomposite a parfaitement résisté aux fortes contraintes qui lui ont été appliquées.

Enfin, une courte étude de l'association de la fonctionnalisation et d'un réseau de Bragg a pu être réalisée pour essayer d'obtenir une mesure des effets MO en réflexion dont les travaux doivent être poursuivis.

Conclusion et perspectives

Cette thèse est axée sur la fonctionnalisation de fibres optiques microstructurées à l'aide d'un nanocomposite à base de nanoparticules de ferrite de cobalt. Par approche pluridisciplinaire, une méthode originale de fonctionnalisation de fibre optique grâce au processus Sol-Gel a été développée. L'objectif premier était d'étudier comment un tel type de fibre optique pouvait être utilisée dans le cadre du développement d'un capteur de champ magnétique, mais aussi de savoir comment elle se comporte sous l'influence de différents champs magnétiques et dans différentes conditions d'utilisation plus ou moins extrêmes.

Depuis de nombreuses années, les travaux de thèse se déroulant au sein de l'équipe « Magnéto-Optique » du Laboratoire Hubert Curien, ont permis de développer des applications pour la mesure magnéto-optique, que ce soit sur l'aspect capteur ou sur le contrôle des propriétés de la lumière. L'aspect théorique a aussi été largement approfondi.

Les nombreuses études effectuées avec des dépôts Sol-Gel de nanoparticules de ferrite de cobalt sur différents substrats, ont permis de mettre en évidence l'intérêt de l'utilisation d'une telle fonctionnalisation, via notamment des mesures de variations de polarisation.

La structure interne des fibres microstructurées à cœur suspendu est en parfaite adéquation avec les processus micro-fluidiques par voie Sol-Gel, pour la déposition d'une couche mince nanocomposite autour de son cœur. Cette couche mince offre de nouvelles propriétés magnéto-optiques à la fibre grâce à la forte interaction lumière-nanocomposite. Il transmet au signal lumineux l'information d'une perturbation magnétique par le biais de couplages magnéto-optiques. Par cette fonctionnalisation, on met désormais en évidence la faisabilité de l'intégration d'un matériau nanocomposite directement dans les fibres optiques. Elle permet ainsi d'étendre les usages des effets magnéto-optiques pour le développement de nouvelles techniques de mesure.

Le processus de fonctionnalisation qui a été présenté est simple, mais nécessite une certaine rigueur. Il a abouti à des fonctionnalisations variées avec, soit des zones faiblement sensibles de plusieurs dizaines de centimètres ou à l'inverse, des zones très localisées dont les effets magnéto-optiques étaient massifs. Le développement combiné de plusieurs dispositifs de mesure, sur un banc polarimétrique, a permis la mise en évidence et la caractérisation d'effets encore jamais vus dans le cadre des composants tout-fibrés soumis à un champ magnétique.

Vis-à-vis des effets magnéto-optiques obtenus, ce sont des résultats majeurs puisqu'une sensibilité est visible sous un champ magnétique aussi bien longitudinal que transverse.

En effet, la sensibilité longitudinale via l'effet Faraday était bien connue dans les fibres optiques mais assez faible. Nous avons réussi, grâce à la fonctionnalisation à créer une très forte sensibilité au champ magnétique par un couplage magnéto-optique.

Parallèlement, c'est l'apparition de la sensibilité en champ transverse par la présence de plusieurs effets magnéto-optiques qui rend cette fonctionnalisation unique en son genre. En effet, les fibres optiques conventionnelles ne sont aucunement sensibles aux champs magnétiques transverses. De fortes variations de polarisation ont été observées, même si les effets sont moins intenses qu'en configuration longitudinale. Plusieurs effets non-réciproques et réciproques inédits ont été observés.

Les nanoparticules de ferrite de cobalt, malgré leur facteur de mérite assez faible en comparaison à d'autres matériaux aux propriétés magnéto-optiques impressionnantes, ont rendu possible l'obtention de tels résultats, surtout grâce à leur capacité d'intégration dans une matrice Sol-Gel.

D'autres nanoparticules magnétiques pourraient être envisagées à l'avenir, telles que celles de Ce:YIG, possédant un facteur de mérite très fort, mais dont l'intégration sous forme de nanoparticules reste encore complexe.

Une des pistes les plus prometteuses de l'utilisation de ce capteur est dans les zones d'exclusion à fortes doses ionisantes et où les variations de température sont importantes. Notre étude s'est limitée aux rayonnements gamma et X, et seule la mesure en temps réel a été faite pour les rayonnements X. Cependant, pour l'instant, nous savons que ce dispositif a la capacité de conserver ses propriétés magnéto-optiques dans une certaine mesure, pour des doses relativement importantes.

Pour valider le dispositif, il sera nécessaire de réaliser les mêmes expérimentations en temps réel pour tout type de particules ionisantes (photon, neutrons, protons, etc.) avec des débits de doses divers et des doses d'irradiations accumulées plus élevées.

Il en est de même pour les variations de température, où seule une gamme restreinte a été étudiée.

Par ailleurs, la combinaison du processus de fonctionnalisation avec d'autres types de dispositifs ou d'autres fonctionnalisations est envisageable. Les réseaux de Bragg sont l'une d'entre elles. Même avec des résultats prometteurs, les études menées avec ces réseaux ont manqué d'aboutissement et de répétabilité, et aucune exaltation n'a pu être obtenue. Cependant, l'obtention d'une rotation de polarisation en réflexion est un résultat important qui devra être approfondi, car le manque d'échantillons inscrits a été un frein à cette étude.

L'association de multiples réseaux de Bragg à différentes longueurs d'onde, localisés le long de la fibre fonctionnalisée pourrait aussi être une piste à explorer, pour une étude semi-distribuée des champs magnétiques.

Puisqu'il est question de modification de la polarisation incidente et réfléchie, on peut envisager l'utilisation de cette fonctionnalisation pour différents composants optiques, dont celui de l'isolateur optique grâce à l'effet non-réciproque.

Une autre utilisation envisagée concerne la mesure de courant. Elle nécessite l'enroulement de fibre conventionnelle, à faible sensibilité, le long des câbles électriques. Cependant, par le

processus de fonctionnalisation, et la sensibilité aux champs transverses, il suffirait de faire parcourir la fibre simplement le long du câble pour mesurer des champs magnétiques.

Dans cette thèse, la fonctionnalisation n'a été faite qu'avec un seul type de nanoparticules pour mesurer un effet particulier. En restant dans la mesure de champs magnétiques, il est envisageable d'utiliser des particules de ferrite de cobalt de plus petit diamètre pour éliminer le champ coercitif, et donc le cycle d'hystérésis, qui est problématique dans le cadre d'une utilisation en tant que capteur. L'homogénéité des dépôts devra aussi être améliorée.

Cependant, ce processus de fonctionnalisation avec la fibre à cœur suspendu grâce au processus Sol-Gel est tellement universel, qu'il peut ouvrir la voie à différentes utilisations. Avec la multiplicité des nanoparticules existantes, il serait possible d'être sensible à d'autres mesurandes : la quantité d'hydrogène, le CO_2 , les composés polluants présents dans l'atmosphère, etc.

Les sensibilités prometteuses démontrées au travers des travaux réalisés pendant cette thèse sur l'intégration par voie Sol-Gel de nanoparticules magnétiques dans des fibres optiques microstructurées ouvrent sans doute la voie à des capteurs fibrés d'un nouveau genre.

Bibliographie

- [1] D. Jamon, « Etude et application des anisotropies optiques de gels de silice dopés par des nanoparticules magnétiques », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, juill. 2000.
- [2] A. K. Zvezdin et V. A. Kotov, *Modern magnetooptics and magneto-optical materials*. Bristol : Philadelphia, Pa: Institute of Physics Pub, 1997.
- [3] CerTech, *Cahier technologique Sol-Gel*.
- [4] S. Neveu, A. Bee, M. Robineau, et D. Talbot, « Size-Selective Chemical Synthesis of Tartrate Stabilized Cobalt Ferrite Ionic Magnetic Fluid », *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 255, n° 2, p. 293-298, nov. 2002, doi: 10.1006/jcis.2002.8679.
- [5] F. Royer, « Étude et application des effets magnéto-optiques dans des couches minces sol-gel dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, juill. 2004.
- [6] F. Choueikani, « Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, mai 2008.
- [7] H. Amata, « Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, oct. 2012.
- [8] E. A. Diwan, « Matériau composite de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt: influence de la structuration 3D sur le comportement spectral de l'effet Faraday », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, p. 169, oct. 2014.
- [9] L. Nandiguim, « Etude du comportement magnétique et spectral de l'effet Faraday dans des oxydes métalliques dopés par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, p. 138, mai 2016.
- [10] J.-P. Garayt, « Étude de la réalisation d'un isolateur optique intégré sur verre », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, oct. 2017.
- [11] B. Varghese, « Resonant enhancement of magneto-optical effects using 1-D planar micro-structuration », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, déc. 2017.
- [12] L. Bsawmaii, « Enhancement of Every Magneto-Optical Effect With All-Dielectric Guided-Mode Resonant Gratings Based on a Magnetic Sol-Gel Nanocomposite », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, p. 176, oct. 2020.
- [13] A. Morana *et al.*, « Influence of neutron and gamma-ray irradiations on rad-hard optical fiber », *Opt. Mater. Express*, vol. 5, n° 4, p. 898, avr. 2015, doi: 10.1364/OME.5.000898.
- [14] A. Morana *et al.*, « Radiation tolerant fiber Bragg gratings for high temperature monitoring at MGy dose levels », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 18, p. 5313, sept. 2014, doi: 10.1364/OL.39.005313.
- [15] A. Alessi *et al.*, « Radiation Effects on Aluminosilicate Optical Fibers: Spectral Investigations From the Ultraviolet to Near-Infrared Domains », *Phys. Status Solidi A*, vol. 216, n° 3, p. 1800485, févr. 2019, doi: 10.1002/pssa.201800485.
- [16] S. Girard *et al.*, « Overview of radiation induced point defects in silica-based optical fibers », *Reviews in Physics*, vol. 4, p. 100032, nov. 2019, doi: 10.1016/j.revip.2019.100032.

- [17] L. Palmieri et A. Galtarossa, « Distributed fiber optic sensor for mapping of intense magnetic fields based on polarization sensitive reflectometry », Sydney, Australia, janv. 2012, p. 835131. doi: 10.1117/12.915966.
- [18] M. Wuilpart *et al.*, « Polarimetric Optical Fibre Sensing for Plasma Current Measurement in Thermonuclear Fusion Reactors », in *2020 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Bari, Italy, juill. 2020, p. 1-4. doi: 10.1109/ICTON51198.2020.9203467.
- [19] R. Kékesi, « Experimental study of 3D magneto-photonic crystals made of silica inverse opals doped by magnetic nanoparticles », *Thèse de Doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne*, oct. 2011.
- [20] K. C. Kao, « Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies », vol. 113, n° 7, p. 8, 1966.
- [21] A. E. Willner, Éd., *Optical fiber telecommunications VII*. London ; San Diego, CA: Academic Press is an imprint of Elsevier, 2020.
- [22] M. Wasfi, « Optical Fiber Amplifiers-Review », vol. 1, n° 1, p. 6, 2009.
- [23] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. Boston, MA: Springer US, 1984. doi: 10.1007/978-1-4613-2813-1.
- [24] O. Katsunari, *Fundamentals of Optical Waveguides (Third Edition)*. 2022.
- [25] A. Kano, A. R. Rouse, et A. F. Gmitro, « Ultrathin single-channel fiberscopes for biomedical imaging », *J. Biomed. Opt.*, vol. 18, n° 1, p. 016013, janv. 2013, doi: 10.1117/1.JBO.18.1.016013.
- [26] A. H. Hartog, « An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors », p. 471.
- [27] K. O. Hill et G. Meltz, « Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview », *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, n° 8, p. 1263-1276, août 1997, doi: 10.1109/50.618320.
- [28] E. Boldyreva, « Mesures réparties par réflectométrie fréquentielle sur fibres optiques », p. 133.
- [29] C. A. Galindez-Jamioy et J. M. López-Higuera, « Brillouin Distributed Fiber Sensors: An Overview and Applications », *Journal of Sensors*, vol. 2012, p. 1-17, 2012, doi: 10.1155/2012/204121.
- [30] M. A. Farahani et T. Gogolla, « Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing », *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, n° 8, p. 1379-1391, août 1999, doi: 10.1109/50.779159.
- [31] C. CANGIALOSI, « Performances of Raman and Brillouin fiber-based sensing of temperature and strain in harsh environments », p. 202.
- [32] D. A. Krohn, *Fiber optic sensors: fundamentals and applications*, Fourth edition. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2014.
- [33] X. Bao et L. Chen, « Recent Progress in Distributed Fiber Optic Sensors », *Sensors*, vol. 12, n° 7, p. 8601-8639, juin 2012, doi: 10.3390/s120708601.
- [34] Luna, « Optical Backscatter Reflectometer Luna OBR 4200 Data Sheet ».
- [35] M. A. Soto et L. Thévenaz, « Modeling and evaluating the performance of Brillouin distributed optical fiber sensors », *Opt. Express*, vol. 21, n° 25, p. 31347, déc. 2013, doi: 10.1364/OE.21.031347.
- [36] L. Palmieri, D. Sarchi, et A. Galtarossa, « Distributed measurement of high electric current by means of polarimetric optical fiber sensor », *Opt. Express*, vol. 23, n° 9, p. 11073, mai 2015, doi: 10.1364/OE.23.011073.
- [37] M. Wuilpart, C. Caucheteur, A. Goussarov, M. Aerssens, V. Massaut, et P. Megret, « Measurement of magnetic field using Rayleigh backscattering in optical fibres », in *2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation*,

- Measurement Methods and their Applications*, Ghent, Belgium, juin 2011, p. 1-6. doi: 10.1109/ANIMMA.2011.6172873.
- [38] S. Girard *et al.*, « Radiation Effects on Silica-Based Optical Fibers: Recent Advances and Future Challenges », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, n° 3, p. 2015-2036, juin 2013, doi: 10.1109/TNS.2012.2235464.
- [39] S. Girard *et al.*, « Recent advances in radiation-hardened fiber-based technologies for space applications », *J. Opt.*, vol. 20, n° 9, p. 093001, sept. 2018, doi: 10.1088/2040-8986/aad271.
- [40] A. K. Sang, M. E. Froggatt, D. K. Gifford, S. T. Kreger, et B. D. Dickerson, « One Centimeter Spatial Resolution Temperature Measurements in a Nuclear Reactor Using Rayleigh Scatter in Optical Fiber », *IEEE Sensors J.*, vol. 8, n° 7, p. 1375-1380, juill. 2008, doi: 10.1109/JSEN.2008.927247.
- [41] W. R. Fahrner, M. Werner, et R. Job, « Sensors and smart electronics in harsh environment applications », *Microsystem Technologies*, vol. 7, n° 4, p. 138-144, nov. 2001, doi: 10.1007/s005420100089.
- [42] E. J. Friebele, C. G. Askins, M. E. Gingerich, et K. J. Long, « Optical fiber waveguides in radiation environments, II », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 1, n° 2-3, p. 355-369, févr. 1984, doi: 10.1016/0168-583X(84)90092-2.
- [43] M. Benabdesselam *et al.*, « Performance of Ge-Doped Optical Fiber as a Thermoluminescent Dosimeter », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, n° 6, p. 4251-4256, déc. 2013, doi: 10.1109/TNS.2013.2284289.
- [44] A. GUTTILLA, S. AGNELLO, et S. GIRARD, « Radiation induced attenuation in Aluminum doped fibers for dosimetry applications », p. 109.
- [45] S. Ghosh, S. Keyvavinia, W. Van Roy, T. Mizumoto, G. Roelkens, et R. Baets, « Ce:YIG/Silicon-on-Insulator waveguide optical isolator realized by adhesive bonding », *Opt. Express*, vol. 20, n° 2, p. 1839, janv. 2012, doi: 10.1364/OE.20.001839.
- [46] J. P. Castéra et G. Hepner, « Isolator in integrated optics using Faraday and Cotton-Mouton effects », *Appl. Opt.*, vol. 16, n° 8, p. 2031, août 1977, doi: 10.1364/AO.16.002031.
- [47] L. Sun, S. Jiang, et J. R. Marciante, « All-fiber optical magnetic-field sensor based on Faraday rotation in highly terbium-doped fiber », *Opt. Express*, vol. 18, n° 6, p. 5407, mars 2010, doi: 10.1364/OE.18.005407.
- [48] H. G. Jerrard, « Transmission of Light through Birefringent and Optically Active Media: the Poincaré Sphere », vol. 44, p. 7, 1954.
- [49] M. Freiser, « A survey of magneto-optic effects », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 4, n° 2, p. 152-161, juin 1968, doi: 10.1109/TMAG.1968.1066210.
- [50] A. Yariv et H. V. Winsor, « Proposal for detection of magnetic fields through magnetostrictive perturbation of optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 5, n° 3, p. 87, mars 1980, doi: 10.1364/OL.5.000087.
- [51] H. S. Lassing, W. J. Mastop, A. F. G. van der Meer, et A. A. M. Oomens, « Plasma current measurements by Faraday rotation in a single-mode fiber », *Appl. Opt.*, vol. 26, n° 12, p. 2456, juin 1987, doi: 10.1364/AO.26.002456.
- [52] J. L. Cruz, M. V. Andres, et M. A. Hernandez, « Faraday effect in standard optical fibers: dispersion of the effective Verdet constant », *Appl. Opt.*, vol. 35, n° 6, p. 922, févr. 1996, doi: 10.1364/AO.35.000922.
- [53] T. Pustelny, C. Tyszkiewicz, et K. Barczak, « Optical fiber sensors of magnetic field applying Faraday's effect », Rzeszow, Poland, sept. 2003, p. 59. doi: 10.1117/12.517055.

- [54] M. Aerssens, A. Gusarov, B. Brichard, V. Massaut, P. Megret, et M. Wuilpart, « Faraday effect based optical fiber current sensor for tokamaks », in *2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications*, Ghent, Belgium, juin 2011, p. 1-6. doi: 10.1109/ANIMMA.2011.6172868.
- [55] M. Cyrot, *Magnétisme*.
- [56] A. Dufour *et al.*, « All-Fiber Magneto-Optical Effect Using Nanoparticles Doped Sol-Gel Thin Film Deposited Within Microstructured Fibers », *J. Lightwave Technol.*, vol. 39, n° 17, p. 5604-5610, sept. 2021, doi: 10.1109/JLT.2021.3084359.
- [57] F. Choueikani, D. Jamon, S. Neveu, M.-F. Blanc-Mignon, Y. Lefkir, et F. Royer, « Self-biased magneto-optical films based on CoFe₂O₄-silica nanocomposite », *Journal of Applied Physics*, vol. 129, n° 2, p. 023101, janv. 2021, doi: 10.1063/5.0032620.
- [58] A. Yariv, « Coupled-mode theory for guided-wave optics », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 9, n° 9, p. 919-933, sept. 1973, doi: 10.1109/JQE.1973.1077767.
- [59] A. M. Smith, « Polarization and magneto-optic properties of single-mode optical fiber », *Appl. Opt.*, vol. 17, n° 1, p. 52, janv. 1978, doi: 10.1364/AO.17.000052.
- [60] P. M. Shankar, L. C. Bobb, et H. D. Krumboltz, « Coupling of modes in bent biconically tapered single-mode fibers », *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, n° 7, p. 832-837, juill. 1991, doi: 10.1109/50.85782.
- [61] J. M. Caicedo, S. K. Arora, R. Ramos, I. V. Shvets, J. Fontcuberta, et G. Herranz, « Large magnetorefractive effect in magnetite », *New J. Phys.*, vol. 12, n° 10, p. 103023, oct. 2010, doi: 10.1088/1367-2630/12/10/103023.
- [62] S. M. Strutner *et al.*, « Index of refraction changes under magnetic field observed in La_{0.66}Sr_{0.33}MnO₃ correlated to the magnetorefractive effect », *Opt. Mater. Express*, vol. 7, n° 2, p. 468, févr. 2017, doi: 10.1364/OME.7.000468.
- [63] A. Kumar et A. K. Ghatak, *Polarization of light with applications in optical fibers*. Bellingham, Wash: SPIE Press, 2011.
- [64] K. H. J. Buschow, *Handbook of magnetic materials*. Amsterdam London: North Holland, 2002.
- [65] E. C. Stoner, « A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys », p. 44.
- [66] W. Zhao, « Magneto-optic properties and sensing performance of garnet YbBi:YIG », *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 89, n° 3, p. 250-254, avr. 2001, doi: 10.1016/S0924-4247(00)00560-4.
- [67] T. Sekijima, T. Fujii, et K. Wakino, « Optical Faraday Rotator Using Ce-Substituted Fibrous YIG Single Crystal Grown by Floating-Zone Method with YAG Laser Heating », *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, vol. 47, n° 12, p. 5, 1999.
- [68] T. Shintaku, A. Tate, et S. Mino, « Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on Gd₃Sc₂Ga₃O₁₂ garnet substrates by sputter epitaxy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, n° 12, p. 1640-1642, sept. 1997, doi: 10.1063/1.120003.
- [69] F. E. Luborsky, « Development of Elongated Particle Magnets », *Journal of Applied Physics*, vol. 32, n° 3, p. S171-S183, mars 1961, doi: 10.1063/1.2000392.
- [70] W. J. Tabor, A. W. Anderson, et L. G. Van Uitert, « Visible and Infrared Faraday Rotation and Birefringence of Single-Crystal Rare-Earth Orthoferrites », *Journal of Applied Physics*, vol. 41, n° 7, p. 3018-3021, juin 1970, doi: 10.1063/1.1659357.
- [71] D. L. Wood, J. P. Remeika, et E. D. Kolb, « Optical Spectra of Rare-Earth Orthoferrites », *Journal of Applied Physics*, vol. 41, n° 13, p. 5315-5322, déc. 1970, doi: 10.1063/1.1658669.

- [72] F. Choueikani *et al.*, « Magneto-optical waveguides made of cobalt ferrite nanoparticles embedded in silica/zirconia organic-inorganic matrix », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, n° 5, p. 051113, févr. 2009, doi: 10.1063/1.3079094.
- [73] Zaezjev, « Crystallization of yttrium-iron garnet (YIG) in thin films: Nucleation and growth aspects ».
- [74] L. Bi *et al.*, « Magneto-Optical Thin Films for On-Chip Monolithic Integration of Non-Reciprocal Photonic Devices », *Materials*, vol. 6, n° 11, p. 5094-5117, nov. 2013, doi: 10.3390/ma6115094.
- [75] B. El-Kareh, *Fundamentals of Semiconductor Processing Technology*. Boston, MA: Springer US, 1995.
- [76] H. Sohlstrom et K. Svantesson, « The performance of a fibre optic magnetic field sensor utilizing a magneto-optical garnet », p. 4.
- [77] R. B. Wagreich et C. C. Davis, « Magnetic Field tectisn Enhance External Cavity Fiber Fabry-Perot », *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, vol. 14, n° 10, p. 4, 1996.
- [78] A. A. Dias da Silva, H. P. Alves, F. C. Marcolino, J. F. do Nascimento, et J. F. Martins-Filho, « Computational Modeling of Optical Fiber-Based Magnetic Field Sensors Using the Faraday and Kerr Magneto-optic Effects », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 56, n° 9, p. 1-9, sept. 2020, doi: 10.1109/TMAG.2020.3010108.
- [79] H. Harms, A. Papp, et K. Kempter, « Magneto-optical properties of index-gradient optical fibers », *Appl. Opt.*, vol. 15, n° 3, p. 799, mars 1976, doi: 10.1364/AO.15.000799.
- [80] S. C. Rashleigh et R. Ulrich, « Magneto-optic current sensing with birefringent fibers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 34, n° 11, p. 768-770, juin 1979, doi: 10.1063/1.90667.
- [81] T. Yoshino, « Theory for the Faraday effect in optical fiber », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, n° 9, p. 1856, sept. 2005, doi: 10.1364/JOSAB.22.001856.
- [82] J. Jarzynski, J. H. Cole, J. A. Bucaro, et C. M. Davis, « Magnetic field sensitivity of an optical fiber with magnetostrictive jacket », *Appl. Opt.*, vol. 19, n° 22, p. 3746, nov. 1980, doi: 10.1364/AO.19.003746.
- [83] T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, et G. H. Sigel, « Optical Fiber Sensor Technology », *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, n° 4, p. 40, 1982.
- [84] M. A. Schmidt, L. Wondraczek, H. W. Lee, N. Granzow, N. Da, et P. St. J. Russell, « Complex Faraday Rotation in Microstructured Magneto-optical Fiber Waveguides », *Adv. Mater.*, vol. 23, n° 22-23, p. 2681-2688, juin 2011, doi: 10.1002/adma.201100364.
- [85] D. Jamon, E. Marin, S. Neveu, M.-F. Blanc-Mignon, et F. Royer, « Magneto-optical Faraday effect in suspended core micro-structured optical fiber filled with magnetic CoFe₂O₄ nanoparticles doped composite material », *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 27, p. 49-54, nov. 2017, doi: 10.1016/j.photonics.2017.10.001.
- [86] Y. Chen, Q. Han, T. Liu, X. Lan, et H. Xiao, « Optical fiber magnetic field sensor based on single-mode-multimode-single-mode structure and magnetic fluid », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 20, p. 3999, oct. 2013, doi: 10.1364/OL.38.003999.
- [87] J. Zheng, X. Dong, P. Zu, J. Ji, H. Su, et P. Ping Shum, « Intensity-modulated magnetic field sensor based on magnetic fluid and optical fiber gratings », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, n° 18, p. 183511, oct. 2013, doi: 10.1063/1.4828562.
- [88] A. Candiani, A. Argyros, S. G. Leon-Saval, R. Lwin, S. Selleri, et S. Pissadakis, « A loss-based, magnetic field sensor implemented in a ferrofluid infiltrated microstructured polymer optical fiber », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, n° 11, p. 111106, mars 2014, doi: 10.1063/1.4869129.

- [89] J. Wu *et al.*, « Magnetic-field sensor based on core-offset tapered optical fiber and magnetic fluid », *J. Opt.*, vol. 16, n° 7, p. 075705, juill. 2014, doi: 10.1088/2040-8978/16/7/075705.
- [90] B. Song *et al.*, « Loss-Based Magnetic Field Sensor Employing Hollow Core Fiber and Magnetic Fluid », *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 26, n° 22, p. 2283-2286, nov. 2014, doi: 10.1109/LPT.2014.2351834.
- [91] Y. Huang *et al.*, « A Highly Sensitive Intensity-Modulated Optical Fiber Magnetic Field Sensor Based on the Magnetic Fluid and Multimode Interference », *Journal of Sensors*, vol. 2017, p. 1-7, 2017, doi: 10.1155/2017/9573061.
- [92] F. Shi, X. Bai, F. Wang, F. Pang, S. Pu, et X. Zeng, « All-Fiber Magnetic Field Sensor Based on Hollow Optical Fiber and Magnetic Fluid », *IEEE Sensors J.*, vol. 17, n° 3, p. 619-622, févr. 2017, doi: 10.1109/JSEN.2016.2636879.
- [93] G. Violakis, N. Korakas, et S. Pissadakis, « Differential loss magnetic field sensor using a ferrofluid encapsulated D-shaped optical fiber », *Opt. Lett.*, vol. 43, n° 1, p. 142, janv. 2018, doi: 10.1364/OL.43.000142.
- [94] J. Li, R. Wang, J. Wang, B. Zhang, Z. Xu, et H. Wang, « Novel magnetic field sensor based on magnetic fluids infiltrated dual-core photonic crystal fibers », *Optical Fiber Technology*, vol. 20, n° 2, p. 100-105, mars 2014, doi: 10.1016/j.yofte.2013.12.008.
- [95] C. Li, T. Ning, X. Wen, J. Li, C. Zhang, et C. Zhang, « Magnetic field and temperature sensor based on a no-core fiber combined with a fiber Bragg grating », *Optics & Laser Technology*, vol. 72, p. 104-107, sept. 2015, doi: 10.1016/j.optlastec.2015.03.014.
- [96] Y. Miao *et al.*, « Ferrofluid-Infiltrated Microstructured Optical Fiber Long-Period Grating », *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, n° 3, p. 306-309, févr. 2013, doi: 10.1109/LPT.2012.2231669.
- [97] Y. Dai, M. Yang, G. Xu, et Y. Yuan, « Magnetic field sensor based on fiber Bragg grating with a spiral microgroove ablated by femtosecond laser », *Opt. Express*, vol. 21, n° 14, p. 17386, juill. 2013, doi: 10.1364/OE.21.017386.
- [98] J. Dai, M. Yang, X. Li, H. Liu, et X. Tong, « Magnetic field sensor based on magnetic fluid clad etched fiber Bragg grating », *Optical Fiber Technology*, vol. 17, n° 3, p. 210-213, mai 2011, doi: 10.1016/j.yofte.2011.02.004.
- [99] M. Deng, D. Liu, et D. Li, « Magnetic field sensor based on asymmetric optical fiber taper and magnetic fluid », *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 211, p. 55-59, mai 2014, doi: 10.1016/j.sna.2014.02.014.
- [100] R.-Q. Lv, Y. Zhao, D. Wang, et Q. Wang, « Magnetic Fluid-Filled Optical Fiber Fabry–Pérot Sensor for Magnetic Field Measurement », *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 26, n° 3, p. 217-219, févr. 2014, doi: 10.1109/LPT.2013.2290546.
- [101] Y. Zheng, X. Dong, C. C. Chan, P. P. Shum, et H. Su, « Optical fiber magnetic field sensor based on magnetic fluid and microfiber mode interferometer », *Optics Communications*, vol. 336, p. 5-8, févr. 2015, doi: 10.1016/j.optcom.2014.09.026.
- [102] X. Lei, J. Chen, F. Shi, D. Chen, Z. Ren, et B. Peng, « Magnetic field fiber sensor based on the magneto-birefringence effect of magnetic fluid », *Optics Communications*, vol. 374, p. 76-79, sept. 2016, doi: 10.1016/j.optcom.2016.04.044.
- [103] W. Wang, H. Zhang, B. Li, Z. Li, et Y. Miao, « Optical fiber magnetic field sensor based on birefringence in liquid core optical waveguide », *Optical Fiber Technology*, vol. 50, p. 114-117, juill. 2019, doi: 10.1016/j.yofte.2019.03.011.
- [104] G. Wang, Y. Lu, X. Yang, L. Duan, et J. Yao, « High-sensitivity magnetic field sensor based on a dual-core photonic crystal fiber », *Appl. Opt.*, vol. 58, n° 21, p. 5800, juill. 2019, doi: 10.1364/AO.58.005800.

- [105] X. Zhou, X. Li, S. Li, G.-W. An, et T. Cheng, « Magnetic Field Sensing Based on SPR Optical Fiber Sensor Interacting With Magnetic Fluid », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 68, n° 1, p. 234-239, janv. 2019, doi: 10.1109/TIM.2018.2834222.
- [106] M. C. Emmons, H. K. D. Kim, G. P. Carman, et W. Lance Richards, « Magneto-optic field coupling in optical fiber Bragg gratings », *Optical Fiber Technology*, vol. 18, n° 3, p. 157-160, mai 2012, doi: 10.1016/j.yofte.2012.02.006.
- [107] Y. Zhao, D. Wu, R.-Q. Lv, et J. Li, « Magnetic Field Measurement Based on the Sagnac Interferometer With a Ferrofluid-Filled High-Birefringence Photonic Crystal Fiber », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 65, n° 6, p. 1503-1507, juin 2016, doi: 10.1109/TIM.2016.2519767.
- [108] F. Donatini, « Étude de l'anisotropie optique circulaire magneto-induite des ferrofluides dans le domaine spectral visible-proche infrarouge : applications », 1996.
- [109] Y. Zheng, X. Dong, R. Yang, S. Zhang, J. C. C. Chan, et P. P. Shum, « Magnetic Field Sensor With Optical Fiber Bitaper-Based Interferometer Coated by Magnetic Fluid », *IEEE Sensors J.*, vol. 14, n° 9, p. 3148-3151, sept. 2014, doi: 10.1109/JSEN.2014.2325945.
- [110] L. Bsawmaï, E. Gamet, F. Royer, S. Neveu, et D. Jamon, « Longitudinal magneto-optical effect enhancement with high transmission through a 1D all-dielectric resonant guided mode grating », *Opt. Express*, vol. 28, n° 6, p. 8436, mars 2020, doi: 10.1364/OE.385634.
- [111] E. A. Diwan *et al.*, « Large Spectral Modification of the Faraday Effect of 3D SiO₂/CoFe₂O₄ Magneto-Photonic Crystals », *J nanosci nanotechnol*, vol. 16, n° 9, p. 10160-10165, sept. 2016, doi: 10.1166/jnn.2016.12844.
- [112] N. Daffé *et al.*, « Magnetic anisotropies and cationic distribution in CoFe₂O₄ nanoparticles prepared by co-precipitation route: Influence of particle size and stoichiometry », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 460, p. 243-252, août 2018, doi: 10.1016/j.jmmm.2018.03.041.
- [113] S. Griffin *et al.*, « Natural Nanoparticles: A Particular Matter Inspired by Nature », *Antioxidants*, vol. 7, n° 1, p. 3, déc. 2017, doi: 10.3390/antiox7010003.
- [114] A. Rana, K. Yadav, et S. Jagadevan, « A comprehensive review on green synthesis of nature-inspired metal nanoparticles: Mechanism, application and toxicity », *Journal of Cleaner Production*, vol. 272, p. 122880, nov. 2020, doi: 10.1016/j.jclepro.2020.122880.
- [115] K. Sztandera, M. Gorzkiewicz, et B. Klajnert-Maculewicz, « Gold Nanoparticles in Cancer Treatment », *Mol. Pharmaceutics*, vol. 16, n° 1, p. 1-23, janv. 2019, doi: 10.1021/acs.molpharmaceut.8b00810.
- [116] P. Tartaj, M. del P. Morales, S. Veintemillas-Verdaguer, T. González-Carretero, et C. J. Serna, « The preparation of magnetic nanoparticles for applications in biomedicine », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 36, n° 13, p. R182-R197, juill. 2003, doi: 10.1088/0022-3727/36/13/202.
- [117] J.-C. S. Levy, « Magnetic Structures of 2D and 3D Nanoparticles: Properties and Applications », p. 454.
- [118] D. L. Feldheim et C. A. Foss, Éd., *Metal nanoparticles: synthesis, characterization, and applications*. New York: Marcel Dekker, 2002.
- [119] V. N. Nikiforov, A. E. Goldt, E. A. Gudilin, V. G. Sredin, et V. Yu. Irhin, « Magnetic properties of maghemite nanoparticles », *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, vol. 78, n° 10, p. 1075-1080, oct. 2014, doi: 10.3103/S1062873814100141.

- [120] N. A. Frey, S. Peng, K. Cheng, et S. Sun, « Magnetic nanoparticles: synthesis, functionalization, and applications in bioimaging and magnetic energy storage », *Chem. Soc. Rev.*, vol. 38, n° 9, p. 2532, 2009, doi: 10.1039/b815548h.
- [121] F. A. Tourinho, R. Franck, et R. Massart, « Aqueous ferrofluids based on manganese and cobalt ferrites », *J Mater Sci*, vol. 25, n° 7, p. 3249-3254, juill. 1990, doi: 10.1007/BF00587682.
- [122] T. Song *et al.*, « A review of the role and mechanism of surfactants in the morphology control of metal nanoparticles », *Nanoscale*, vol. 13, n° 7, p. 3895-3910, 2021, doi: 10.1039/D0NR07339C.
- [123] V. G. Harris *et al.*, « Recent advances in processing and applications of microwave ferrites », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 321, n° 14, p. 2035-2047, juill. 2009, doi: 10.1016/j.jmmm.2009.01.004.
- [124] D. S. Mathew et R.-S. Juang, « An overview of the structure and magnetism of spinel ferrite nanoparticles and their synthesis in microemulsions », *Chemical Engineering Journal*, vol. 129, n° 1-3, p. 51-65, mai 2007, doi: 10.1016/j.cej.2006.11.001.
- [125] J. W. D. Martens, W. L. Peeters, et M. Erman, « An ellipsometric and magneto-optical study of cobalt ferrite single crystals », *Solid State Communications*, vol. 41, n° 9, p. 667-669, mars 1982, doi: 10.1016/0038-1098(82)90727-X.
- [126] P. Langevin, « Sur la théorie du mouvement brownien [On the Theory of Brownian Motion] », vol. C. R. Acad. Sci. Paris, p. 146: 530-533, 1908.
- [127] C. Tannous et J. Gieraltowski, « The Stoner–Wohlfarth model of ferromagnetism », *Eur. J. Phys.*, vol. 29, n° 3, p. 475-487, mai 2008, doi: 10.1088/0143-0807/29/3/008.
- [128] Y. Huang, X. Bai, Z. Chai, F. Pang, J. Wen, et T. Wang, « A magneto-optical fiber device based on magnetic fluid-filled photonic crystal fiber », Beijing, China, août 2015, p. 962013. doi: 10.1117/12.2193330.
- [129] M. Faustini, B. Louis, P. A. Albouy, M. Kuemmel, et D. Grosso, « Preparation of Sol–Gel Films by Dip-Coating in Extreme Conditions », *J. Phys. Chem. C*, vol. 114, n° 17, p. 7637-7645, mai 2010, doi: 10.1021/jp9114755.
- [130] M. Losurdo et K. Hingerl, Éd., *Ellipsometry at the Nanoscale*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. doi: 10.1007/978-3-642-33956-1.
- [131] B. Schaefer, E. Collett, R. Smyth, D. Barrett, et B. Fraher, « Measuring the Stokes polarization parameters », *Am. J. Phys.*, vol. 75, n° 2, p. 6, 2015.
- [132] D. H. Goldstein et E. Collett, *Polarized light*, 2nd ed., rev. Expanded. New York: Marcel Dekker, 2003.
- [133] I. H. Malitson, « Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica », *Journal of the Optical Society of America*, vol. 55, n° 10, 1965.
- [134] A. Garcia, *Numerical Methods for Physics*. 2000.
- [135] S. Huard, *Polarisation de la lumière*.
- [136] S. C. Warren-Smith, L. V. Nguyen, C. Lang, H. Ebendorff-Heidepriem, et T. M. Monro, « Temperature sensing up to 1300°C using suspended-core microstructured optical fibers », *Opt. Express*, vol. 24, n° 4, p. 3714, févr. 2016, doi: 10.1364/OE.24.003714.
- [137] S. Girard *et al.*, « Combined High Dose and Temperature Radiation Effects on Multimode Silica-Based Optical Fibers », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 6, p. 4305-4313, déc. 2013, doi: 10.1109/TNS.2013.2281832.
- [138] A. Franco et F. C. e Silva, « High temperature magnetic properties of cobalt ferrite nanoparticles », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, n° 17, p. 172505, avr. 2010, doi: 10.1063/1.3422478.

- [139] S. Ouaiassa, A. Benyoussef, G. S. Abo, M. Ouaiassa, et M. Hafid, « Magnetization Study of Cobalt Ferrite by Mean Field Approximation », *Physics Procedia*, vol. 75, p. 792-801, 2015, doi: 10.1016/j.phpro.2015.12.103.
- [140] A. F. Fernandez *et al.*, « SCK-CEN gamma irradiation facilities for radiation tolerance assessment », in *IEEE Radiation Effects Data Workshop*, Phoenix, AZ, USA, 2002, p. 171-176. doi: 10.1109/REDW.2002.1045549.
- [141] P. Innocenzi *et al.*, « Densification of sol-gel silica thin films induced by hard X-rays generated by synchrotron radiation », *J Synchrotron Rad*, vol. 18, n° 2, p. 280-286, mars 2011, doi: 10.1107/S0909049510051666.
- [142] M. Bredol, D. Leers, L. Bosselaar, et M. Hutjens, « Improved model for OH absorption in optical fibers », *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, n° 10, p. 1536-1540, oct. 1990, doi: 10.1109/50.59193.
- [143] K. L. Routray, D. Sanyal, et D. Behera, « Gamma irradiation induced structural, electrical, magnetic and ferroelectric transformation in bismuth doped nanosized cobalt ferrite for various applications », *Materials Research Bulletin*, vol. 110, p. 126-134, févr. 2019, doi: 10.1016/j.materresbull.2018.10.019.
- [144] B. Malo, « POINT-BY-POINT FABRICATION OF MICRO-BRAGG GRATINGS IN PHOTSENSITIVE FIBRE USING SINGLE EXCIMER PULSE REFRACTIVE INDEX », *Electron. Lett.*, p. 2, 1993.
- [145] R. Li et M. Levy, « Bragg grating magnetic photonic crystal waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, n° 25, p. 251102, juin 2005, doi: 10.1063/1.1951059.

Publications

OFS 2020 (OFS27) :

A. Dufour, L. Bsawmaïi, D. Jamon, E. Marin, S. Neveu, S. Reynaud, S. Girard et F. Royer, « Micro-structured optical fiber functionalization with magnetic nanoparticles doped sol-gel matrix: application to an all-fiber magnetic field sensor », in *Optical Fiber Sensors Conference 2020 Special Edition*, Washington, DC, 2021, p. W4.8. doi: [10.1364/OFS.2020.W4.8](https://doi.org/10.1364/OFS.2020.W4.8), “papier de conference”

Journal of Lightwave Technology :

A. Dufour *et al.*, « All-Fiber Magneto-Optical Effect Using Nanoparticles Doped Sol-Gel Thin Film Deposited Within Microstructured Fibers », *J. Lightwave Technol.*, vol. 39, n° 17, p. 5604-5610, sept. 2021, doi: [10.1109/JLT.2021.3084359](https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3084359).

SPIE :

Alexis Dufour, Damien Jamon, Emmanuel Marin, Sophie Neveu, Frederic Arnould, Sylvain Girard, François Royer, "Transverse and longitudinal magneto-optical effects with a functionalized microstructured optical fiber," Proc. SPIE 12139, Optical Sensing and Detection VII, 121390T (17 May 2022); <https://doi.org/10.1117/12.2618286>

IEEE TNS :

Alexis Dufour, Damien Jamon, Emmanuel Marin, Sophie Neveu, Frederic Arnould, Sylvain Girard, François Royer, " Functionalized Microstructured Optical Fiber for Magnetic-field Sensing in Radiation Environments ," IEEE TNS, (soumis)

Conférences

GO2S Lyon :

A. Dufour *et al.*, « Micro-structured optical fiber functionalization applied to magnetic fields sensors », février 2020, “présentation orale”

Optique Dijon 2021 :

A. Dufour, L. Bsawmaïi, D. Jamon, E. Marin, S. Neveu, F. Arnould, S. Girard et F. Royer, « Microstructured Optical Fiber Functionalization With A Nanoparticles Doped Sol-Gel Thin Film Deposit For An All-Fiber Magneto-Optical Sensor », juillet 2021, “poster”

RADOPT 2021 :

A. Dufour, D. Jamon, E. Marin, S. Neveu, F. Arnould, H. Desjonquieres, S. Poirier, S. Girard et F. Royer, « Gamma-rays resistant magneto-optical fiber sensor », novembre 2021, “présentation orale”

SPIE Strasbourg 2022 :

Alexis Dufour, Damien Jamon, Emmanuel Marin, Sophie Neveu, Frederic Arnould, Sylvain Girard, François Royer, "Transverse and longitudinal magneto-optical effects with a functionalized microstructured optical fiber", May 2022, “présentation orale”

GO2S Bordeaux :

A. Dufour, D. Jamon, E. Marin, S. Neveu, F. Arnould, S. Girard et F. Royer, « All fiber magnetic field sensor with a functionalized microstructured optical fiber », juin 2022, “présentation orale”

NSREC 2022 :

A. Dufour, *D. Jamon, E. Marin, S. Neveu, F. Arnould, A. Morana, S. Girard et F. Royer*,
« Functionalized Microstructured Optical Fiber for Magnetic-field Sensing in Radiation
Environments », juillet 2022, “poster”

ARQUS Grenade 2022 :

A. Dufour, *D. Jamon, E. Marin, S. Neveu, F. Arnould, S. Girard et F. Royer*,
« Functionalization of a Microstructured Optical Fiber from a Sol-Gel Nanocomposite
Magnetic Material », septembre 2022, “présentation orale”