

UNIVERSITÉ DE LIMOGES
ÉCOLE DOCTORALE n°610
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2020

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline : Électronique des hautes fréquences, Photonique et Systèmes

présentée et soutenue par

Colman Buckley

**Conception et réalisation d'un
endomicroscope polarimétrique de Mueller
à fibre en vue d'une application
à l'aide au diagnostic médical *in vivo***

Thèse dirigée par Dominique Pagnoux

JURY :

Marie-Claire Schanne-Klein , Directrice de recherche CNRS Laboratoire d'Optique et Biosciences, Palaiseau	Rapporteure
Mehdi Alouini , Professeur des universités Institut Foton, Rennes	Rapporteur
Damien Kinet , Ingénieur de recherche Faculté Polytechnique de Mons	Examineur
Angelo Pierangelo , Ingénieur de recherche Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces, Palaiseau	Examineur
Vincent Couderc , Directeur de recherche CNRS Institut Xlim, Limoges	Examineur
Dominique Pagnoux , Chargé de recherche CNRS Institut Xlim, Limoges	Examineur
Marc Fabert , Ingénieur de recherche Institut Xlim, Limoges	Invité

« L'important est de ne jamais cesser de poser des questions. La curiosité a sa propre raison d'exister. On ne peut pas s'empêcher d'être émerveillé quand on contemple les mystères de l'éternité, de la vie, de la merveilleuse structure de la réalité. Il suffit d'essayer de comprendre chaque jour un peu de ce mystère. »

Albert Einstein

Remerciements

Je tiens à remercier Marie-Claire Schanne-Klein et Mehdi Alouini d'avoir pris le temps de rapporter les travaux et les résultats décrits dans ce manuscrit. Merci également à Angelo Pierangelo, Vincent Couderc et Marc Fabert d'avoir accepté d'examiner ces travaux. J'adresse un très grand merci à Damien Kinet d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et pour tout le travail qu'il a réalisé concernant la fabrication des réseaux de Bragg, qui ont constitué une partie essentielle de ma thèse.

Ma thèse à l'institut Xlim s'est déroulée dans un environnement très épanouissant à la fois scientifiquement et humainement grâce à plusieurs personnes à qui j'aimerais exprimer ma gratitude. En premier, je souhaite remercier très chaleureusement Dominique Pagnoux, mon directeur de thèse, pour m'avoir accompagné d'abord lors de mon stage de master 2 et lors de cette thèse. Je le remercie pour ses conseils avisés, pour avoir été si souvent disponible et pour les nombreuses discussions scientifiques que nous avons pu avoir et qui m'ont permis d'avancer. Je lui suis aussi très reconnaissant de m'avoir permis de participer à cette belle aventure qu'est le Scientibus.

Je tiens également à adresser tous mes remerciements à Jérémy Vizet, dont j'ai pris la suite sur le sujet de l'imagerie polarimétrique de Mueller endoscopique, pour avoir pris le temps de m'expliquer le fonctionnement du banc expérimental et pour sa disponibilité pour répondre à mes questions. Ensuite, je souhaite remercier Marc Fabert pour l'ensemble du travail qu'il a effectué concernant la réalisation de la microsonde ainsi que les programmes de commande et d'acquisition des données. Je remercie aussi Vytautas Kucikas pour sa participation à l'élaboration de ces programmes. Je suis reconnaissant envers Enric Garcia-Caurel et Julien Lumeau pour les simulations qu'ils ont réalisées pour ma thèse. Je souhaite remercier Olivier Prot pour les discussions que nous avons eues concernant les méthodes d'interpolation spatiale ainsi que Mireille Verdier, Anne Druilhe et Claire Lefort pour m'avoir fourni différents échantillons biologiques. Je veux aussi remercier Jean-Christophe Orlianges et Aurelian Crunteanu concernant les travaux que nous avons réalisés sur les microfils de VO_2 . Enfin, je remercie les membres de l'atelier mécanique pour la réalisation de pièces nécessaires au bon fonctionnement du banc expérimental.

Un très grand merci à Nathalie Buisson pour son aide précieuse concernant les tâches administratives et pour son soutien tout au long de la thèse. Je n'oublie pas de remercier

Guy Enriquez pour sa sympathie.

J'adresse mes sincères remerciements à Laurent Delage et Ludovic Grossard, que j'ai eus comme enseignants à l'IUT Mesures Physiques, pour m'avoir permis d'enseigner à mon tour. Ce fut une expérience très enrichissante. Je remercie également Vincent Kermène et Agnès Desfarges-Berthelemot de m'avoir accepté en stage en master 1 à l'institut Xlim. Ce stage m'a permis de découvrir le domaine de la recherche et m'a conforté dans l'idée de faire une thèse.

Ces années de thèse à Limoges n'auraient pas été aussi agréables sans la compagnie de plusieurs amis doctorants et post-doctorants. Je remercie Romain, toujours partant pour une nouvelle aventure, ainsi que Marie-Alicia et Baptiste, les spécialistes des escape games, et Shuwen pour les bons moments passés tous ensemble et pour m'avoir accompagné dans l'exploration du gouffre de Padirac. Merci également à Hugo, Étienne, Maxime, Flavien, Gabin, Thomas, Daddy Raph, Geoffroy, Rémi, Erwan, David, Pierre et Mostafa pour les moments très agréables partagés autour d'une bière, lors d'un foot ou lors de différentes activités et pour avoir si souvent souhaité mon anniversaire. Je remercie aussi Philippe notamment pour les soirées foot et en particulier une soirée mémorable de ligue des champions que nous n'oublierons pas de sitôt. Merci à mon collègue de bureau Christophe ainsi qu'à Patrick, Nadia, Céline, Jean-Régis, Nawel, Dia, Mathieu, Yann, Raphaël, Lova, Sidi, Sébastien, Martin, Matthieu, David, Charles-Henri, Yuye, Clara et tous ceux que j'ai eu le plaisir de côtoyer au cours de ma thèse. Je souhaite bonne continuation à Lynn, qui a pris la relève au sein du bureau P108, pour la suite de sa thèse. J'ai également une pensée pour les amis que j'ai pu rencontrer au cours de mes études et qui se sont aussi lancés dans l'aventure de la thèse : Alexis, Jérémy, Anthony, Étienne, Fred et Jehison.

Pour finir, je remercie très chaleureusement ma famille pour son soutien indéfectible et ses encouragements tout au long de mes études.

Table des matières

1	Formalismes décrivant la polarisation de la lumière et techniques polarimétriques	7
1.1	Les formalismes décrivant la polarisation de la lumière	7
1.1.1	La polarisation de la lumière	7
1.1.2	Les états de polarisation	8
1.1.3	Représentations mathématiques des états de polarisation	10
1.1.3.1	Le vecteur de Stokes	10
1.1.3.2	Le vecteur de Jones	13
1.1.3.3	La sphère de Poincaré	13
1.1.4	Présentation des différents effets polarimétriques	15
1.1.4.1	Le retard de phase	15
1.1.4.2	La diatténuation	20
1.1.4.3	La dépolarisation	22
1.1.5	Représentations mathématiques de la réponse polarimétrique	24
1.1.5.1	La matrice de Mueller	24
1.1.5.2	Décomposition des matrices de Mueller	28
1.2	Techniques polarimétriques	30
1.2.1	La polarimétrie de Stokes	30
1.2.2	La polarimétrie de Mueller	34
2	Techniques d'imagerie polarimétriques pour la caractérisation de tissus biologiques	39
2.1	Imagerie de tissus biologiques à l'aide de polariseurs et par polarimétrie de Stokes	39
2.2	Imagerie de tissus biologiques par polarimétrie de Mueller	43
2.3	Techniques endoscopiques pour l'imagerie polarimétrique	49
2.3.1	Techniques endoscopiques mesurant un seul effet polarimétrique	50
2.3.2	Polarimétrie de Mueller avec un endoscope rigide	53
2.3.3	Polarimétrie de Mueller avec des endoscopes flexibles	54
2.3.3.1	PSG et PSA à l'extrémité distale de l'endoscope	54
2.3.3.2	PSG et PSA à l'extrémité proximale de l'endoscope	57
2.4	Conclusion	64
3	Évaluation d'un scanner à miroirs galvanométriques pour la réalisation accélérée d'images polarimétriques par la méthode bichromatique	67
3.1	Mise au point d'une procédure accélérée d'acquisition des données	68
3.2	Caractérisations polarimétriques des éléments en aval de la fibre endoscopique	73

3.2.1	Le miroir dichroïque	74
3.2.2	Les miroirs galvanométriques	76
3.2.3	L'objectif télécentrique	81
3.2.4	Réalisation d'une image de Mueller avec le scanner	83
3.3	Caractérisations polarimétriques d'échantillons avec le scanner à miroirs galvanométriques	86
3.3.1	Un échantillon calibré : une lame d'onde $\lambda/8$	86
3.3.2	Un échantillon biologique : collagène de type I	88
3.4	Conclusion	89
4	Développement d'un endomicroscope pour l'imagerie polarimétrique de Mueller	91
4.1	Principe général de la microsonde	92
4.1.1	Détermination du cahier des charges concernant le filtre dichroïque intégré dans la microsonde	93
4.1.2	Architecture retenue pour la réalisation de la microsonde	97
4.2	Fabrication et caractérisation d'un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre monomode pour la mise en oeuvre de la méthode bichromatique	100
4.2.1	Généralités sur les réseaux de Bragg photoinscrits	100
4.2.2	Détermination des spécifications spectrales du réseau	102
4.2.3	Fabrication des réseaux de Bragg	104
4.2.4	Caractérisations polarimétriques des réseaux de Bragg fabriqués	110
4.2.5	Étude de la variation temporelle du RPLD au sein des réseaux de Bragg fabriqués	116
4.3	Réalisation d'une microsonde avec un microscanner à fibre résonnante	122
4.3.1	Le microscanner à fibre résonnante	122
4.3.1.1	Mécanisme de balayage	122
4.3.1.2	Construction d'une image en intensité	127
4.3.1.3	Choix de la modulation d'amplitude	128
4.3.1.4	Mécanisme de freinage et étude de la répétabilité du balayage	133
4.3.2	Choix de la micro-optique	135
4.3.3	Réalisation d'une image de Mueller avec l'endomicroscope	139
4.4	Caractérisations polarimétriques d'échantillons avec l'endomicroscope	141
4.4.1	Un échantillon calibré : une lame d'onde $\lambda/8$	141
4.4.2	Un échantillon biologique : collagène de type I	144
4.5	Conclusion	147
5	Mesure de la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode	149
5.1	Problématique de la mesure de la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode	150
5.1.1	Rappels sur la dépolarisation ; cas de la dépolarisation spatiale	150
5.1.2	Étude d'une solution pour évaluer la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode	155
5.2	Mesure de la dépolarisation spatiale de différents échantillons par la méthode de la somme des matrices des pixels voisins	161
5.2.1	Un échantillon non diffusant : une lame d'onde $\lambda/8$	161

5.2.2	Un échantillon très fortement diffusant : le Spectralon	163
5.2.3	Divers échantillons biologiques	167
5.3	Conclusion	176
A	La matrice de Jones	184
B	Expression mathématique du retard de phase d'un système optique constitué de deux éléments retardeurs linéaires en série	187

Introduction générale

Au 17^{ème} siècle, Antoni van Leeuwenhoek est un marchand de draps dans la ville de Delft située dans la république des Provinces-Unies devenues aujourd'hui les Pays-Bas. Grâce à la lecture du livre "Micrographia" du savant anglais Robert Hooke, il découvre le domaine naissant de la microscopie et a l'idée d'utiliser un microscope pour analyser la qualité des tissus de ses draps. De par sa maîtrise du polissage du verre, il crée des lentilles de très grande qualité et il conçoit le microscope le plus performant de l'époque. Il découvre ainsi des micro-organismes tels que les bactéries, les cellules du sang et il observe pour la première fois la circulation du sang dans les vaisseaux sanguins les plus fins (les capillaires). Ce sont les premiers pas de ce qui deviendra par la suite l'imagerie médicale. Au 19^{ème} siècle, à l'échelle macroscopique cette fois, le médecin anglais Richard Bright utilise la lumière d'une simple bougie pour faire des observations à l'œil nu au travers du crâne d'un patient hydrocéphale. Un autre médecin anglais, Thomas Curling, utilise le même procédé pour analyser des tumeurs dans les testicules. Bien que ces avancées aient eu lieu dans le domaine de l'optique, l'imagerie médicale a véritablement pris un essor considérable à partir de la découverte des rayons X et de la radioactivité à la fin du 19^{ème} siècle.

Très peu de temps après leur découverte par Wilhelm Röntgen en 1895, les rayons X sont utilisés du fait de leur grande capacité de pénétration pour visualiser par transillumination le squelette et pour réaliser les premiers dépistages de la tuberculose par radiographie des poumons. Le développement du scanner à rayons X dans les années 1970 a permis ensuite de réaliser des images 3D à partir de fines coupes 2D. De son côté, l'imagerie nucléaire d'émission est née en 1913 de l'idée du chimiste hongrois George de Hevesy de suivre le trajet d'un élément non-radioactif en l'associant à un élément radioactif et de détecter les radiations émises. Ce marquage permet de suivre l'élément non-radioactif après son injection dans le corps et d'imager les organes auxquels il se fixe.

D'autres techniques d'imagerie couramment employées en médecine de nos jours sont basées sur des phénomènes physiques différents telles que l'imagerie par résonance magnétique (IRM). Cette technique, développée dans les années 1970, est basée sur l'interaction des protons du corps humain (essentiellement ceux constituant le noyau des atomes d'hydrogène présents dans les molécules d'eau) avec un champ magnétique

intense. Elle permet d'étudier la morphologie des organes en réalisant des images 3D avec une résolution de l'ordre du millimètre. Une autre technique très répandue et peu coûteuse est l'échographie qui tire profit de la réflexion plus ou moins importante des ultrasons selon la densité des tissus pour réaliser des images de l'intérieur du corps.

Depuis 30 ans, de nombreuses techniques d'imagerie optique ont été développées et ont progressivement été utilisées en biologie et dans le domaine médical. Ces techniques sont basées sur différents types d'interactions de la lumière avec les tissus biologiques. Dans le cas de la tomographie optique diffuse, des tissus épais peuvent être imagés à partir de la lumière infrarouge multidiffusée qui a traversé les tissus. Les techniques de microscopie multiphotonique (ou microscopie non-linéaire), rendues possibles par l'invention des lasers à impulsions ultra-brèves (lasers femtosecondes), exploitent des processus non-linéaires tels que la fluorescence excitée à 2 photons, ou la génération de second et troisième harmonique. La tomographie optique cohérente (OCT), couramment employée en ophtalmologie, utilise quant à elle des techniques interférométriques. Une autre technique d'imagerie récemment mise au service de la caractérisation de tissus biologiques est l'imagerie polarimétrique qui consiste à mesurer les changements de la polarisation d'un faisceau lumineux sonde induits lors de l'interaction de ce faisceau avec les tissus. Parmi les différentes techniques polarimétriques existantes, la polarimétrie de Mueller est celle qui présente le plus d'intérêt car c'est la plus complète, au sens où elle est la seule permettant de déterminer l'ensemble des caractéristiques polarimétriques d'un tissu. De ces caractéristiques, on pourra tirer des informations sur la structuration de la matrice extracellulaire à l'échelle micrométrique.

Un grand nombre de travaux menés à travers le monde au cours des 20 dernières années ont montré que la polarimétrie de Mueller présente un grand intérêt pour aider au diagnostic précoce de diverses pathologies affectant la matrice extracellulaire, en particulier certains cancers. Une telle détection dans les premières phases de développement de la maladie est primordiale pour permettre d'engager le plus tôt possible un protocole thérapeutique ou interventionnel, afin d'améliorer les chances de guérison du patient. Plusieurs études récentes ont notamment montré que la polarimétrie de Mueller permet de révéler des contrastes polarimétriques entre des zones saines et des zones (pré) cancéreuses au niveau du côlon ou au niveau du col utérin.

Lorsqu'une anomalie est détectée dans un tissu, l'établissement d'un diagnostic passe par le prélèvement d'une petite partie de ce tissu (biopsie) et par un examen au microscope de fines coupes du tissu prélevé (examen anatomopathologique). Afin d'offrir une alternative à cet examen long et invasif, des techniques d'imagerie optique ont été adaptées à l'endoscopie en utilisant le plus souvent une fibre optique comme déport endoscopique. Cependant, dans le cas de l'imagerie polarimétrique, les modifications incontrôlées et incontrôlables des états de polarisation sondes et des états renvoyés par

le tissu (souvent appelé “échantillon” dans la suite), induites lors de la propagation de la lumière dans la fibre, sont un obstacle majeur à la réalisation d’une imagerie polarimétrique endoscopique. Pour résoudre ce problème, quelques rares solutions ont été proposées au cours des dix dernières années. Parmi celles-ci, une méthode à deux longueurs d’onde, que nous appellerons méthode bichromatique, a été démontrée à l’institut Xlim par Jérémy Vizet au cours de sa thèse en 2016, permettant de réaliser pour la première fois une caractérisation polarimétrique de Mueller à travers une fibre optique monomode. Cette méthode est fondée sur les mesures simultanées, à deux longueurs d’onde proches, de la réponse polarimétrique de la fibre seule et de l’ensemble “fibre + échantillon”. Un traitement mathématique adapté de ces deux mesures permet de s’affranchir de la contribution polarimétrique de la fibre et d’extraire la réponse polarimétrique recherchée de l’échantillon.

Cependant, dans l’état d’avancement qui était le sien à l’issue de cette thèse, la technique souffrait encore de plusieurs lacunes importantes : d’abord, à défaut de disposer d’un système de balayage miniaturisé compatible avec la méthode bichromatique, la méthode n’avait pu être démontrée que dans le cas de mesures ponctuelles ou en déplaçant le tissu cible devant la fibre endoscopique fixe ; en second lieu, la procédure mise en œuvre pour acquérir les données nécessaires à la réalisation des images polarimétriques nécessitait un temps très long (plusieurs dizaines de minutes par image, voire plusieurs heures), incompatible avec une application *in vivo* ; enfin, à cause du filtrage spatial opéré par la fibre, la méthode ne permettait pas d’évaluer la dépolarisation spatiale du tissu, alors que cette grandeur est d’une grande utilité pour appuyer certains diagnostics.

Les travaux de ma thèse, qui s’inscrivent dans la suite de ceux de Jérémy Vizet, ont pour objectif de concevoir et de réaliser un endomicroscope polarimétrique de Mueller pour l’imagerie déportée par fibre de tissus biologiques, fondé sur la méthode bichromatique, et comblant toutes les lacunes énumérées ci-dessus. Autrement dit, le but de mes travaux sera de proposer un dispositif capable de réaliser des images de Mueller complètes, incluant la dépolarisation spatiale, à cadence élevée (plusieurs dizaines d’images par minute), et par voie endoscopique. Ce travail nécessitera notamment la conception d’une microsonde rapide, autorisant la mise en œuvre de la méthode bichromatique, et de dimensions compatibles avec les exigences de l’endoscopie.

Ce manuscrit est constitué de 5 chapitres. Dans le **chapitre 1**, nous présenterons les différents formalismes mathématiques employés dans le domaine de la polarimétrie pour décrire les états de polarisation de la lumière et la réponse polarimétrique d’un échantillon. Nous insisterons sur les deux principaux types de polarimétrie : la polarimétrie de Stokes et la polarimétrie de Mueller qui est mise en œuvre dans cette thèse.

Le **chapitre 2** sera consacré à un état de l’art sur l’imagerie polarimétrique et plus particulièrement sur l’imagerie polarimétrique de Mueller appliquée à la caractérisation

de tissus biologiques. Dans la seconde partie du chapitre, les différentes techniques endoscopiques rapportées dans la littérature pour permettre des caractérisations polarimétriques déportées seront décrites. Nous mettrons l'accent sur la méthode bichromatique que nous utilisons dans cette thèse afin de réaliser des images de Mueller à travers une fibre optique monomode.

Dans le **chapitre 3**, nous décrirons la mise au point d'une procédure accélérée d'acquisition des données avec le polarimètre de Mueller en vue de permettre de produire des images polarimétriques à une cadence compatible avec les besoins de l'imagerie *in vivo*. Nous testerons cette nouvelle procédure d'acquisition, en réalisant des images à l'aide d'un scanner à miroirs galvanométriques. Nous compléterons ce travail en caractérisant polarimétriquement chaque élément composant ce scanner afin d'évaluer l'influence de la réponse polarimétrique globale de ce système de balayage sur les images polarimétriques obtenues. Cette étude guidera le choix de la technique de balayage finalement retenue pour notre endomicroscope polarimétrique.

Le **chapitre 4** sera dédié au développement d'une microsonde, située à l'extrémité distale de la fibre endoscopique, de dimensions suffisamment petites pour être utilisée en endoscopie, et permettant la mise en œuvre de la méthode bichromatique. Pour cela, la fibre devra intégrer un filtre dichroïque spécifique, très sélectif spectralement et dont la réponse polarimétrique n'affecte pas la mesure au-delà des limites fixées par le cahier des charges. La réalisation et les caractérisations spectrale et polarimétrique de ce composant clé feront l'objet d'une étude approfondie. Dans une deuxième partie, nous décrirons la conception et la fabrication de la microsonde. Nous mettrons l'accent sur la mise au point du système de balayage rapide (microscanner) inclus dans cette microsonde et sur l'optimisation de la figure de balayage. Enfin, avec ce dispositif, nous réaliserons des images polarimétriques d'un objet de phase connu et d'un échantillon biologique. Ces images nous permettront de tirer des conclusions sur les performances de l'endomicroscope.

Dans le **chapitre 5**, nous nous intéresserons à la problématique de la mesure de la dépolarisation spatiale à travers la fibre optique monomode que nous utilisons comme moyen de déport endoscopique. Après avoir expliqué en quoi la fibre empêche une mesure directe, nous proposerons une solution pour contourner ce problème. Nous nous appuyerons sur des simulations qui nous permettront d'étudier l'évolution de la dépolarisation spatiale en fonction de la variété de la réponse polarimétrique en différents points d'un échantillon. Par la suite, nous caractériserons expérimentalement un échantillon référencé avec notre méthode et nous comparerons la dépolarisation que nous avons trouvée avec celle publiée dans la littérature. Enfin, nous caractériserons aussi divers échantillons biologiques (muscle, tendon) dont les caractéristiques de dépolarisation sont inconnues et nous discuterons les résultats obtenus.

Chapitre 1

Formalismes décrivant la polarisation de la lumière et techniques polarimétriques

Sommaire

1.1	Les formalismes décrivant la polarisation de la lumière	7
1.1.1	La polarisation de la lumière	7
1.1.2	Les états de polarisation	8
1.1.3	Représentations mathématiques des états de polarisation	10
1.1.4	Présentation des différents effets polarimétriques	15
1.1.5	Représentations mathématiques de la réponse polarimétrique .	24
1.2	Techniques polarimétriques	30
1.2.1	La polarimétrie de Stokes	30
1.2.2	La polarimétrie de Mueller	34

1.1 Les formalismes décrivant la polarisation de la lumière

1.1.1 La polarisation de la lumière

En décembre 1864, le physicien écossais James Clerk Maxwell présenta à la Royal Society un article en sept parties intitulé “A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field” où il décrivait ce qu’il appelait “la théorie électromagnétique de la lumière” [1]. Selon cette théorie, toujours en vigueur aujourd’hui, la lumière est une onde électromagnétique qui correspond à la superposition d’un champ électrique et d’un champ

magnétique perpendiculaires entre eux et oscillant de façon périodique temporellement et spatialement. La longueur d'onde λ correspond à la période spatiale des oscillations. L'onde électromagnétique est dite transversale car les oscillations se produisent dans le plan d'onde, c'est-à-dire dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. La polarisation de la lumière caractérise l'évolution temporelle de la direction d'oscillation du champ électrique dans le plan d'onde [2].

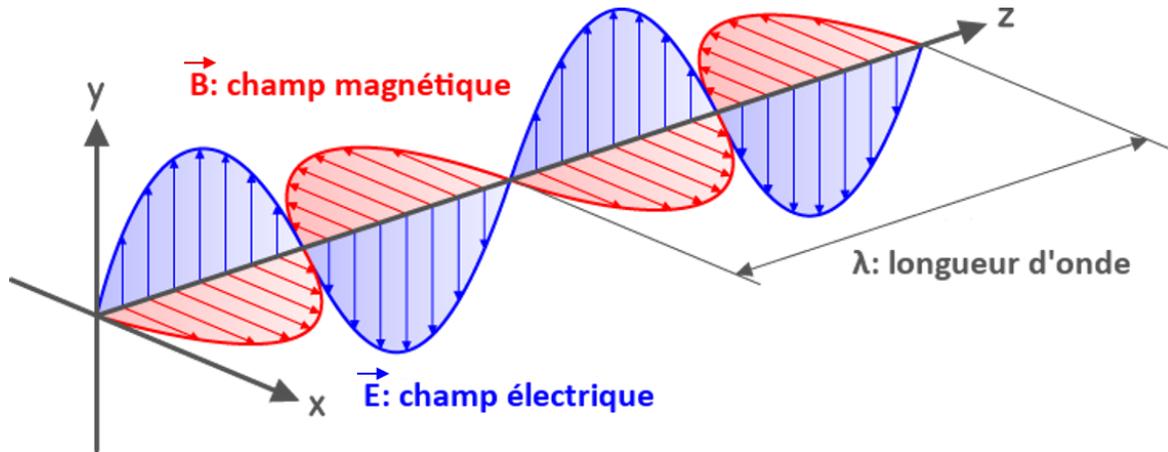


FIGURE 1.1 – Représentation d'une onde électromagnétique se propageant suivant la direction z . Extrait de [3].

1.1.2 Les états de polarisation

Le vecteur champ électrique $\vec{\mathbf{E}}(\mathbf{z}, \mathbf{t})$ d'une onde électromagnétique monochromatique, de pulsation ω et de longueur d'onde λ se propageant suivant z , peut être décomposé dans le plan d'onde en une somme de deux vecteurs suivant deux directions x et y perpendiculaires choisies arbitrairement [4] :

$$\vec{\mathbf{E}}(\mathbf{z}, \mathbf{t}) = \vec{\mathbf{E}}_0 e^{i(\omega t - kz)} = \vec{\mathbf{E}}_x(\mathbf{z}, \mathbf{t}) + \vec{\mathbf{E}}_y(\mathbf{z}, \mathbf{t}) = E_x(z, t)\mathbf{e}_x + E_y(z, t)\mathbf{e}_y \quad (1.1)$$

où \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y sont respectivement les vecteurs unitaires des axes x et y . Le vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}$ est porté par la direction de propagation de l'onde et la norme de ce vecteur est définie par l'expression $k = 2\pi/\lambda$. Les composantes réelles du vecteur $\vec{\mathbf{E}}(\mathbf{z}, \mathbf{t})$ sont :

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= E_{0x} \cos(\omega t - kz - \phi_x) \\ E_y(z, t) &= E_{0y} \cos(\omega t - kz - \phi_y) \end{aligned} \quad (1.2)$$

où E_{0x} et E_{0y} sont respectivement les amplitudes des composantes $E_x(z, t)$ et $E_y(z, t)$ tandis que ϕ_x et ϕ_y sont les phases de ces composantes à l'origine. Après avoir éliminé le

terme de propagation ($\omega t - kz$), on obtient la relation suivante :

$$\frac{E_x^2(z, t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(z, t)}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x(z, t)E_y(z, t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \phi = \sin^2 \phi \quad (1.3)$$

$\phi = \phi_y - \phi_x$ correspond au déphasage entre les deux composantes $E_x(z, t)$ et $E_y(z, t)$. Par convention, ce déphasage est compris dans l'intervalle $[-\pi, +\pi]$. L'équation 1.3 est celle d'une ellipse appelée l'ellipse de polarisation. Selon les valeurs du déphasage et des amplitudes des deux composantes transverses, le vecteur champ électrique \vec{E} décrit au cours du temps différentes trajectoires dans le plan d'onde correspondant à différents états de polarisation.

L'état de polarisation elliptique représente le cas le plus général. Le sens de rotation de l'ellipse est défini pour un observateur voyant arriver l'onde vers lui :

- si $0 < \phi < \pi$, le sens de rotation de l'ellipse correspond au sens horaire et l'état de polarisation est appelé "elliptique droit" ;
- si $-\pi < \phi < 0$, le sens de rotation de l'ellipse correspond au sens anti-horaire et l'état de polarisation est appelé "elliptique gauche".

Parmi tous les états de polarisation possibles, on distingue deux cas particuliers :

- si $\phi = -\pi/2$ ou $\phi = +\pi/2$ avec $E_{0x} = E_{0y}$, l'état de polarisation est dit respectivement "circulaire gauche" ou "circulaire droit" car l'ellipse de polarisation décrit un cercle ;
- si $\phi = 0$ ou $\phi = \pi$, l'état de polarisation est dit "rectiligne" car l'ellipse de polarisation se ramène à un segment de droite.

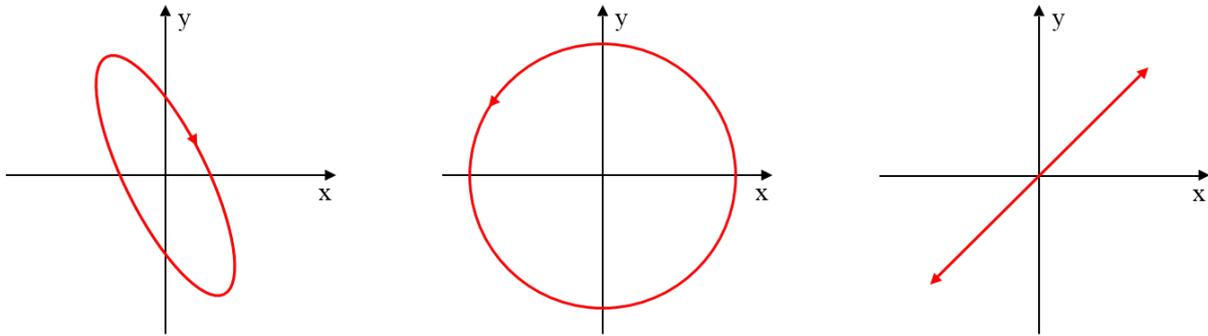


FIGURE 1.2 – États de polarisation elliptique, circulaire et rectiligne.

Lorsque les amplitudes E_{0x} et E_{0y} ainsi que le déphasage ϕ évoluent de manière aléatoire, les composantes transverses E_x et E_y du champ électrique sont indépendantes entre elles. Dans ce cas, la trajectoire du champ électrique dans le plan d'onde n'est pas déterministe. En conséquence, l'état de polarisation change aléatoirement, de manière plus

ou moins rapide, au cours du temps et la lumière est dite plus ou moins dépolarisée. C'est le cas de la lumière du Soleil ainsi que celle émise par différentes sources lumineuses telles que les lampes à incandescence ou les diodes électroluminescentes.

1.1.3 Représentations mathématiques des états de polarisation

1.1.3.1 Le vecteur de Stokes

Au début du 19^{ème} siècle, Augustin Fresnel et François Arago réalisèrent plusieurs expériences afin de déterminer l'influence de la polarisation de la lumière dans les expériences sur les interférences des ondes lumineuses de Thomas Young [5]. Ils établirent quatre lois expliquant les résultats de leurs expériences mais Fresnel ne parvint pas à les formuler mathématiquement car il s'appuyait sur une théorie ondulatoire dans laquelle intervenaient une amplitude et une phase données de l'onde lumineuse, c'est-à-dire dans laquelle la lumière était considérée comme totalement polarisée.

En 1852, le physicien et mathématicien irlandais George Stokes publia un article dans lequel il développa un formalisme permettant de décrire à la fois la lumière polarisée, la lumière partiellement polarisée et la lumière totalement dépolarisée [6]. Au lieu d'utiliser une description de la lumière à partir de l'amplitude et de la phase de l'onde lumineuse, il développa une description à partir de l'intensité lumineuse qui est une quantité facilement mesurable et observable. Le vecteur champ électrique décrit l'ellipse de polarisation dans un intervalle de temps de l'ordre de 10^{-15} s. Or il n'y a pas de détecteur avec un temps de réponse τ suffisamment court pour suivre le tracé de l'ellipse de polarisation. Seule l'intensité lumineuse I , qui est proportionnelle à la moyenne temporelle du carré de la norme du champ électrique $\vec{\mathbf{E}}$, est détectable.

$$I \propto \langle \|\vec{\mathbf{E}}\|^2 \rangle_{>\tau} \quad (1.4)$$

Stokes démontra que n'importe quel état de polarisation peut être décrit à partir de quatre quantités mesurables correspondant à des intensités lumineuses. Ces paramètres appelés les paramètres de Stokes peuvent être obtenus à partir de la moyenne temporelle de l'équation 1.3 :

$$\frac{\langle E_x^2(z, t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(z, t) \rangle}{E_{0y}^2} - 2 \frac{\langle E_x(z, t) E_y(z, t) \rangle}{E_{0x} E_{0y}} \cos \phi = \sin^2 \phi \quad (1.5)$$

La moyenne temporelle des composantes transverses du champ électrique donne :

$$\langle E_x(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}^2 \quad (1.6)$$

$$\langle E_y(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0y}^2 \quad (1.7)$$

$$\langle E_x(z, t) E_y(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x} E_{0y} \cos \phi \quad (1.8)$$

En utilisant les expressions 1.6, 1.7 et 1.8, l'équation 1.5 peut être mise sous la forme suivante :

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2)^2 - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2)^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \phi)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \phi)^2 \quad (1.9)$$

Les quantités entre parenthèses sont des intensités lumineuses qui correspondent aux paramètres de Stokes notés S_i ($0 \leq i \leq 3$) :

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (1.10)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (1.11)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \quad (1.12)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \quad (1.13)$$

L'équation 1.9 s'écrit alors simplement de la manière suivante :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (1.14)$$

Le premier paramètre S_0 correspond à l'intensité totale de la lumière tandis que les trois autres paramètres S_1, S_2 et S_3 caractérisent l'état de polarisation. Lorsque la lumière est partiellement polarisée ou totalement dépolarisée, l'équation 1.14 devient une inégalité :

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (1.15)$$

Les paramètres de Stokes permettent aussi d'évaluer le degré de polarisation DOP (Degree Of Polarization en anglais) d'une onde lumineuse :

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad 0 \leq DOP \leq 1 \quad (1.16)$$

Pour une lumière totalement polarisée, le DOP est égal à 1. Il est inférieur à 1 pour une lumière partiellement polarisée et il est égal à 0 pour une lumière totalement dépolarisée.

Les quatres paramètres de Stokes peuvent être rassemblés en un vecteur colonne nommé “vecteur de Stokes”, caractéristique de l’état de polarisation :

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \end{bmatrix} \quad (1.17)$$

Les paramètres de Stokes peuvent être obtenus à partir de plusieurs mesures en intensité :

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_R - I_L \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

où I_H , I_V , I_{45} , I_{-45} sont respectivement les intensités portées par les contributions à l’onde polarisées rectilignement, respectivement dans les directions horizontale, verticale, à $+45^\circ$ et à -45° . I_R et I_L sont les intensités portées par les contributions à l’onde polarisées circulairement respectivement dans le sens droit et gauche. Le paramètre S_1 décrit la part du champ électrique ayant une polarisation linéaire horizontale ou verticale. Le paramètre S_2 décrit la part du champ électrique ayant une polarisation linéaire avec une orientation de $+45^\circ$ ou -45° . Enfin, le paramètre S_3 caractérise la part du champ électrique ayant une polarisation circulaire gauche ou droite.

Sachant que $I_H + I_V = I_{45} + I_{-45} = I_R + I_L$, le vecteur de Stokes peut être obtenu avec seulement quatre mesures en intensité :

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ 2I_{45} - (I_H + I_V) \\ 2I_R - (I_H + I_V) \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

En général, le vecteur de Stokes est normalisé par rapport au paramètre S_0 correspondant à l’intensité totale :

$$\vec{S} = S_0 \begin{bmatrix} 1 \\ s_1/s_0 \\ s_2/s_0 \\ s_3/s_0 \end{bmatrix} \quad (1.20)$$

1.1.3.2 Le vecteur de Jones

Beaucoup plus tard, dans les années 1940, Robert Clark Jones publia une série de huit articles sous le titre “A New Calculus for the Treatment of Optical Systems” [7] dans lesquels il développa un formalisme matriciel permettant de décrire les transformations subies par un état de polarisation donné lors de sa propagation à travers différents éléments optiques. Dans ce formalisme, l’état de polarisation d’une onde lumineuse est représenté sous la forme d’un vecteur colonne $\vec{\mathbf{J}}$, appelé “vecteur de Jones”, contenant les amplitudes E_{0x} , E_{0y} des composantes transverses du vecteur champ électrique ainsi que le déphasage ϕ entre ces deux composantes.

$$\vec{\mathbf{J}} = \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{i\phi} \end{bmatrix} \quad (1.21)$$

En général, le vecteur de Jones est présenté sous sa forme normalisée :

$$\vec{\mathbf{J}}_{\mathbf{n}} = \frac{1}{\sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{i\phi} \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

Comme pour la théorie ondulatoire de la lumière de Fresnel, le formalisme de Jones est basé sur une description de la lumière à partir de l’amplitude et de la phase de l’onde lumineuse. Il ne s’applique donc qu’à des ondes totalement polarisées. Dans la suite de cette thèse, nous aurons affaire très souvent à des ondes partiellement dépolarisées et donc nous n’utiliserons pas le formalisme de Jones.

1.1.3.3 La sphère de Poincaré

Dans le tome 2 de son ouvrage “Théorie Mathématique de la Lumière” publié en 1892 [8], le physicien et mathématicien Henri Poincaré propose une représentation en trois dimensions des états de polarisation. Chaque état peut être représenté par un point P sur ou à l’intérieur d’une sphère de rayon unité appelée “sphère de Poincaré”. Les coordonnées angulaires du point P correspondent à deux paramètres de l’ellipse de polarisation : l’angle d’ellipticité¹ ε (caractérisant la forme de l’ellipse) et l’azimut α (caractérisant l’orientation de l’ellipse).

La position du point P peut également être définie à partir des paramètres de Stokes. Le trièdre $OS_1S_2S_3$, représenté sur la figure 1.4, constitue un repère cartésien dont l’origine est le point O. Ainsi les coordonnées du point P sont les paramètres de Stokes S_1 , S_2 , S_3 normalisés par S_0 , S_0 ($0 \leq S_0 \leq 1$) étant la distance du point P au centre de la sphère.

1. L’ellipticité e correspond au rapport du demi-petit axe b sur le demi-grand axe a de l’ellipse de polarisation : $e = \frac{b}{a} = \tan \varepsilon$.

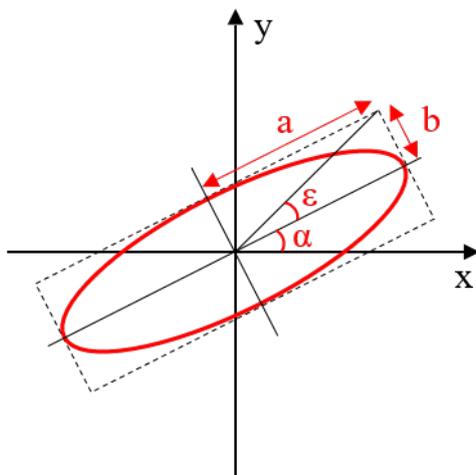


FIGURE 1.3 – Ellipse de polarisation de demi-grand axe a et de demi-petit axe b avec un angle d’ellipticité ε et un azimut α .

Les paramètres de Stokes sont reliés à l’angle d’ellipticité ε et à l’azimut α de l’ellipse de polarisation par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha \\
 S_2 &= \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha \\
 S_3 &= \sin 2\varepsilon
 \end{aligned}
 \tag{1.23}$$

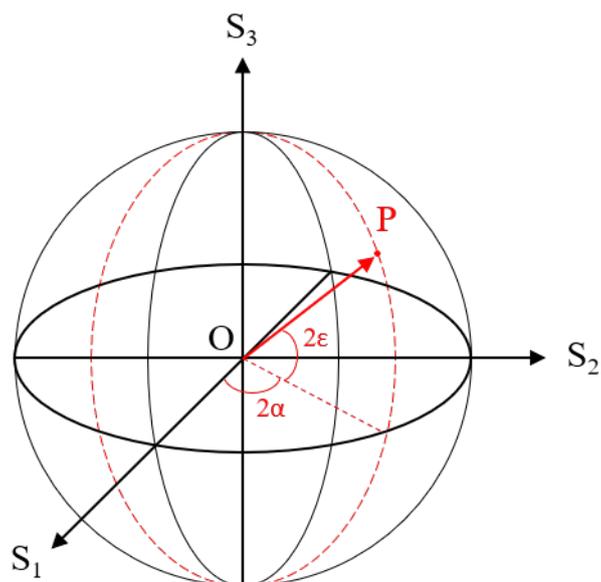


FIGURE 1.4 – Sphère de Poincaré.

Les différents lieux de la sphère de Poincaré sont associés à des états de polarisation particuliers :

- l'équateur ($2\varepsilon = 0$) correspond aux états de polarisation linéaires ;
- le pôle sud ($2\varepsilon = -\pi/2$) et le pôle nord ($2\varepsilon = +\pi/2$) correspondent respectivement à la polarisation circulaire gauche et à la polarisation circulaire droite ;
- les points positionnés sur un même parallèle représentent les ellipses ayant la même ellipticité mais des azimuts différents, c'est-à-dire avec différentes orientations ;
- les points placés sur un même méridien représentent les états de polarisation ayant le même azimut mais des ellipticités différentes.

La distance OP correspond au degré de polarisation de la lumière. Ainsi une lumière partiellement polarisée est représentée par un point P situé à l'intérieur de la sphère. Lorsque ce point P est confondu avec le centre O de la sphère, la lumière est totalement dépolarisée.

1.1.4 Présentation des différents effets polarimétriques

L'état de polarisation d'un faisceau lumineux peut être modifié lors de sa propagation à travers des éléments optiques ou lors de son interaction avec différents milieux tels que les tissus biologiques. Ces éléments et milieux peuvent induire trois effets polarimétriques différents : le retard de phase, la diatténuation et la dépolarisation.

1.1.4.1 Le retard de phase

Un retard de phase apparaît lorsque les deux composantes orthogonales du vecteur champ électrique ne se propagent pas avec la même vitesse de phase. Un retard de phase peut être engendré :

- par la biréfringence linéaire ou circulaire due à une anisotropie intrinsèque ou induite au sein d'un matériau ;
- lors d'une réflexion au niveau d'une interface entre deux milieux différents.

La biréfringence linéaire

Lorsque la lumière se propage à travers un milieu isotrope, elle se déplace à la même vitesse de phase quel que soit son état de polarisation. Ce type de milieu présente des propriétés invariantes en fonction de la direction et possède un indice de réfraction indépendant de la polarisation. Au contraire, dans les milieux anisotropes la vitesse de phase n'est pas la même suivant l'état de polarisation. Les milieux caractérisés par deux indices de réfraction associés à deux directions de polarisation orthogonales sont nommés

biréfringents linéaires. Seules des polarisations rectilignes parallèles à ces deux directions appelées “axes neutres” peuvent se propager sans modification.

L’indice le plus faible et l’indice le plus élevé s’appellent respectivement n_{rapide} et n_{lent} car la vitesse de phase v_ϕ est inversement proportionnelle à l’indice vu par l’onde ($v_\phi = c/n$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide et n l’indice de réfraction). Les deux états de polarisation rectilignes correspondant aux axes neutres sont appelés les “états propres de polarisation” du milieu. L’anisotropie d’indice, caractérisée par la biréfringence linéaire du milieu $\Delta n_l = n_{lent} - n_{rapide}$, entraîne un déphasage δ_l entre les états propres lors de la propagation de la lumière à travers le milieu d’épaisseur e :

$$\delta_l = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_l e \quad (1.24)$$

Les matériaux présentant de la biréfringence linéaire sont appelés des retardeurs ou déphaseurs linéaires. Parmi les matériaux anisotropes, les cristaux dits “uniaxes” possèdent deux indices de réfraction différents. La calcite et le quartz sont des cristaux de ce type. Il existe aussi les cristaux biaxes tels que le mica qui possèdent trois indices de réfraction différents [2]. A l’aide de ces matériaux, on fabrique des éléments appelés lames d’onde ou lames de phase dont la fonction est de créer un retard de phase linéaire bien déterminé. Les deux types de lames d’onde les plus utilisées sont la lame demi-onde ($\delta_l = \pi$) et la lame quart-d’onde ($\delta_l = \pi/2$).

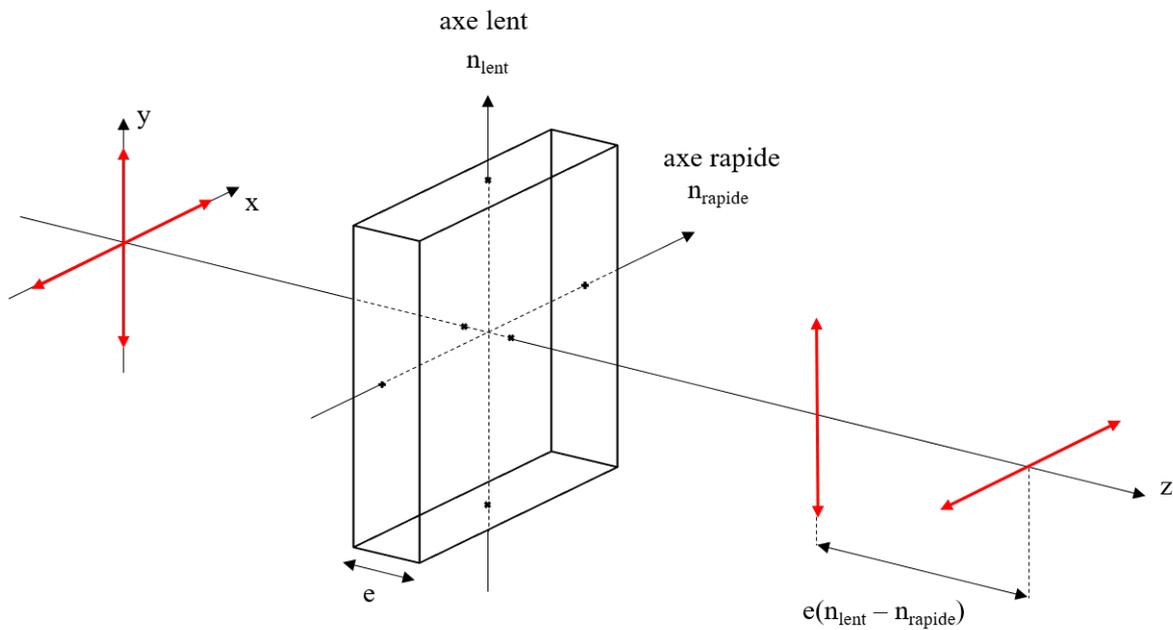


FIGURE 1.5 – Élément biréfringent linéaire introduisant une différence de chemin optique $e(n_{lent} - n_{rapide})$ et par conséquent un retard de phase linéaire $\delta_l = \frac{2\pi}{\lambda} e(n_{lent} - n_{rapide})$ entre les deux états propres de polarisation rectilignes orthogonaux du milieu.

Un matériau isotrope peut devenir linéairement biréfringent et un matériau initialement anisotrope peut voir sa biréfringence modifiée sous l'effet de contraintes ou de phénomènes extérieurs [2][4]. Ces modifications peuvent être dues à :

- l'application d'un champ électrique. La biréfringence induite est alors causée par des effets électro-optiques qui peuvent être linéaires (effet Pockels) ou non-linéaires (effet Kerr statique²) par rapport au champ électrique appliqué ;
- l'application d'un champ magnétique qui engendre des effets magnéto-optiques tels que l'effet Cotton-Mouton ;
- des effets photo-élastiques résultant de l'application de contraintes mécaniques latérales.

La biréfringence induite au sein d'un matériau peut être contrôlée et être utilisée pour fabriquer différents composants optiques. Par exemple, l'effet Pockels entraîne une modification de la biréfringence linéaire d'un matériau anisotrope tel que le niobate de lithium. Il est alors possible de créer des lames d'onde avec un retard linéaire variable permettant de concevoir des modulateurs de phase ou d'intensité. La biréfringence intrinsèque des cristaux liquides peut également être modifiée sous l'effet d'un champ électrique [9].

La biréfringence circulaire

Lorsqu'un élément présente une biréfringence circulaire pure, les états propres de polarisation de cet élément sont les états circulaires gauche et droit. La polarisation circulaire gauche se propage au sein du matériau en voyant un indice de réfraction n_g tandis que la polarisation circulaire droite voit un indice de réfraction n_d différent (anisotropie circulaire). La biréfringence circulaire est alors définie par $\Delta_{nc} = |n_g - n_d|$. Le déphasage obtenu entre les deux états propres en sortie d'un élément biréfringent circulaire d'épaisseur e est égal à :

$$\delta_c = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_{nc} e \quad (1.25)$$

La biréfringence circulaire entraîne une modification de l'angle d'azimut de l'ellipse de polarisation, ce qui correspond à une rotation de l'état de polarisation incident. L'angle de rotation, appelé aussi pouvoir rotatoire, est proportionnel à la valeur de la biréfringence circulaire, à l'épaisseur du milieu traversé et inversement proportionnel à la longueur d'onde :

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda} \Delta_{nc} e = \frac{\delta_c}{2} \quad (1.26)$$

2. Il faut distinguer l'effet Kerr statique créé par l'application d'un champ électrique statique et l'effet Kerr optique créé par le champ électrique de l'onde lumineuse elle-même.

L'anisotropie circulaire est présente dans de nombreux milieux biologiques. Les sucres (par exemple le glucose et le fructose) ou la kératine (protéine présente notamment dans l'épiderme, les poils et les ongles des mammifères) en font partie. Les molécules chirales, c'est-à-dire des molécules qui ne sont pas superposables à leur image dans un miroir plan, qui composent ces milieux sont à l'origine de leur anisotropie circulaire. Les deux formes d'une molécule chirale appelées énantiomères ont un pouvoir rotatoire opposé. La mesure du pouvoir rotatoire d'éléments présents en solution permet de déterminer la concentration de ces éléments. Par exemple, une étude récente montre le potentiel de cette mesure pour évaluer de manière non invasive *in situ* la concentration en glucose dans l'humeur aqueuse de l'oeil chez des patients diabétiques [10]. À noter que le choix d'un énantiomère pour la conception d'un médicament est primordial car les deux énantiomères d'une molécule chirale ne possèdent pas les mêmes effets thérapeutiques [11].

La biréfringence circulaire peut également être induite dans un matériau isotrope soumis à une torsion. Elle peut aussi apparaître dans certains matériaux isotropes soumis à un champ magnétique. Dans ce cas, une onde polarisée rectilignement se propageant dans la direction du champ magnétique subit une rotation qui dépend linéairement de l'amplitude du champ magnétique, de la nature du matériau ainsi que de la longueur du matériau traversé. Cet effet magnéto-optique est l'effet Faraday.

Retard de phase introduit lors d'une réflexion sur une interface

Comme on le verra plus loin (chapitre 3), nous avons consacré le tout début de la partie expérimentale de cette thèse à la mise au point d'une méthode d'acquisition rapide des données pour réaliser des images polarimétriques. Pour ce travail, nous avons utilisé un scanner à miroirs galvanométriques dans lequel un faisceau lumineux sonde et la lumière renvoyée par la cible à analyser sont réfléchis par des miroirs mobiles sous incidence oblique. L'effet de ces réflexions sur la polarisation sera donc à prendre en considération. C'est pourquoi nous consacrons la fin de cette section à une discussion quelque peu détaillée concernant les déphasages intervenant à l'interface entre deux milieux.

Lorsqu'un faisceau lumineux arrive à l'interface entre deux milieux transparents d'indices de réfraction différents, une partie du faisceau est transmise en étant réfractée et l'autre partie du faisceau est réfléchi. Les coefficients de transmission et de réflexion sont appelés les coefficients de Fresnel. Ils permettent de déterminer l'amplitude et la phase de l'onde transmise ainsi que celles de l'onde réfléchi. Lorsque le faisceau lumineux arrive avec une incidence normale à l'interface entre deux milieux, les états de polarisation des faisceaux transmis et réfléchi sont identiques à l'état de polarisation incident. Pour un autre angle d'incidence il faut distinguer deux cas :

- le cas où le champ électrique incident est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence, la polarisation est alors dite transverse électrique (TE) ou de type S ;

- le cas où le champ électrique incident est polarisé parallèlement au plan d'incidence, la polarisation est dite transverse magnétique (TM) ou de type P.

L'état de polarisation d'un faisceau incident peut être décomposé suivant les deux polarisations rectilignes orthogonales S et P comme cela est représenté dans la figure 1.6³.

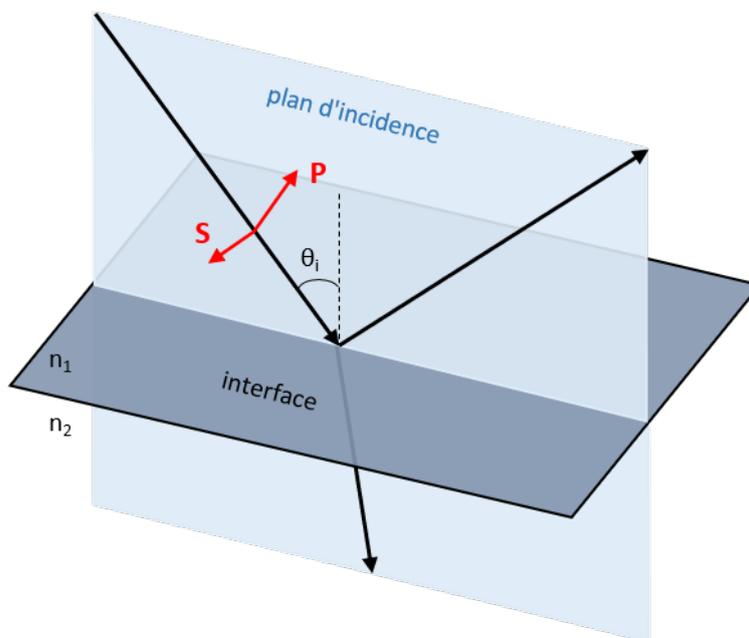


FIGURE 1.6 – Réflexion et transmission d'une onde lumineuse à l'interface entre deux milieux.

Le faisceau réfracté à l'interface entre deux milieux isotropes ne subit aucun retard de phase linéaire entre les états de polarisation S et P. Par contre, un retard de phase linéaire peut être créé entre les états de polarisation S et P lors de la réflexion d'une onde lumineuse à l'interface entre deux milieux même s'ils sont isotropes. La valeur du retard δ_l dépend des valeurs des indices de réfraction n_1 et n_2 des deux milieux et de la valeur de l'angle d'incidence θ_i [2][12] :

- lorsque $n_1 < n_2$, la lumière se propage d'un milieu possédant un indice de réfraction plus faible vers un milieu d'indice plus élevé :
 - $\delta_l = 0^\circ$ lorsque $\theta_i \leq \theta_b$ où l'angle $\theta_b = \arctan(n_2/n_1)$ est l'angle de Brewster, qui correspond à l'angle pour lequel le coefficient de réflexion en amplitude de l'état de polarisation P est nul ;
 - $\delta_l = 180^\circ$ lorsque $\theta_i > \theta_b$;

3. S pour "senkrecht" et P pour "parallel" signifiant respectivement perpendiculaire et parallèle en allemand.

- lorsque $\mathbf{n}_1 > \mathbf{n}_2$, la lumière se propage d'un milieu d'indice de réfraction plus élevé vers un milieu d'indice plus faible :
 - $\delta_l = 0^\circ$ lorsque $\theta_i \leq \theta_b$;
 - $\delta_l = 180^\circ$ lorsque $\theta_b < \theta_i \leq \theta_c$ où $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ est l'angle critique, au-dessus duquel l'onde incidente est totalement réfléchié ;
 - $\delta_l > 0^\circ$ lorsque $\theta_i > \theta_c$.

Fresnel tira profit du retard de phase linéaire créé lors du phénomène de réflexion totale ($n_1 > n_2$ et $\theta_i > \theta_c$) pour fabriquer un élément retardeur couramment appelé le parallélépipède de Fresnel. Cet élément permet de transformer un état de polarisation rectiligne en un état de polarisation circulaire grâce au retard linéaire créé lors de deux réflexions totales à l'intérieur d'un parallélépipède de verre.

Un retard de phase peut aussi être engendré lors de la réflexion d'un faisceau incident sur des matériaux conducteurs tels que les métaux et les semi-conducteurs. Cependant, il faut noter que les coefficients de Fresnel établis dans les milieux diélectriques pour l'onde transmise ne sont plus applicables dans le cas d'une réflexion sur des matériaux conducteurs car l'onde incidente est très fortement atténuée au sein de ces matériaux qui possèdent un indice de réfraction complexe $n' = n + i\kappa$ avec n l'indice de réfraction réel et κ le coefficient d'absorption⁴.

1.1.4.2 La diatténuation

La diatténuation est la capacité d'un élément optique à atténuer différemment deux états de polarisation. Elle peut être engendrée par une anisotropie d'absorption et également lors de la réflexion ou de la transmission de la lumière entre deux milieux différents. Un élément diatténuateur est caractérisé par deux états propres de polarisation orthogonaux transmis avec des coefficients de transmission en amplitude α_{min} et α_{max} ou en intensité T_{min} et T_{max} différents : $\alpha_{min}^2 = T_{min}$ et $\alpha_{max}^2 = T_{max}$ (avec $T_{max} > T_{min}$). La diatténuation D a pour expression [13] :

$$D = \frac{\alpha_{max}^2 - \alpha_{min}^2}{\alpha_{max}^2 + \alpha_{min}^2} = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max} + T_{min}} \quad (1.27)$$

Lorsque les états propres sont des états de polarisation rectilignes, circulaires ou elliptiques, la diatténuation est respectivement linéaire (figure 1.7), circulaire ou elliptique. Lorsque $D = 0$, tous les états de polarisation sont atténués de la même manière. L'élément optique est alors un filtre à densité neutre. En revanche, lorsque $D = 1$, l'atténuation

4. L'indice de réfraction a cette expression car le terme temporel du champ électrique s'écrit ici $e^{+i\omega t}$. Une autre convention permet de l'écrire de la façon suivante : $e^{-i\omega t}$. Dans ce cas, l'indice de réfraction a pour expression $n' = n - i\kappa$.

est totale pour un seul état propre. Dans ce cas, l'élément est un polariseur parfait car une lumière incidente dépolarisée devient polarisée en sortie. Enfin, lorsque $0 < D < 1$, l'élément est un polariseur partiel.

Edwin Land, fondateur de l'entreprise Polaroid, développa à partir de 1926 les premiers films polarisants. Le premier modèle était constitué de cristaux d'héraphathite présentant une anisotropie d'absorption, alignés à l'aide d'un champ magnétique sur un film plastique de nitrocellulose [14]. Ensuite, il développa des polariseurs basés sur des films de polymères transparents. Par exemple, le polariseur Polaroid H est un film constitué d'un polymère d'alcool polyvinylique (PVA) qui a été étiré afin d'aligner les chaînes de molécules du polymère. Le film est ensuite immergé dans une solution d'iode afin d'obtenir une absorption élevée suivant la direction des chaînes de molécules. Ainsi un état de polarisation rectiligne ayant la même direction que les chaînes moléculaires du polymère est fortement atténué.

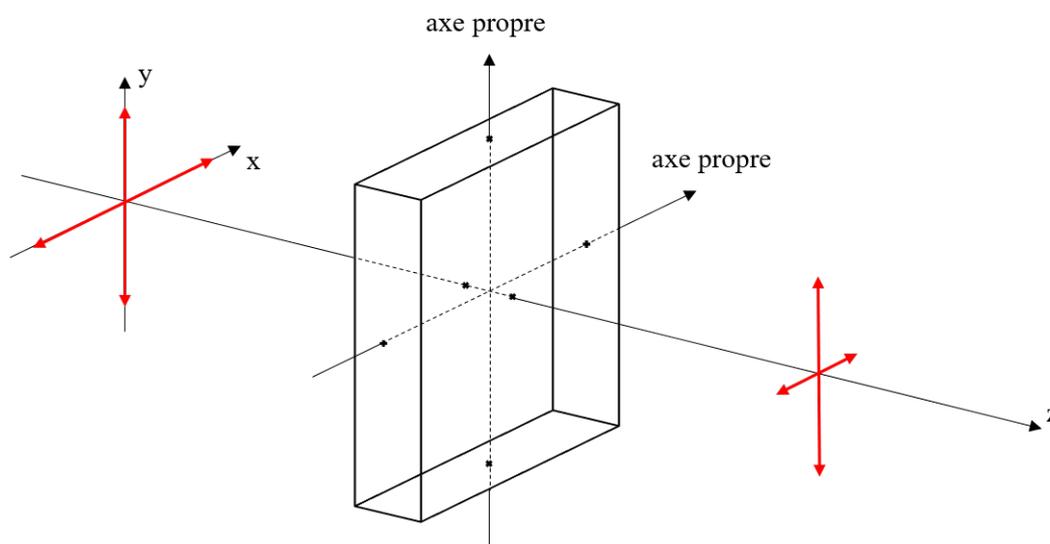


FIGURE 1.7 – Transmission des états propres de polarisation à travers un élément diatténuateur linéaire.

Comme signalé précédemment, l'amplitude et la phase d'une onde incidente peuvent être modifiées lors de la réflexion ou lors de la transmission entre deux milieux d'indices de réfraction différents. Un retard de phase linéaire peut être créé entre les composantes perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence (polarisations S et P) de l'état de polarisation incident. Une diatténuation linéaire peut aussi être engendrée car les composantes S et P ne sont pas atténuées de manière identique. Par exemple, une lame de verre à faces parallèles inclinée présente de la diatténuation linéaire. Plus l'angle d'incidence augmente, plus la diatténuation est élevée. En particulier, lorsque l'angle d'incidence d'un faisceau lumineux est égal à l'angle de Brewster, le coefficient de réflexion

de la polarisation P est nul. Le faisceau réfléchi est alors polarisé linéairement avec une polarisation S tandis que le faisceau transmis possède une polarisation P.

Dans la nature, les exemples de diatténuateurs circulaires sont rares. Cependant, des études ont montré que la lumière réfléchie par la carapace de certains scarabées, tel que le *Chalcothea smaragdina*, a la propriété d'être polarisée circulairement à cause de la diatténuation circulaire induite par une partie de cette carapace (l'exocuticule) [15]. Celle-ci est constituée d'une multitude de plans de microfibrilles de chitine alignées parallèlement. Chaque plan est tourné d'un petit angle (environ 7° à 8°) par rapport aux plans contigus. La structure hélicoïdale formée par ces plans, appelée structure de Bouligand, est à l'origine de la diatténuation circulaire.

1.1.4.3 La dépolarisation

Un élément dépolariseur a la capacité de diminuer le degré de polarisation (DOP) d'une onde lumineuse. Pour une lumière totalement dépolarisée, les intensités mesurées I_H , I_V , I_{45} , I_{-45} , I_R et I_L ont la même valeur. Les paramètres de Stokes S_1 , S_2 et S_3 , chacun correspondant à la différence entre deux de ces intensités, sont alors nuls. Le vecteur de Stokes s'écrit donc de la manière suivante :

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.28)$$

La dépolarisation peut se manifester sous différents aspects. D'un point de vue temporel, il y a dépolarisation lorsque la trajectoire du vecteur champ électrique est non déterministe durant le temps de réponse du détecteur. La mesure du degré de polarisation d'un faisceau lumineux est donc relative car elle dépend du temps de réponse du détecteur.

La dépolarisation peut également avoir un aspect spatial. En effet, plus la distribution spatiale des états de polarisation d'un faisceau lumineux arrivant sur la surface d'un détecteur est variée, plus le degré de polarisation mesuré est faible. La mesure de la dépolarisation dépend donc de la surface de détection comme cela est illustré dans la figure 1.8. Si un filtre spatial est utilisé en amont du détecteur, le degré de polarisation mesuré est d'autant plus élevé que la largeur du filtre est petite. Le Soleil est un exemple de source de lumière dépolarisée spatialement. Les éléments diffusants tels que les tissus biologiques sont d'autres exemples de dépolariseurs spatiaux.

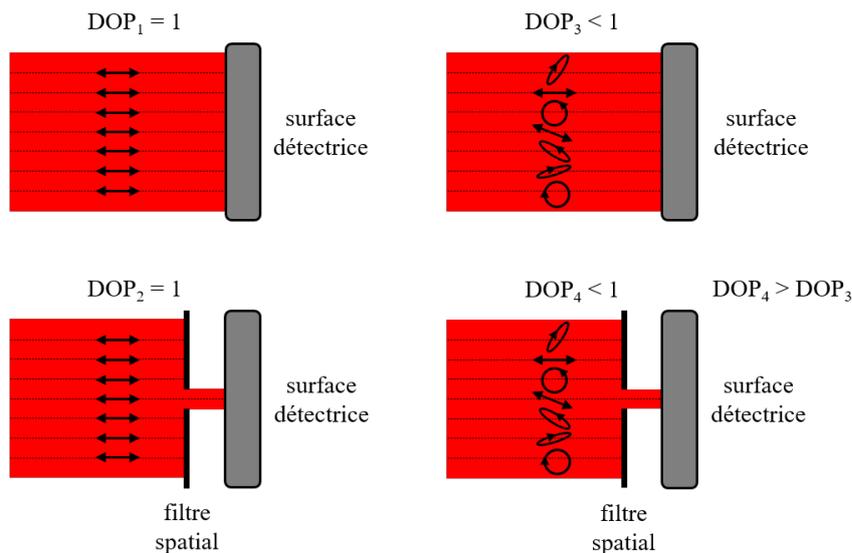


FIGURE 1.8 – Illustration de l'aspect relatif de la mesure de la dépolarisation spatiale.

Lorsque l'état de polarisation varie avec la longueur d'onde au sein du spectre d'une source lumineuse, on a affaire à une dépolarisation spectrale. Plus les états de polarisation sont différents, plus le degré de polarisation est faible. Si un filtre spectral est utilisé en amont du détecteur, le degré de polarisation mesuré est d'autant plus élevé que la largeur spectrale du filtre est petite.

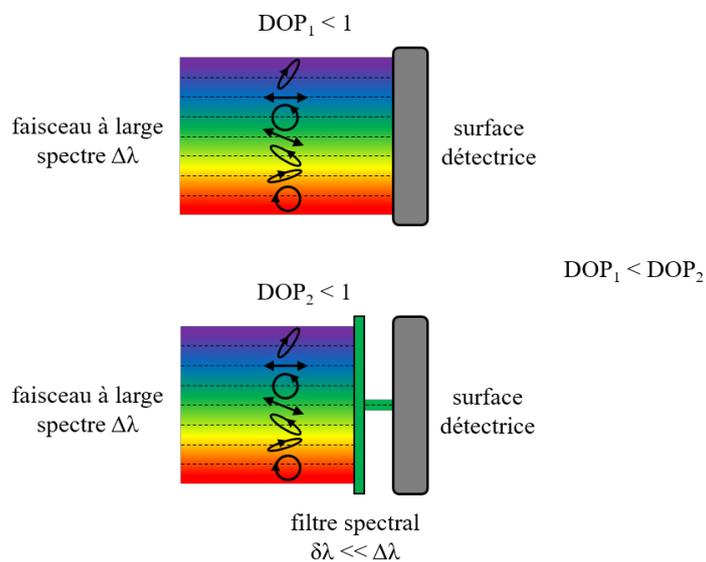


FIGURE 1.9 – Illustration de l'aspect relatif de la mesure de la dépolarisation spectrale.

1.1.5 Représentations mathématiques de la réponse polarimétrique

L'état de polarisation de la lumière peut être modifié lors de l'interaction de celle-ci avec un milieu. L'ensemble des effets polarimétriques produit par ce milieu caractérise sa réponse polarimétrique, c'est-à-dire la manière avec laquelle il modifie un état de polarisation incident. Deux représentations matricielles permettent de décrire la réponse polarimétrique du milieu :

- la matrice de Jones qui relie le vecteur de Jones d'une polarisation incidente et celui d'une polarisation transmise et qui n'est donc valable qu'en l'absence de dépolarisation (cette représentation est reportée en annexe A car dans le cadre de cette thèse, nous analysons des tissus biologiques qui peuvent être dépolarisants) ;
- la matrice de Mueller, utilisable en présence de dépolarisation, qui établit le lien entre les vecteurs de Stokes des polarisations incidente et transmise.

1.1.5.1 La matrice de Mueller

En 1929, Paul Soleillet publia son manuscrit de thèse dans lequel il utilisa le formalisme de Stokes pour caractériser la polarisation partielle dans les phénomènes de fluorescence [16]. Ce chercheur, rarement cité, démontra que les paramètres de Stokes décrivant la polarisation d'un faisceau émergent sont reliés par des fonctions linéaires aux paramètres du faisceau incident. Ensuite, en 1942, Francis Perrin indiqua que les seize coefficients de ces fonctions linéaires caractérisent le milieu dans lequel la lumière se propage [17].

Dans les années 1940, Hans Mueller développa une description matricielle de la réponse polarimétrique d'un milieu ou d'un élément optique. Cette réponse est représentée par une matrice 4x4 à coefficients réels appelée la matrice de Mueller⁵. Elle permet d'établir une correspondance entre l'état de polarisation d'un faisceau incident représenté par un vecteur de Stokes \vec{S} et l'état de polarisation d'un faisceau émergent représenté par un vecteur de Stokes \vec{S}' :

$$\vec{S}' = \mathbf{M}\vec{S} \quad (1.29)$$

soit de façon plus développée :

$$\begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

5. Hans Mueller n'a pas réalisé de publications sur le sujet. La présentation des matrices de Mueller peut cependant être trouvée dans les proceedings d'une conférence de l'Optical Society of America en 1948 [18] ainsi que dans le manuscrit de thèse d'un de ses doctorants, Nathan Grier Parke III [19].

En général, la matrice de Mueller est normalisée par le terme m_{11} qui correspond au coefficient de transmission ou de réflexion en intensité, selon la configuration considérée, d'une lumière incidente dépolarisée.

Il faut noter que toute matrice à coefficients réels d'ordre 4 ne correspond pas à une matrice de Mueller. Il est primordial qu'une matrice de Mueller transforme un vecteur de Stokes incident en un vecteur de Stokes résultant physique, c'est-à-dire avec un DOP inférieur ou égal à 1. Plusieurs études ont été menées afin de définir des critères de physicalité des matrices de Mueller. Parmi ces critères, les deux suivants sont indispensables [20] :

$$|m_{ij}| \leq m_{11} \quad (1.31)$$

$$\text{tr}(MM^T) = \sum_{i,j=1}^4 m_{ij}^2 \leq 4m_{11}^2 \quad (1.32)$$

où tr est la trace d'une matrice et M^T est la matrice transposée de la matrice M . L'inégalité précédente se transforme en égalité pour les matrices de Mueller d'éléments non dépolarisants.

La matrice de Mueller d'un système optique constitué de n éléments en série est le produit des matrices de Mueller de ces éléments placées dans l'ordre inverse de celui des éléments rencontrés par le faisceau incident.

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_n \mathbf{M}_{n-1} \dots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 \quad (1.33)$$

La matrice de Mueller \mathbf{M}_{rot} d'un élément de matrice \mathbf{M} , incliné d'un angle θ dans un plan Oxy , peut être calculée de la manière suivante :

$$\mathbf{M}_{\text{rot}} = \mathbf{R}(\theta) \mathbf{M} \mathbf{R}(-\theta) \quad (1.34)$$

où $\mathbf{R}(\theta)$ correspond à la matrice rotation :

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin -2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

La capacité d'un milieu à transformer une lumière dépolarisée en une lumière polarisée s'appelle la polarisance. Lorsqu'une lumière incidente est totalement dépolarisée, l'état de polarisation en sortie est décrit complètement par la première colonne de la matrice de

Mueller :

$$\begin{bmatrix} m_{11} \\ m_{21} \\ m_{31} \\ m_{41} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.36)$$

La polarisance P correspond au DOP du faisceau émergent [21] :

$$P = \frac{1}{m_{11}} \sqrt{m_{21}^2 + m_{31}^2 + m_{41}^2} \quad 0 \leq P \leq 1 \quad (1.37)$$

Matrices de Mueller d'éléments retardeurs

La matrice de Mueller d'un élément introduisant un retard de phase linéaire δ_l avec une orientation θ des axes neutres par rapport au repère choisi a pour expression :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{R}_L} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta \cos \delta_l & \sin 2\theta \cos 2\theta (1 - \cos \delta_l) & -\sin 2\theta \sin \delta_l \\ 0 & \sin 2\theta \cos 2\theta (1 - \cos \delta_l) & \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta \cos \delta_l & \cos 2\theta \sin \delta_l \\ 0 & \sin 2\theta \sin \delta_l & -\cos 2\theta \sin \delta_l & \cos \delta_l \end{bmatrix} \quad (1.38)$$

Lorsque l'angle θ est nul, la matrice s'écrit plus simplement de la manière suivante :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{R}_L}(\theta = 0^\circ) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta_l & \sin \delta_l \\ 0 & 0 & -\sin \delta_l & \cos \delta_l \end{bmatrix} \quad (1.39)$$

La valeur du retard linéaire δ_l peut être déterminée directement à partir du coefficient m_{44} de la matrice : $\delta_l = \arccos(m_{44})$.

Un élément introduisant un retard de phase circulaire δ_c a une matrice de Mueller identique quelle que soit l'orientation, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{R}_C} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta_c & \sin \delta_c & 0 \\ 0 & -\sin \delta_c & \cos \delta_c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.40)$$

Matrices de Mueller d'éléments diatténuateurs

Un élément diatténuateur linéaire possède deux états propres de polarisation orthogonaux qui sont deux états de polarisations rectilignes. Ces états sont transmis avec

des coefficients de transmission en intensité T différents. Par exemple, dans un repère donné, les deux états propres correspondant aux états de polarisation rectilignes horizontal et vertical sont transmis respectivement avec un coefficient de transmission en intensité T_H et T_V . Un élément diatténuateur linéaire dont les axes neutres font un angle θ par rapport au repère est représenté par la matrice de Mueller suivante :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{DL}} = \frac{T_H + T_V}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{T_H - T_V}{T_H + T_V} \cos 2\theta & \frac{T_H - T_V}{T_H + T_V} \sin 2\theta & 0 \\ \frac{T_H - T_V}{T_H + T_V} \cos 2\theta & \cos^2 2\theta + \frac{2\sqrt{T_H T_V}}{T_H + T_V} \sin^2 2\theta & \frac{T_H + T_V - 2\sqrt{T_H T_V}}{T_H + T_V} \sin 2\theta \cos 2\theta & 0 \\ \frac{T_H - T_V}{T_H + T_V} \sin 2\theta & \frac{T_H + T_V - 2\sqrt{T_H T_V}}{T_H + T_V} \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta + \frac{2\sqrt{T_H T_V}}{T_H + T_V} \cos^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2\sqrt{T_H T_V}}{T_H + T_V} \end{bmatrix} \quad (1.41)$$

Lorsque l'angle θ est nul, la matrice de Mueller s'écrit plus simplement :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{DL}}(\theta = 0^\circ) = \frac{T_H + T_V}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{T_H - T_V}{T_H + T_V} & 0 & 0 \\ \frac{T_H - T_V}{T_H + T_V} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2\sqrt{T_H T_V}}{T_H + T_V} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2\sqrt{T_H T_V}}{T_H + T_V} \end{bmatrix} \quad (1.42)$$

Les coefficients m_{33} et m_{44} sont quasi nuls lorsqu'il s'agit d'un polariseur manufacturé (non idéal). Par exemple, pour un polariseur linéaire dont l'axe de transmission est horizontal, T_H a une valeur très proche de 1 tandis que T_V a une valeur quasi nulle.

Un élément diatténuateur circulaire transmet les états de polarisation circulaires gauche et droit respectivement avec un coefficient de transmission en intensité T_G et T_D . Sa matrice de Mueller a pour expression :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{DC}} = \frac{T_D + T_G}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \frac{T_D - T_G}{T_D + T_G} \\ 0 & \frac{2\sqrt{T_D T_G}}{T_D + T_G} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2\sqrt{T_D T_G}}{T_D + T_G} & 0 \\ \frac{T_D - T_G}{T_D + T_G} & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.43)$$

Pour un élément quelconque, les valeurs de la diatténuation linéaire D_L et de la diatténuation circulaire D_C peuvent être directement déterminées à partir des coefficients de la première ligne de la matrice de Mueller [22] :

$$\frac{m_{12}}{m_{11}} = \frac{T_H - T_V}{T_H + T_V} = D_H \quad \frac{m_{13}}{m_{11}} = \frac{T_{45} - T_{-45}}{T_{45} + T_{-45}} = D_{45} \quad \frac{m_{14}}{m_{11}} = \frac{T_D - T_G}{T_D + T_G} = D_C \quad (1.44)$$

avec T_{45} et T_{-45} correspondant respectivement aux coefficients de transmission en intensité

pour des états de polarisation rectilignes à 45° et -45° . Le coefficient m_{13} a une valeur maximale en valeur absolue lorsque l'élément diatténuateur linéaire a une orientation θ égale à 45° ou -45° .

La diatténuation totale D s'exprime alors de la manière suivante :

$$D = \sqrt{D_H^2 + D_{45}^2 + D_C^2} = \sqrt{D_L^2 + D_C^2} \quad (1.45)$$

Matrice de Mueller d'éléments dépolarisateurs

La matrice de Mueller \mathbf{M}_Δ d'un élément dépolarisateur est une matrice diagonale :

$$\mathbf{M}_\Delta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad |a|, |b|, |c| \leq 1 \quad (1.46)$$

Trois situations peuvent se présenter [2][22] :

- si $a = b = c = 0$, il s'agit d'un dépolarisateur idéal. Une lumière incidente polarisée devient totalement dépolarisée après interaction avec cet élément. Le DOP du faisceau émergent est égal à 0 ;
- si $a = b = c \neq 0$, le dépolarisateur réduit de manière uniforme le DOP de tous les états de polarisation ;
- si $a \neq b \neq c$, la matrice de Mueller est celle d'un dépolarisateur non uniforme qui réduit différemment le DOP d'un faisceau incident selon son état de polarisation.

Les principaux facteurs de dépolarisation définis par les expressions $1 - |a|$, $1 - |b|$ et $1 - |c|$ décrivent les capacités de dépolarisation du dépolarisateur affectant respectivement les paramètres S_1 , S_2 et S_3 du vecteur de Stokes d'un faisceau incident. Le taux de dépolarisation d'un dépolarisateur correspond à la moyenne des facteurs de dépolarisation. Il a pour expression :

$$\Delta = 1 - \frac{|a| + |b| + |c|}{3} \quad 0 \leq \Delta \leq 1 \quad (1.47)$$

1.1.5.2 Décomposition des matrices de Mueller

Lorsqu'un milieu présente un seul effet polarimétrique, la nature et l'ampleur de cet effet peuvent être directement déterminées à partir de la matrice de Mueller brute mesurée. Cependant, lorsque plusieurs effets polarimétriques sont présents, leurs valeurs ne sont pas toutes directement accessibles. Seules la diatténuation et la polarisance, déterminées respectivement à partir des coefficients de la première ligne et de la première colonne

de la matrice de Mueller, le sont. Les informations concernant le retard de phase et la dépolarisation sont contenues dans la sous-matrice 3x3 correspondant à la partie inférieure droite de la matrice de Mueller. Afin d'obtenir séparément les informations relatives à l'ampleur de chaque effet polarimétrique, il est nécessaire de réaliser une décomposition de la matrice de Mueller brute.

Dans le cas idéal, une décomposition de la matrice de Mueller d'un milieu doit être définie à partir d'un modèle physique décrivant comment se produisent les effets polarimétriques au sein de ce milieu. Cependant, la construction d'un modèle physique n'est pas toujours possible, en particulier lorsque la dépolarisation est présente, car les effets polarimétriques peuvent se produire de façon complexe au sein du milieu. Malgré cela, comme l'indique Razvigor Ossikovski [23], en l'absence d'un modèle physique, une matrice de Mueller mesurée peut tout de même être interprétée en la décomposant en une combinaison de matrices d'éléments plus simples ayant une signification physique. Ces matrices peuvent être par exemple des matrices de Mueller correspondant chacune à un effet polarimétrique. Cela signifie que même si la manière dont les effets polarimétriques se produisent au sein d'un milieu n'est pas bien connue, les valeurs obtenues avec la décomposition permettent tout de même de caractériser au mieux le milieu. Différentes méthodes de décomposition ont été développées et elles peuvent être regroupées en trois classes différentes : les décompositions en produit de matrices, les décompositions différentielles et les décompositions en somme de matrices.

Dans les décompositions en produit de matrices, la matrice de Mueller M du milieu est vue comme le produit des matrices de Mueller de chacun des effets polarimétriques engendrés par ce milieu. L'hypothèse est donc faite que les effets polarimétriques apparaissent l'un après l'autre. Par exemple, la décomposition la plus utilisée, celle de Lu et Chipman [24], considère que la diatténuation se produit en premier lors du franchissement de l'interface entre le milieu d'où provient le faisceau incident et le milieu analysé, suivie du retard de phase créé au cours de la propagation dans le milieu (du fait d'une possible biréfringence de ce milieu) et enfin de la dépolarisation due à la diffusion :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\Delta}\mathbf{M}_{\mathbf{R}}\mathbf{M}_{\mathbf{D}} \quad (1.48)$$

où $\mathbf{M}_{\mathbf{D}}$, $\mathbf{M}_{\mathbf{R}}$ et \mathbf{M}_{Δ} sont respectivement les matrices de Mueller d'un diatténuateur, d'un retardeur et d'un dépolariseur. Cette décomposition a l'avantage de toujours donner des matrices de Mueller physiques alors que ce n'est pas le cas pour d'autres multiplications des matrices \mathbf{M}_{Δ} , $\mathbf{M}_{\mathbf{R}}$ et $\mathbf{M}_{\mathbf{D}}$ [25]. Des décompositions basées sur d'autres modèles physiques correspondent à un ordre d'apparition différent des effets polarimétriques tel que dans la décomposition symétrique développée par Razvigor Ossikovski [23].

Les décompositions différentielles sont basées sur l'hypothèse que les effets polarimétriques se produisent de façon continue et sont distribués dans la direction de propagation du faisceau incident [26][27]. Le milieu anisotrope est considéré comme étant homogène transversalement mais inhomogène longitudinalement. La matrice de Mueller \mathbf{M} du milieu peut alors être déterminée à partir de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\mathbf{M}(z)}{dz} = \mathbf{m}\mathbf{M}(z) \quad (1.49)$$

où z est la direction de propagation de la lumière et \mathbf{m} est la matrice différentielle correspondant à la matrice de Mueller d'une faible épaisseur du milieu anisotrope.

La décomposition en somme de matrices la plus connue est celle développée par Shane Cloude. Dans cette décomposition, une matrice de Mueller \mathbf{M} dépolarisante peut être représentée par la somme d'un maximum de quatre matrices de Mueller non dépolarisantes [28].

$$\mathbf{M} = \lambda_1\mathbf{M}_1 + \lambda_2\mathbf{M}_2 + \lambda_3\mathbf{M}_3 + \lambda_4\mathbf{M}_4 \quad \text{avec} \quad \lambda_i \geq 0 \quad (1.50)$$

avec $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ et λ_4 correspondant aux valeurs propres de la matrice de covariance associée à la matrice de Mueller \mathbf{M} . Cette décomposition indique que la dépolarisation provoquée par un milieu est due à la superposition incohérente de faisceaux lumineux provenant de différentes régions non dépolarisantes de ce milieu.

1.2 Techniques polarimétriques

1.2.1 La polarimétrie de Stokes

La polarimétrie de Stokes consiste à déterminer l'état de polarisation d'un faisceau lumineux à partir de la mesure des composantes du vecteur de Stokes. La détermination de ces composantes est réalisée à partir de mesures de l'intensité du faisceau incident transmis à travers une série d'éléments optiques constituant un analyseur d'états de polarisation (Polarization State Analyzer ou PSA en anglais). Un polarimètre de Stokes est constitué d'un PSA et d'un détecteur d'intensité comme cela est représenté dans la figure 1.10. Il est qualifié de complet si les quatre paramètres de Stokes sont déterminés, sinon il est dit incomplet.



FIGURE 1.10 – Polarimètre de Stokes ; PSA : Polarization State Analyzer.

Une mesure en intensité est réalisée pour chaque configuration des éléments optiques composant le PSA. La matrice de Mueller caractérisant la réponse polarimétrique du PSA est alors différente pour chaque configuration. Pour N configurations du PSA, N mesures en intensité sont réalisées. Ces intensités peuvent être regroupées sous la forme d'un vecteur \vec{I} de dimensions $N \times 1$. Le lien avec le vecteur de Stokes \vec{S} du faisceau incident est donné par l'expression suivante :

$$\vec{I} = \mathbf{A}\vec{S} \quad (1.51)$$

soit de manière détaillée :

$$\begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & a_{N3} & a_{N4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (1.52)$$

où \mathbf{A} correspond à la matrice d'analyse du PSA. Les lignes de cette matrice sont égales aux premières lignes des matrices de Mueller des différentes configurations du PSA. Seulement quatre mesures en intensité suffisent pour déterminer les quatre paramètres de Stokes. Dans ce cas, la matrice d'analyse \mathbf{A} est une matrice carrée d'ordre 4.

Le vecteur de Stokes \vec{S} peut ensuite être déterminé en réalisant l'inversion de la matrice d'analyse \mathbf{A} :

$$\vec{S} = \mathbf{A}^{-1}\vec{I} \quad (1.53)$$

Dès 1852, George Stokes proposa un analyseur d'états de polarisation (PSA) constitué d'une lame de calcite ou d'un autre cristal biréfringent, c'est-à-dire un élément retardeur, suivie d'un prisme de Nicol qui permet d'obtenir une lumière polarisée rectilignement [2][6]. Par exemple, une lame quart d'onde et un polariseur linéaire constituent un PSA permettant de déterminer toutes les composantes du vecteur de Stokes d'un faisceau incident. Ces composantes peuvent être déterminées à partir de quatre configurations différentes du PSA. Les deux éléments du PSA, représentés dans la figure 1.11, sont ici

considérés comme idéaux : la lame quart d'onde possède un coefficient de transmission égal à 1 tandis que le polariseur linéaire a une diatténuation linéaire égale à 1.

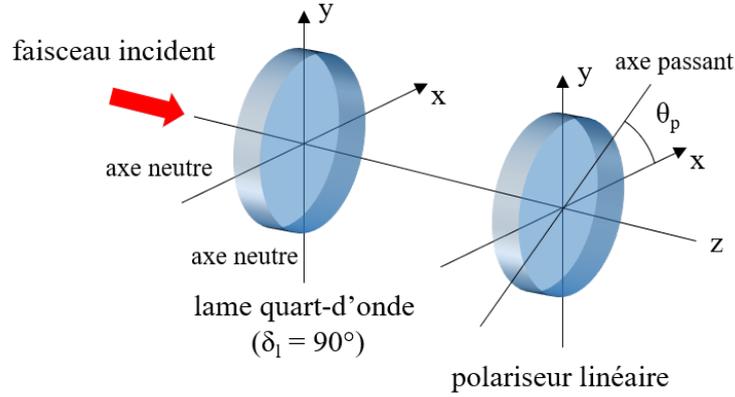


FIGURE 1.11 – Analyseur d'états de polarisation constitué d'une lame quart d'onde ($\delta_l = 90^\circ$) et d'un polariseur linéaire.

La lame quart d'onde possède un retard linéaire $\delta_l = 90^\circ$ et elle a une orientation $\theta_l = 0^\circ$ dans le repère xOy. Ses axes neutres sont donc confondus avec les axes x et y. L'orientation θ_p de l'axe passant ou axe de transmission du polariseur linéaire peut être réglée dans différentes positions. La matrice de Mueller \mathbf{M} du PSA correspond au produit de la matrice de Mueller de la lame quart d'onde \mathbf{M}_L avec la matrice de Mueller du polariseur linéaire \mathbf{M}_P :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_P(\theta_p)\mathbf{M}_L(\delta_l, \theta_l = 0^\circ) \quad (1.54)$$

En développant la relation 1.54, on obtient :

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & 0 \\ \sin 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta_l & \sin \delta_l \\ 0 & 0 & -\sin \delta_l & \cos \delta_l \end{bmatrix} \quad (1.55)$$

La matrice de Mueller \mathbf{M} du PSA a alors pour expression :

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta \cos \delta_l & \sin 2\theta \sin \delta_l \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta \cos \delta_l & \sin 2\theta \cos 2\theta \sin \delta_l \\ \sin 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta \cos \delta_l & \sin^2 2\theta \sin \delta_l \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.56)$$

Le vecteur de Stokes $\vec{S}' = [S'_0, S'_1, S'_2, S'_3]^t$ du faisceau émergent peut être obtenu en multipliant la matrice de Mueller \mathbf{M} par le vecteur de Stokes $\vec{S} = [S_0, S_1, S_2, S_3]^t$ du

faisceau incident⁶. Cependant, seule la mesure de l'intensité totale I du faisceau émergent correspondant au paramètre S'_0 permet de déterminer les paramètres de Stokes du faisceau incident. L'expression de l'intensité totale I est obtenue en multipliant la première ligne de la matrice de Mueller \mathbf{M} par le vecteur de Stokes $\vec{\mathbf{S}}$ du faisceau incident :

$$I(\theta_p, \delta_l) = S'_0 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta \cos \delta_l & \sin 2\theta \sin \delta_l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (1.57)$$

Après développement du produit 1.57, on obtient :

$$I(\theta_p, \delta_l) = \frac{1}{2} [S_0 + S_1 \cos 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos \delta_l + S_3 \sin 2\theta \sin \delta_l] \quad (1.58)$$

Les paramètres S_0 , S_1 et S_2 sont déterminés sans la lame d'onde ($\delta_l = 0^\circ$) et pour trois orientations de l'axe passant du polariseur : $\theta_p = 0^\circ$, $\theta_p = 45^\circ$ et $\theta_p = 90^\circ$. Le paramètre S_3 est déterminé en utilisant la lame quart d'onde ($\delta_l = 90^\circ$) suivie du polariseur linéaire avec son axe passant orienté à $\theta_l = 45^\circ$. Les quatre intensités mesurées correspondant aux quatre configurations du PSA ont les expressions suivantes :

$$I(0^\circ, 0^\circ) = \frac{1}{2} [S_0 + S_1] \quad (1.59)$$

$$I(45^\circ, 0^\circ) = \frac{1}{2} [S_0 + S_2] \quad (1.60)$$

$$I(90^\circ, 0^\circ) = \frac{1}{2} [S_0 - S_1] \quad (1.61)$$

$$I(45^\circ, 90^\circ) = \frac{1}{2} [S_0 + S_3] \quad (1.62)$$

Les paramètres de Stokes sont finalement déduits des intensités mesurées de la façon suivante :

$$S_0 = I(0^\circ, 0^\circ) + I(90^\circ, 0^\circ) \quad (1.63)$$

$$S_1 = I(0^\circ, 0^\circ) - I(90^\circ, 0^\circ) \quad (1.64)$$

$$S_2 = 2I(45^\circ, 0^\circ) - S_0 \quad (1.65)$$

$$S_3 = 2I(45^\circ, 90^\circ) - S_0 \quad (1.66)$$

Cet exemple montre qu'un polarimètre de Stokes complet doit être constitué d'un élément retardeur ainsi que d'un polariseur.

6. La lettre t en exposant signifie que c'est la transposée du vecteur qui est considérée.

La caractérisation point à point de l'état de polarisation de la lumière renvoyée par un objet d'intérêt permet d'obtenir une image polarimétrique de Stokes de cet objet. Même si l'état de polarisation de la source n'est pas connu (polarimétrie de Stokes passive), ce type d'imagerie trouve de nombreuses applications. Depuis plusieurs dizaines d'années, la télédétection est un domaine d'application majeur de l'imagerie polarimétrique de Stokes. Celle-ci permet de détecter la présence d'objets à partir de contrastes non visibles sur des images intensimétriques classiques [29]. L'imagerie polarimétrique de Stokes permet aussi de détecter et de caractériser les aérosols présents dans l'atmosphère. Par exemple, le spectropolarimètre SPEX (Spectropolarimeter for Planetary EXploration) détermine en orbite les propriétés physiques (taille, composition) des aérosols à partir de la mesure du degré de la polarisation linéaire de la lumière du Soleil rétrodiffusée en direction de l'instrument [30]. Récemment, une caméra, inspirée du système visuel des squilles (appelées aussi "crevettes-mantes") sensibles à la polarisation, a été mise au point et permet d'obtenir des images en degré de polarisation linéaire, notamment d'animaux marins [31][32]. L'astronomie est un autre domaine important d'application de l'imagerie polarimétrique. En effet, de nombreux télescopes sont équipés de polarimètres permettant d'étudier notamment les champs magnétiques des étoiles [33] et plus récemment mis en place pour la détection des exoplanètes [34].

Enfin, l'imagerie polarimétrique de Stokes est aussi utilisée pour analyser des tissus biologiques [35][36]. Les propriétés polarimétriques des tissus contiennent des informations concernant leur composition et leur structure. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'imagerie polarimétrique de Stokes permet de déterminer seulement quelques propriétés polarimétriques des tissus analysés. Afin d'obtenir l'ensemble des propriétés polarimétriques des tissus analysés, c'est-à-dire leur réponse polarimétrique complète, il est nécessaire d'utiliser la polarimétrie de Mueller dont le principe est décrit dans la section suivante.

1.2.2 La polarimétrie de Mueller

La matrice de Mueller d'un élément ou d'un milieu d'intérêt contient les informations nécessaires à la détermination de l'ensemble des effets polarimétriques produits par ce milieu. La polarimétrie de Mueller est une technique qui a pour but de déterminer cette matrice de Mueller en vue de permettre la caractérisation polarimétrique complète du milieu d'intérêt. Un polarimètre de Mueller est constitué d'un analyseur d'états de polarisation PSA comme cela est le cas pour un polarimètre de Stokes et il comprend également un générateur d'états de polarisation (Polarization State Generator ou PSG en anglais). Le polarimètre est complet s'il permet de déterminer les seize coefficients de la matrice de Mueller, sinon il est qualifié d'incomplet.

Pour déterminer la matrice de Mueller, le PSG doit générer au moins quatre états de polarisation différents représentés par des vecteurs de Stokes linéairement indépendants entre eux [37]. Les états générés sont envoyés sur le milieu à caractériser et les états de polarisation émergents sont ensuite analysés à travers au moins quatre configurations différentes du PSA. Une mesure en intensité est réalisée pour chaque combinaison de l'ensemble PSG/PSA. Ainsi, au total, au moins seize combinaisons doivent être réalisées, correspondant à seize mesures en intensité, pour déterminer la matrice de Mueller. Celle-ci peut être mesurée en transmission comme dans l'exemple de la figure 1.12 ou en réflexion.

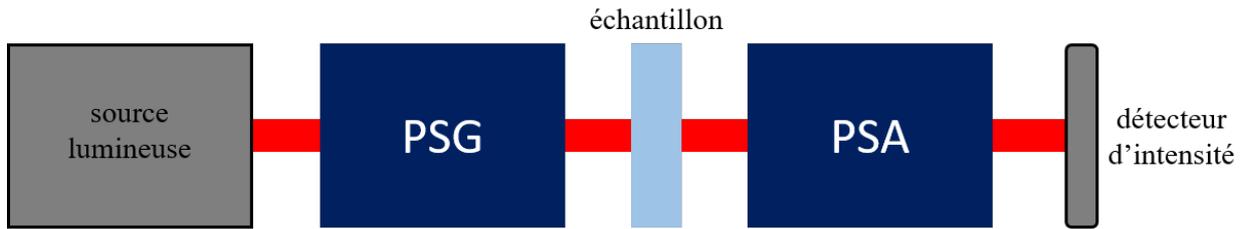


FIGURE 1.12 – Polarimètre de Mueller; PSG : Polarization State Generator; PSA : Polarization State Analyzer.

Les N intensités mesurées associées aux N combinaisons de l'ensemble PSG/PSA peuvent être regroupées dans un vecteur \vec{I} de dimensions $N \times 1$. Le vecteur \vec{I} est relié à la matrice de Mueller \mathbf{M} par l'expression suivante :

$$\vec{I} = \mathbf{A}\mathbf{M}\mathbf{W} \quad (1.67)$$

soit, en développant :

$$\begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & a_{N3} & a_{N4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} w_{11} & w_{12} & \dots & w_{1N} \\ w_{21} & w_{22} & \dots & w_{2N} \\ w_{31} & w_{32} & \dots & w_{3N} \\ w_{41} & w_{42} & \dots & w_{4N} \end{bmatrix} \quad (1.68)$$

où \mathbf{W} est la matrice de modulation du PSG et \mathbf{A} est la matrice d'analyse du PSA. Les vecteurs de Stokes des états générés par le PSG correspondent aux colonnes de la matrice de modulation \mathbf{W} tandis que les vecteurs de Stokes transposés des états d'analyse du PSA correspondent aux lignes de la matrice d'analyse \mathbf{A} .

Après inversion des matrices \mathbf{W} et \mathbf{A} , la matrice de Mueller peut finalement être

déterminée de la manière suivante :

$$\mathbf{M} = \mathbf{A}^{-1}\vec{\mathbf{I}}\mathbf{W}^{-1} \quad (1.69)$$

Un grand nombre de polarimètres ont été imaginés pour réaliser séquentiellement les différentes combinaisons de l'ensemble PSG/PSA ainsi que les mesures en intensités. En général, le PSG est constitué d'un polariseur linéaire suivi d'un ou plusieurs éléments retardeurs tandis que le PSA est constitué des mêmes éléments dans l'ordre inverse. Pour la plupart des polarimètres, le polariseur du PSG et celui du PSA ont une orientation fixe. L'état de polarisation arrivant sur le détecteur d'intensité étant toujours le même, la sensibilité du détecteur en fonction de l'état de polarisation n'est pas à prendre en compte.

Dans un polarimètre à éléments rotatifs, l'orientation des lames à retard est ajusté mécaniquement au cours du temps [38]. Ce type de polarimètre, avec une fréquence de modulation et d'analyse des états de polarisation de l'ordre de quelques Hz, est nettement plus lent que les polarimètres fondés sur l'utilisation de cellules à cristaux liquides [39]. Les cellules à cristaux liquides nématiques se comportent comme des lames d'onde avec une orientation des axes neutres fixe et un retard de phase linéaire variable, piloté par l'application d'une tension de commande. Le temps de réponse de ce genre de cellule est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. Dans le cadre de mon étude, j'utiliserai un polarimètre constitué de cellules à cristaux liquides ferro-électriques. Ces cellules possèdent un retard de phase linéaire fixe, l'orientation des axes neutres pouvant être réglée à partir d'une tension de commande suivant deux directions séparées de 45°. Le temps de réponse de ce type de cellule est nettement plus court que celui des cellules à cristaux liquides nématiques, puisqu'il est typiquement inférieur à 100 μs [40].

Des polarimètres sont aussi conçus avec des modulateurs photo-élastiques comme éléments retardeurs variables. Dans ce type de modulateur, un bloc de verre est mis en résonance par un transducteur piézoélectrique qui génère une onde sonore. La biréfringence induite au sein du bloc de verre est modulée temporellement à la fréquence de résonance qui est typiquement de l'ordre de 50 kHz [41]. Ces modulateurs ont l'avantage de pouvoir fonctionner dans une gamme spectrale très large allant de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain [42]. Par contre, il est nécessaire de les réguler en température car la fréquence de résonance est fortement dépendante de la température [43]. Les polarimètres les plus rapides sont ceux utilisant des modulateurs électro-optiques tels que des cellules de Pockels. Ce type de cellule permet de contrôler la biréfringence induite grâce à l'application d'une tension de commande (pouvant atteindre plusieurs centaines de volt) avec un temps de réponse très rapide de l'ordre de quelques nanosecondes.

D'autres polarimètres appelés "snapshot polarimeters" réalisent simultanément les

différentes combinaisons de l'ensemble PSG/PSA et les mesures en intensité, en exploitant la dimension spectrale de la lumière. Par exemple, en utilisant une source à large bande (de l'ordre de 10 nm), il est possible de distribuer dans cette bande les différents états de polarisation générés et les états d'analyse. Ainsi, en démultiplexant spectralement le signal analysé, les mesures en intensité peuvent être réalisées en parallèle et effectuées en seulement 1 ms [44]. Fondé sur le même principe, un autre polarimètre utilisant un laser à balayage en longueur d'onde permet d'acquérir la matrice de Mueller en seulement 10 μ s (pour une fréquence de balayage de 100 kHz) [45]. Ces dispositifs sont très performants mais leur mise en œuvre est très complexe. Surtout, ils nécessitent de travailler sur une large plage spectrale, que ce soit en utilisant une source large spectre ou en balayant temporellement cette plage. On verra par la suite que cette exigence est incompatible avec la méthode que j'ai mise en œuvre dans cette thèse pour réaliser de la polarimétrie de Mueller à travers une fibre endoscopique.

La polarimétrie de Mueller a de nombreuses applications. Elle est utilisée par exemple pour déterminer les propriétés polarimétriques des aérosols présents dans l'atmosphère afin d'étudier leur influence sur le climat [46]. La polarimétrie de Mueller est aussi utilisée pour détecter et identifier différents objets manufacturés tels que des voitures à partir de la lumière diffusée par ces objets. Un autre domaine d'application qui fait l'objet de nombreuses recherches depuis une quinzaine d'années est celui de l'imagerie polarimétrique de tissus biologiques pour le diagnostic médical [41]. C'est le domaine d'application visé par les travaux de cette thèse. Le prochain chapitre est consacré à un état de l'art sur la polarimétrie de Mueller appliquée à ce domaine et plus particulièrement aux solutions permettant de la coupler à des techniques endoscopiques pour l'imagerie *in vivo*.

Chapitre 2

Techniques d'imagerie polarimétriques pour la caractérisation de tissus biologiques

Sommaire

2.1	Imagerie de tissus biologiques à l'aide de polariseurs et par polarimétrie de Stokes	39
2.2	Imagerie de tissus biologiques par polarimétrie de Mueller .	43
2.3	Techniques endoscopiques pour l'imagerie polarimétrique . .	49
2.3.1	Techniques endoscopiques mesurant un seul effet polarimétrique	50
2.3.2	Polarimétrie de Mueller avec un endoscope rigide	53
2.3.3	Polarimétrie de Mueller avec des endoscopes flexibles	54
2.4	Conclusion	64

2.1 Imagerie de tissus biologiques à l'aide de polariseurs et par polarimétrie de Stokes

Lorsqu'un faisceau lumineux arrive sur la surface d'un tissu biologique (diélectrique) avec un angle d'incidence θ par rapport à la normale, une partie est réfléchi à l'interface, l'autre pénètre dans le milieu. Concernant la lumière réfléchi, on distingue celle qui est réfléchi dans le plan d'incidence en faisant un angle $-\theta$ avec la normale (réflexion spéculaire) et celle qui est réfléchi dans d'autres directions (réflexion diffuse de surface) [47][48]. Une partie de la lumière transmise dans le milieu y est absorbée, et l'autre partie subit des réflexions, réfractions et diffractions locales multiples correspondant au phénomène de diffusion volumique (ou diffusion interne). Une fraction de cette lumière

diffusée peut être réfractée dans le milieu incident. Elle constitue la réflexion diffuse de volume. La réflexion diffuse est la somme des deux contributions, de surface et de volume. Dans un milieu diélectrique, la réflexion est essentiellement de type volumique.

La profondeur de pénétration de la lumière dans le milieu dépend évidemment de la nature du tissu (conjonctif, épithélial, nerveux ou musculaire) et de ses constituants (eau, hémoglobine, mélanine, ...), mais aussi de la longueur d'onde. L'absorption des tissus est minimale dans la région du rouge et du proche infrarouge (entre 700 nm et 1100 nm). Par exemple, la lumière pénètre dans la peau de quelques centaines de microns dans le bleu et jusqu'à quelques millimètres dans le proche infrarouge [49].

La réflexion spéculaire modifie l'état de polarisation incident en affectant différemment les composantes S et P du champ électrique incident et en créant un déphasage entre elles, mais le degré de polarisation de la lumière est conservée. Au contraire, la diffusion a un effet dépolarisant. Ainsi, lorsqu'un tissu biologique est éclairé par un faisceau parfaitement polarisé, une simple mesure de DOP du faisceau réfléchi donne des informations sur la structure interne du tissu.

L'une des premières tentatives visant à établir un lien entre la modification de la polarisation de la lumière produite lors d'une interaction avec un milieu biologique et la structuration interne de ce milieu remonte aux années 1810-1815 avec les travaux de David Brewster réalisés sur une quantité impressionnante d'échantillons, de l'ivoire aux écailles de tortues en passant par la cire d'abeille, la vessie d'une vache ou les éléments constitutifs d'un œil humain (cornée, cristallin, rétine) [50][51]. Dans ces travaux, la lumière polarisée rectilignement est produite par transmission à travers une lame d'agate, et la lumière transmise à travers des lames d'échantillons est analysée à travers un morceau de spath d'Islande (variété transparente de calcite). Au cours de ses observations, Brewster identifie les axes neutres d'échantillons biréfringents et relie les orientations de ces axes à celles de la structure cristalline des échantillons ¹.

Dans le cas de la caractérisation optique de tissus biologiques, les observations doivent la plupart du temps être réalisées non pas en transmission comme dans l'exemple précédent, mais en réflexion. Lorsque la source et le détecteur sont placés symétriquement par rapport à la normale, la réflexion spéculaire représente alors une forte proportion du signal détecté. Comme on cherche plutôt à analyser la lumière diffusée, il faut réduire cette proportion. Pour ce faire, une solution consiste à intercaler deux polariseurs respectivement en amont et en aval de l'échantillon, avec leurs axes passants orientés à 90° l'un de l'autre. C'est la solution proposée par Hollis Garrad dès 1941 pour améliorer des photographies de la muqueuse bucale [52], et reprise par la suite dans de nombreux travaux

1. À noter que lorsque la lumière provenant de la lame d'agate tombe à 45° des axes neutres de l'échantillon, la polarisation émergente devient elliptique. Dans ses écrits, D. Brewster considère alors à tort que la lumière émergente de l'échantillon est dépolarisée et il appelle "axes de dépolérisation" les deux axes à 45° des axes neutres de cet échantillon.

portant sur le diagnostic de pathologies de la peau comme ceux de R. Rox Anderson en 1991 [53]. En éliminant la réflexion spéculaire, on peut examiner des lésions cutanées avec un contraste amélioré et mettre en évidence la présence de vaisseaux sanguins sous la surface de la peau (Figure 2.1).

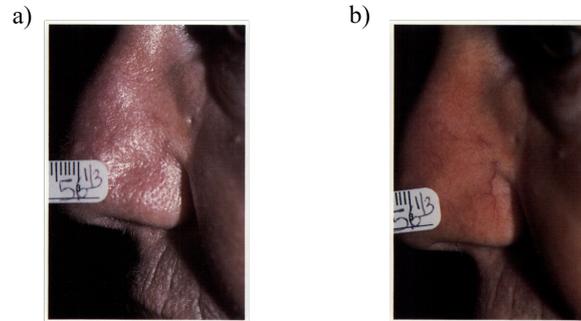


FIGURE 2.1 – Photographies de la peau d’un individu : a) polariseur et analyseur orientés parallèlement ; b) polariseur et analyseur orientés perpendiculairement. Extrait de [53].

Pour s’affranchir de la réflexion spéculaire, Steven Jacques *et al.* proposent un montage non symétrique tel que décrit dans la figure 2.2 [54][55]. En outre, pour obtenir des contrastes encore améliorés, ils réalisent une discrimination entre la lumière diffusée par les couches superficielles de la peau et celle diffusée par les couches profondes. Pour réaliser cela, deux images sont acquises. Pour la première (I_{per}), l’analyseur est orienté perpendiculairement à la polarisation incidente et la caméra reçoit la lumière provenant uniquement des couches profondes où elle a été dépolarisée. Pour la seconde (I_{par}), l’analyseur est parallèle à la polarisation incidente afin d’adresser sur la caméra la lumière diffusée dont la polarisation n’a pas été modifiée par l’interaction avec la peau (diffusion par les couches superficielles), mais aussi une partie de la lumière dépolarisée (diffusion par les couches profondes). Ainsi, l’image POL (normalisée par l’intensité totale $I_{par} + I_{per}$), correspondant à l’image obtenue uniquement avec la lumière diffusée par les couches superficielles, est déterminée à partir de l’expression suivante :

$$POL = \frac{I_{par} - I_{per}}{I_{par} + I_{per}} = \frac{S_1}{S_0} \quad (2.1)$$

où S_0 et S_1 sont les deux premiers paramètres de Stokes. Cette image POL permet par exemple de révéler que les couches superficielles d’une cicatrice de brûlure renvoient moins de lumière que la peau non lésée alors que c’est le contraire pour les couches profondes de la peau [55].

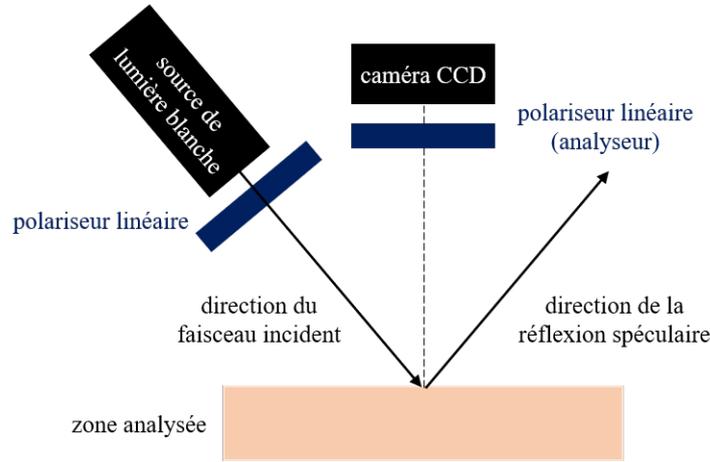


FIGURE 2.2 – Montage expérimental permettant de réaliser une image polarimétrique I_{par} avec les axes passants des polariseurs parallèles et une image polarimétrique I_{per} avec les axes passants des polariseurs perpendiculaires.

Les travaux de Jihoon Kim *et al.* en 2010 reprennent ce principe d'imagerie en le complétant par de nouvelles mesures [56] :

- la source blanche est filtrée par un polariseur mais aussi, successivement, par trois filtres passe bande (bleu, vert, rouge) pour jouer sur la profondeur de pénétration du faisceau incident dans le tissu ;
- l'angle d'incidence est rendu réglable entre 0° et 170° ;
- enfin pour chaque angle d'incidence et chaque bande spectrale de la source, on réalise sur la caméra CCD trois images de l'intensité renvoyée dans la direction normale, après traversée d'un analyseur orienté respectivement à 0° , 45° et 90° de la polarisation incidente (images I_0 , I_{45} , et I_{90} respectivement). On accède ainsi aux trois premiers paramètres de Stokes :

$$S_0 = I_0 + I_{90} \quad (2.2)$$

$$S_1 = I_0 - I_{90} \quad (2.3)$$

$$S_2 = 2I_{45} - (I_0 + I_{90}) \quad (2.4)$$

et le degré de polarisation linéaire (DOLP : Degree Of Linear Polarization en anglais) du faisceau réfléchi peut être calculé avec :

$$DOLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} \quad (2.5)$$

Les images du DOLP en fonction de l'angle d'incidence du faisceau sonde font ressortir des contrastes améliorés pour l'identification de naevus (grains de beauté) dysplasique et

pour une meilleure délimitation des marges de la lésion. L'analyse approfondie des raisons de ce meilleur contraste, proposée dans la référence [56], sort du cadre de cette thèse et ne sera donc pas reprise ici.

Ces techniques d'imagerie entre polariseurs croisés de tissus ou d'échantillons biologiques, plus ou moins sophistiquées, ont été largement déclinées en microscopie au cours des 60 dernières années pour de multiples applications médicales, par exemple la détection de cristaux de silice biréfringents dans des biopsies de ganglions lymphatiques révélant une silicose [57]. Un autre exemple est l'identification de cristaux d'acide urique dans le liquide synovial pour le diagnostic de la goutte à partir d'un microscope en lumière polarisée avec compensateur², qui est considérée comme le test de référence (gold standard en anglais) en médecine [59]. Récemment, Kenneth Chin *et al.* utilisèrent l'imagerie entre polariseurs croisés lors d'une intervention chirurgicale pour localiser les nerfs périphériques (structures fibrillaires biréfringentes) au sein d'un tissu conjonctif afin d'éviter les sectionnements accidentels [60].

Cependant toutes ces techniques de caractérisation ne permettent pas de déterminer la réponse polarimétrique complète du tissu observé (dépolariation, diatténuations linéaire et circulaire, biréfringences linéaire et circulaire). Or, de cette réponse, on peut extraire des informations très utiles sur la structure interne, à l'échelle micrométrique, de l'objet biologique concerné (structuration fibrillaire ou pas, organisée ou non, présence ou non de cellules diffusantes). C'est pourquoi, dès les années 70, de nombreux travaux ont été conduits pour déterminer cette réponse polarimétrique de tissus biologiques via la mesure de leur matrice de Mueller. Nous proposons un bref état de l'art de ces travaux dans la section suivante.

2.2 Imagerie de tissus biologiques par polarimétrie de Mueller

En 1976, William Bickel *et al.* sont parmi les premiers à utiliser la matrice de Mueller (qu'ils appellent matrice de diffusion) pour discriminer des objets biologiques semblables, en l'occurrence deux souches distinctes de la bactérie "Bacillus subtilis" [61]. Les spores de ces souches en suspension dans de l'eau distillée diffusent le faisceau laser incident et les coefficients de la matrice de Mueller sont déterminés dans différentes directions par rapport à celle du faisceau incident. Les valeurs de combinaisons des coefficients de la matrice de Mueller en fonction de la direction d'analyse sont nettement différentes pour les deux souches de la bactérie et permettent de les différencier plus facilement qu'avec

2. Un compensateur est un élément à retard linéaire variable placé entre le polariseur et l'échantillon. Il permet de contrôler l'illumination de l'arrière-plan de l'échantillon ou peut servir à améliorer le contraste d'échantillons faiblement biréfringents [58].

des mesures purement intensimétriques.

En utilisant une caméra CCD, Andreas Hielscher *et al.* réalisent en 1998 des images polarimétriques de Mueller de fibroblastes³ cancéreux et non cancéreux de rat en suspension dans de l'eau distillée [62]. Ils observent que les matrices de Mueller mesurées des deux types de fibroblastes sont quasi identiques sauf les coefficients m_{22} et m_{33} qui sont légèrement différents, et aussi le coefficient m_{44} qui est plus élevé dans le cas des fibroblastes non cancéreux. A partir de l'analyse de sphères de polystyrène de tailles connues en suspension, les auteurs de cette étude estiment que la différence entre les valeurs du coefficient m_{44} des deux types de fibroblastes correspond à une différence de taille de seulement 20 nm, si celles-ci sont assimilées à des particules sphériques. Cette étude, comme celle de Bickel *et al.* précédemment, montre que la matrice de Mueller brute peut être considérée comme une "empreinte" du milieu analysé et qu'elle permet de distinguer des objets biologiques présentant des propriétés (taille, structure) peu différentes.

En plus de son utilisation pour la caractérisation de particules biologiques en suspension dans un liquide, l'imagerie polarimétrique de Mueller a aussi été rapidement mise en oeuvre pour imager des tissus et organes facilement accessibles par un faisceau sonde tels que la peau et les yeux. En 1999, Juan Bueno et Pablo Artal sont les premiers à utiliser l'imagerie de Mueller *in vivo* en mesurant les matrices de Mueller d'un oeil humain dans le plan de la rétine et dans le plan de la pupille [63]. L'acquisition des matrices est réalisée avec un polarimètre de Mueller constitué notamment d'éléments retardeurs variables à cristaux liquides commandés électriquement. Ces travaux montrent notamment que la lumière traversant le milieu oculaire en aller-retour et réfléchi par la rétine est plus fortement dépolarisée en périphérie qu'au centre.

Dans le domaine de la dermatologie, Matthew Smith *et al.* réalisent en 2000 des images de différentes lésions de la peau avec un polarimètre de Mueller [64], comme le font Steven Jacques *et al.* à la même époque au moyen d'une analyse entre polariseurs croisés [55]. À partir d'un coefficient de couplage X_{HV} déterminé par une combinaison de coefficients de la matrice de Mueller, ils évaluent la part de la lumière renvoyée par l'échantillon ayant soit une polarisation linéaire horizontale, soit une polarisation linéaire verticale, lorsque la polarisation incidente est horizontale. Le coefficient de couplage X_{HV} s'exprime de la façon suivante [65] :

$$X_{HV} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{m_{21} + m_{22}}{m_{11} + m_{12}} \right) \quad (2.6)$$

Ce coefficient X_{HV} est équivalent au rapport *POL* déterminé par Steven Jacques *et al.* dans leurs travaux avec seulement un polariseur et un analyseur. La matrice de Mueller,

3. Les fibroblastes (ou fibrocytes) sont les principales cellules du tissu conjonctif. Elles synthétisent les composants de la matrice extra-cellulaire tels que le collagène.

contenant l'ensemble des effets polarimétriques produits par un milieu, confirme bien les résultats obtenus avec des techniques plus simples.

Les exemples précédents montrent l'utilité de mesurer la totalité de la matrice de Mueller, car selon le type d'objet biologique étudié, les coefficients significatifs peuvent être différents. Cependant, il est difficile d'obtenir une interprétation claire des phénomènes physiques intervenant dans les tissus biologiques d'intérêt à partir de la matrice de Mueller brute. Pour approfondir la caractérisation de ces tissus en vue d'y déceler d'éventuelles pathologies, il est nécessaire de décomposer la matrice de Mueller par l'une des décompositions présentées au chapitre 1 (décomposition de Lu et Chipman, décomposition différentielle d'Ossikovski, ...) afin de déterminer l'ampleur des différents effets polarimétriques mis en jeu. C'est ce travail qui a été réalisé dans les recherches évoquées dans la suite.

Au cours des vingt dernières années, de nombreuses analyses polarimétriques mettant en jeu la décomposition polaire de Lu et Chipman ont été réalisées sur des biopsies de divers tissus biologiques sains ou atteints de certaines pathologies. C'est le cas par exemple d'une étude conduite par Michael Wood *et al.* en 2010 visant à évaluer le bénéfice d'un traitement à base de cellules souches chez des rats touchés par un infarctus⁴ du myocarde (muscle cardiaque) [66]. Ces cellules sont destinées à engendrer des cardiomyocytes (cellules cardiaques) dans le but d'améliorer la fonction cardiaque. Pour mener à bien leur étude, les auteurs réalisent des images polarimétriques de Mueller de coupes du myocarde de ces rats, dont certains ont bénéficié du traitement. Ils se fondent sur le fait que dans un myocarde sain, les cardiomyocytes sont organisées en fibres parallèles correspondant à une structure fortement anisotrope, tandis qu'en cas d'infarctus, la nécrose de ces cardiomyocytes s'accompagne de la formation de fibres de collagène avec des orientations désordonnées qui entraîne une diminution de l'anisotropie du tissu et donc de la biréfringence. Les matrices de Mueller de chaque pixel de la caméra CCD utilisée comme détecteur sont décomposées avec la méthode de Lu et Chipman, pour extraire les images en retard de phase linéaire des coupes de myocarde (figure 2.3).

Comme attendu, on constate que dans les zones correspondant à l'infarctus, le retard linéaire est nettement plus faible que dans les zones saines. Cependant, ce retard linéaire dans les zones lésées est significativement plus élevé pour les rats ayant bénéficié du traitement, ce qui est interprété comme la signature d'une régénération des cardiomyocytes grâce aux cellules souches. Une analyse histologique avec une coloration au trichrome de Masson ainsi que des images réalisées en imagerie multiphotonique confirment les observations réalisées avec l'imagerie polarimétrique.

4. L'infarctus du myocarde, appelé couramment "crise cardiaque", est provoqué par l'obstruction d'une artère par un caillot sanguin.

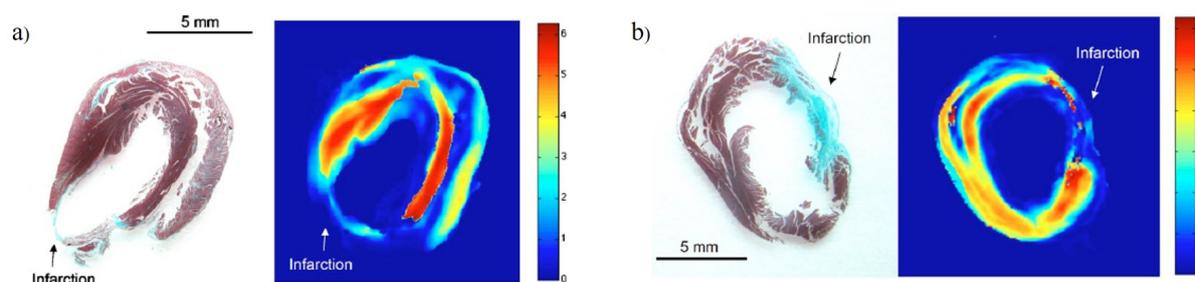


FIGURE 2.3 – Images en retard de phase linéaire (unité : radian) de coupes de myocards atteints par un infarctus avec (a) et sans (b) traitement à base de cellules souches, associées aux images histologiques correspondantes (collagène en bleu, muscle en rouge) [66].

En 2011, Angelo Pierangelo *et al.* analysent *ex vivo* des échantillons de colons humains avec un polarimètre de Mueller à différentes longueurs d'onde dans le visible (de 500 nm à 700 nm) [67]. Les échantillons sont issus de colons atteints d'un cancer de type adénocarcinome lieberkühnien à différents stades d'avancement : un stade précoce (B) où seules les premières couches de tissus du colon sont atteintes et un stade plus avancé (U) où le cancer a pénétré dans les couches profondes du colon. Que la zone du tissu analysée soit saine ou pathologique, les matrices de Mueller mesurées en réflexion correspondent à des matrices diagonales car les valeurs absolues des coefficients m_{22} , m_{33} et m_{44} sont nettement plus élevées que les autres coefficients qui sont tous proches de zéro. Cela signifie que les échantillons de colons présentent principalement de la dépolarisation avec de très faibles valeurs de retard de phase et de diatténuation. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de réaliser une décomposition car la matrice de Mueller brute correspond à la matrice de Mueller d'un élément dépolarisant. La dépolarisation est alors inversement proportionnelle aux valeurs des coefficients m_{22} , m_{33} et m_{44} de la matrice de Mueller brute. Quelle que soit la longueur d'onde utilisée, la zone B est moins dépolarisante que la zone saine de l'échantillon comme cela est visible sur la figure 2.4. La zone U est elle aussi moins dépolarisante que la zone saine dans le vert (à 500 nm et 550 nm), mais ceci n'est plus vrai dans le rouge (à 600 nm, 650 nm et 700 nm) : à ces longueurs d'onde, la dépolarisation n'est pas homogène et peut être inférieure ou identique à celle de la zone saine.

L'explication de ces observations, développée en détail dans la référence [67], nécessite la prise en considération à la fois des caractéristiques physiques de la tumeur telles que sa localisation au sein des différentes couches (muqueuse, sous-muqueuse, tissu musculaire, tissu péricolique), son épaisseur (fonction de son stade), le degré d'ulcération de la surface, mais aussi de la profondeur de pénétration de la lumière dans les tissus dont on sait qu'elle augmente avec la longueur d'onde.

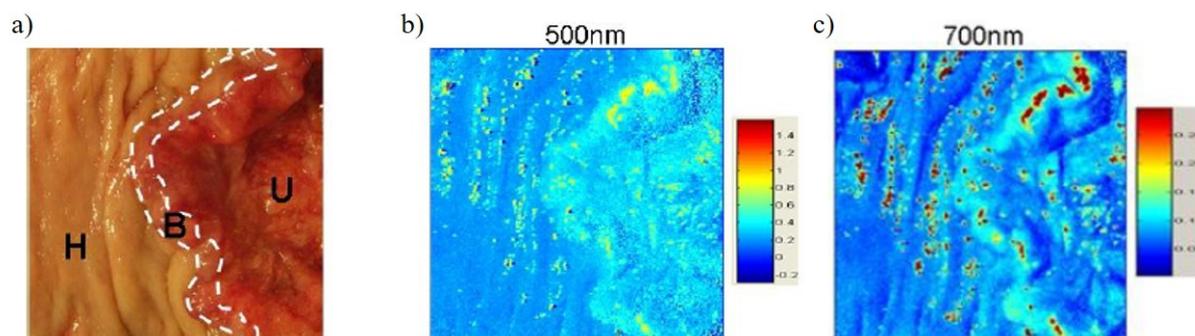


FIGURE 2.4 – (a) Photo d'un échantillon de colon : les zones H, B et U sont respectivement la zone saine, la zone à un stade précoce du cancer et la zone à un stade avancé du cancer ; Images du coefficient m_{22} de la matrice de Mueller obtenues à 500 nm (b) et à 700 nm (c). Les valeurs supérieures à 1 sont non physiques et causées par une saturation de la caméra [67].

Cette étude montre bien que l'utilisation de plusieurs longueurs d'onde (imagerie polarimétrique de Mueller multispectrale) permet une caractérisation plus avancée des tumeurs grâce à mesure de la réponse polarimétrique à différentes profondeurs dans l'échantillon. Cependant, on peut noter qu'en utilisant une seule longueur d'onde dans le rouge (à 700 nm comme dans la figure 2.4), les zones H, B et U peuvent tout de même être différenciées. En effet, les zones H et B ont des valeurs de dépolarisation différentes mais homogènes. Par contre, la dépolarisation n'est pas homogène dans la zone U. L'imagerie polarimétrique de Mueller permet en particulier de différencier les zones saines des zones pathologiques et aussi de distinguer différents stades d'avancements d'un cancer du côlon.

En association avec la spectrométrie de masse⁵, Alessandra Tata *et al.* ont analysé en 2016 par polarimétrie de Mueller des échantillons de muscles de souris contenant des tumeurs cancéreuses [68]. L'image en dépolarisation, obtenue après décomposition des matrices de Mueller par la méthode de Lu et Chipman, montre que la tumeur (encadrée par de lignes pointillées jaunes dans la figure 2.5) est moins dépolarisante que le tissu sain. L'analyse histologique confirme que la zone de l'échantillon atteinte par la tumeur est bien celle qui a été identifiée par la polarimétrie de Mueller.

Les auteurs de cette étude mettent aussi en évidence que, dans certains cas, des caractéristiques polarimétriques telles que la dépolarisation de tissus cancéreux peuvent être similaires à celles d'un tissu sain. L'identification de la zone cancéreuse peut alors être faussée. Une étude complémentaire doit donc être menée afin de déterminer les caractéristiques polarimétriques les plus significatives pour la détection d'une pathologie et de son degré d'avancement.

5. La spectrométrie de masse est une technique permettant de déterminer les molécules présentes dans un tissu à partir des rapports masse/charge (m/z) des molécules ionisées.

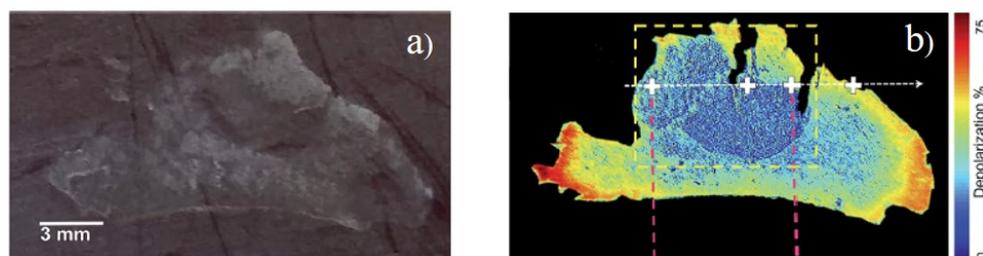


FIGURE 2.5 – Images en intensité (a) et en dépolarisation (b) d’une coupe de muscle de $20\ \mu\text{m}$ d’épaisseur contenant une tumeur (encadrée par des lignes pointillées jaunes).

Ce type de travail a été réalisé en 2018 par Meredith Kupinski *et al.* [69]. À l’aide d’un polarimètre de Mueller fonctionnant en réflexion, ils ont analysé à différentes longueurs d’onde dans le visible 24 échantillons de tissus du col de l’utérus dont certains présentent des lésions pré-cancéreuses. Les coefficients de la matrice de Mueller brute ainsi que les effets polarimétriques obtenus après décomposition permettent d’identifier les zones de tissus présentant des lésions pré-cancéreuses. Afin d’évaluer leurs performances diagnostiques, c’est-à-dire leurs capacités à distinguer une zone pathologique d’une zone saine, un outil statistique appelé la fonction d’efficacité du récepteur ROC (Receiver Operating Characteristic en anglais) est utilisé⁶. Les auteurs de cette étude ont montré par exemple que les coefficients m_{11} , m_{31} et m_{32} de la matrice de Mueller suffisent pour identifier les lésions pré-cancéreuses avec une très bonne performance de détection, mais qui reste cependant inférieure à celle obtenue avec le retard linéaire seul extrait de la décomposition de Lu et Chipman.

Les travaux cités plus haut confirment que les caractéristiques polarimétriques pertinentes et/ou les coefficients des matrices de Mueller significatifs en vue d’une aide au diagnostic dépendent à la fois de la nature du tissu biologique et de la pathologie concernés. Afin que l’imagerie polarimétrique de Mueller puisse constituer une aide au diagnostic voire même une alternative aux méthodes de référence telle que l’analyse anatomopathologique, la détermination des performances diagnostiques des différents paramètres de la matrice de Mueller doit être effectuée comme cela a été fait dans l’étude précédente portant sur le diagnostic du cancer du col de l’utérus. Quoiqu’il en soit, il apparaît clairement que, à défaut d’information préalable, les mesures doivent permettre d’acquérir tous les coefficients de la matrice de Mueller, autrement dit qu’il est hautement préférable de réaliser une polarimétrie de Mueller complète.

La brève étude bibliographique présentée dans ce chapitre met en évidence l’intérêt

6. Cet outil, utilisé en biologie clinique depuis les années 1960, permet d’évaluer les performances diagnostiques d’un test à partir de l’aire sous la courbe AUC (Area Under Curve en anglais) de la fonction ROC [70]. Lorsque l’AUC est égale à 1, le test est parfait et ne réalise aucune erreur de diagnostic alors que lorsqu’il vaut 0,5, aucune distinction n’est effectuée par le test.

de la polarimétrie de Mueller pour l'aide au diagnostic médical. Toutefois, il faut noter que dans tous les travaux cités, les tissus et échantillons imagés sont directement éclairés par le faisceau provenant du PSG. De même, le PSA analyse la lumière en provenance directe du tissu cible. La plupart du temps, il s'agit d'imagerie *ex vivo* réalisée sur un échantillon biologique prélevé par biopsie. Dans les rares cas d'imagerie *in vivo* rapportés dans la littérature, l'organe imagé est accessible en visée directe par la lumière, comme par exemple la peau ou l'œil. À noter cependant l'existence d'un dispositif capable de réaliser une imagerie de Mueller un peu plus profonde : il s'agit d'un colposcope équipé d'un PSG et d'un PSA, utilisé pour l'aide au diagnostic du cancer du col utérin *in vivo* [71]. Pour étendre le champ d'application de la polarimétrie de Mueller à la caractérisation d'organes internes, il est nécessaire de coupler la technique à un déport endoscopique. Un état de l'art des techniques endoscopiques pour l'imagerie polarimétrique et plus particulièrement pour l'imagerie de Mueller est présenté dans la partie suivante.

2.3 Techniques endoscopiques pour l'imagerie polarimétrique

Dans le domaine médical, l'endoscopie est une technique d'exploration et de visualisation des tissus à l'intérieur du corps de façon peu invasive en passant par les orifices naturels ou par de petites incisions. Elle met en œuvre un endoscope qui est un dispositif de déport d'image, fin (diamètre de quelques mm à 1 cm) et long (de quelques centimètres à plus d'un mètre) qui peut être souple ou rigide. Certains endoscopes sont parcourus sur toute leur longueur par un canal creux appelé "canal opérateur" qui permet d'introduire et guider des instruments adaptés jusqu'à l'organe ou au tissu visé pour y réaliser des opérations spécifiques. L'endoscopie peut être destinée à des fins diagnostiques pour identifier des lésions caractéristiques de certaines maladies et pour réaliser des biopsies. Elle peut aussi être à visée thérapeutique pour permettre par exemple l'ablation d'une tumeur. Lors d'interventions chirurgicales minimalement invasives réalisées à travers de petites incisions comme dans le cas de la chirurgie de la cavité abdominale, un endoscope rigide de quelques dizaines de cm de long, appelé laparoscope, est utilisé pour guider le chirurgien. Afin de réaliser une image polarimétrique par voie endoscopique, il faut soit que la réponse polarimétrique de l'endoscope soit neutre, soit que l'on puisse s'affranchir de cette réponse pour extraire uniquement la réponse polarimétrique du tissu cible.

Une fibre optique constitue le moyen le plus simple pour déporter la lumière de la source externe (côté "proximal") jusqu'à l'organe interne ("côté distal"). Cependant, une fibre modifie de manière indéterminée, incontrôlable et variable au cours du temps, les

états de polarisation de la lumière guidée. Par exemple, une fibre optique monomode peut être modélisée comme la concaténation de plusieurs lames d'onde, chacune avec un retard de phase linéaire et une orientation différente [72]. La modification des caractéristiques de ces lames d'onde élémentaires, qui sont fortement dépendantes du conditionnement de la fibre, entraîne un changement de l'état de polarisation de la lumière guidée. Par conséquent, la réponse polarimétrique d'un échantillon à travers une fibre n'est pas directement accessible. Au cours de la dernière décennie, diverses techniques endoscopiques utilisant des fibres optiques ou non ont été développées pour déterminer les propriétés polarimétriques des tissus. Ces techniques endoscopiques sont présentées dans la suite de ce chapitre.

2.3.1 Techniques endoscopiques mesurant un seul effet polarimétrique

En 2009, Jérôme Desroches *et al.* sont les premiers à mettre au point une technique d'imagerie polarimétrique utilisant une fibre optique monomode comme déport endoscopique [73]. Dans ce dispositif, le composant clé est un rotateur de Faraday placé entre l'extrémité distale de la fibre et l'échantillon (voir Figure 2.6) qui provoque une rotation de 45° , dans le même sens, des composantes des champs qui le traversent, à l'aller et au retour. Ceci a pour conséquence d'invertir ces composantes entre l'aller et le retour et de permettre ainsi une compensation en temps réel du retard de phase créé par la biréfringence de la fibre. Le seul retard restant est celui introduit par l'échantillon qui modifie la polarisation de la lumière entre les deux traversées du rotateur.

Pour mesurer le retard de phase linéaire noté δ_l d'un échantillon, la méthode est la suivante. Un faisceau laser polarisé linéairement est envoyé dans la fibre à travers un cube séparateur insensible à la polarisation (CSIP) et un brouilleur d'états de polarisation qui génère séquentiellement une grande variété d'états de polarisation. Au retour, la lumière rétroguidée par la fibre est dirigée par le CSIP vers un système d'analyse de la polarisation constitué d'un cube qui sépare les contributions linéairement polarisées respectivement parallèle (\parallel) et perpendiculaire (\perp) à la polarisation de la source et on détecte les deux contributions correspondantes I_{\parallel} et I_{\perp} . La proportion K de l'intensité totale détectée ($I_{\parallel} + I_{\perp}$) portée par la composante parallèle (I_{\parallel}) est fonction de la polarisation injectée dans la fibre mais elle est plafonnée par une valeur maximale K_{max} directement liée à δ_l par :

$$K_{max} = \max(K) = \max\left(\frac{I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}\right) = \sin\frac{\delta_l^2}{2} \quad (2.7)$$

Il suffit donc de déterminer K_{max} en faisant varier la polarisation en entrée à l'aide du brouilleur pour pouvoir déduire le retard δ_l .

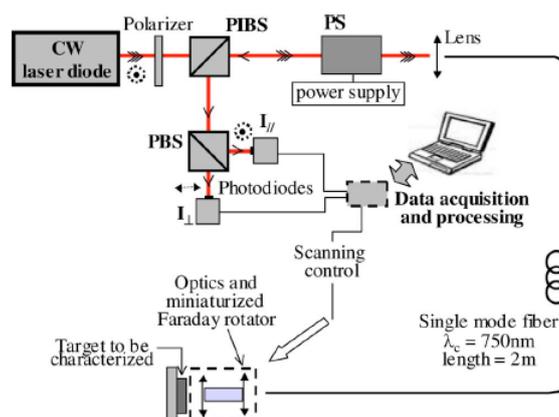


FIGURE 2.6 – Montage expérimental utilisé par Jérôme Desroches *et al.* pour déterminer le retard linéaire d’un échantillon à travers une fibre optique monomode. Extrait de [73].

Cette technique présente cependant plusieurs inconvénients. Le premier est qu’elle ne fonctionne que si le milieu analysé présente ni diatténuation, ni biréfringence circulaire. Dans le cas contraire, la mesure du retard linéaire est faussée. Un deuxième inconvénient est la nécessité de disposer un rotateur de Faraday côté distal de la fibre qui, même s’il est miniaturisé, reste un composant volumineux au regard des exigences de l’endoscopie.

En utilisant aussi une fibre optique monomode comme moyen de déport endoscopique, Julien Fade et Mehdi Alouini proposent en 2012 une autre technique innovante en vue de réaliser une caractérisation polarimétrique déportée d’un échantillon [74]. Cette technique est fondée sur la double constatation que : (i) deux états de polarisation orthogonaux⁷ ne peuvent pas interférer, (ii) un élément présentant du retard de phase linéaire, tel qu’une fibre optique, modifie deux états de polarisation orthogonaux qui le traversent, mais les états émergents demeurent orthogonaux entre eux. Au contraire, un élément présentant de la diatténuation ne permet pas de conserver l’orthogonalité des états incidents [75]. A cause de cette “brisure d’orthogonalité”, les états de polarisation interfèrent. Ainsi, si on analyse un échantillon avec deux états de polarisation sondes orthogonaux de fréquences ν_1 et ν_2 légèrement différentes, l’interférence consécutive à la brisure d’orthogonalité engendrée par de la diatténuation se traduit par la création d’un battement oscillant à la fréquence différence $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$. Autrement dit, la détection d’un signal de battement à la fréquence $\Delta\nu$ permet de conclure à l’existence de la diatténuation au niveau de l’échantillon.

D’un point de vue expérimental, les deux états de polarisation sondes orthogonaux sont générés par une source laser bifréquence émettant simultanément deux modes

7. Deux états de polarisation sont orthogonaux si la somme de leurs vecteurs de Stokes est égale au vecteur de Stokes d’une onde totalement dépolarisée [2]. Par exemple, les états de polarisation rectilignes horizontal et vertical sont orthogonaux entre eux comme le sont également les états circulaires gauche et droite.

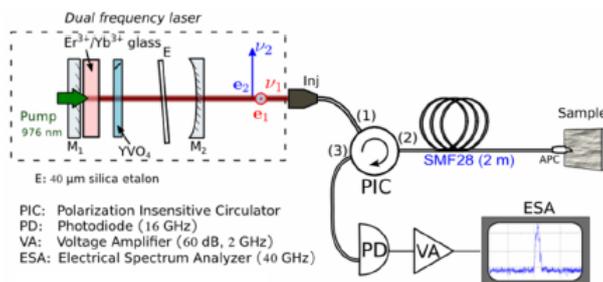


FIGURE 2.7 – Montage expérimental permettant de déterminer la diatténuation linéaire et la diatténuation circulaire d'un échantillon à partir de la technique de brisure d'orthogonalité. Issu de [76].

longitudinaux de fréquences respectives ν_1 et ν_2 espacées de $\Delta\nu = 1,25$ GHz et de polarisations linéaires orthogonales (figure 2.7). Le faisceau laser est guidé par une fibre optique monomode vers l'échantillon. Comme relevé plus haut, les deux états de polarisation sont modifiés lors de la propagation dans la fibre à cause de la biréfringence de celle-ci, mais ils restent toujours orthogonaux entre eux. Après interaction avec l'échantillon, une partie de la lumière rétrodiffusée est guidée en retour par la fibre vers un circulateur insensible à la polarisation puis vers une photodiode. Enfin, le signal de battement amplifié est analysé par un analyseur de spectre électrique. La mesure est effectuée en quelques millisecondes et a l'avantage de ne pas nécessiter d'élément à l'extrémité distale de la fibre, la rendant compatible pour une utilisation endoscopique. Même si cela ne présente pas d'utilité pour les applications à l'endoscopie médicale qui nous intéressent, la technique reste efficace après une propagation dans une très grande longueur (20 km) de fibre monomode.

Par la suite, les inventeurs de cette technique ont proposé un ensemble de variantes et de perfectionnements afin d'étendre ses capacités de mesure. Ainsi, pour déterminer sans ambiguïté la diatténuation linéaire et l'angle de diatténuation d'un échantillon, on utilise deux états de polarisation orthogonaux circulaires⁸, ce qui est obtenu en plaçant une lame de phase $\lambda/4$ en sortie du laser bifréquence. Par contre, si l'échantillon présente de la diatténuation circulaire, celle-ci est mesurée en utilisant deux états de polarisation orthogonaux linéaires⁹ [75]. En outre, avec un polariseur linéaire devant le détecteur d'intensité, la brisure d'orthogonalité se produit lorsque l'échantillon présente de la dépolarisation alors que si un polariseur circulaire est utilisé, la brisure d'orthogonalité intervient lorsque l'échantillon engendre du retard linéaire [77]. Cependant, dans ce cas, le retard linéaire de l'échantillon est mesurable uniquement en espace libre car en utilisant

8. Si les deux états de polarisation orthogonaux générés par la source sont linéaires, l'amplitude du battement dépend à la fois de la diatténuation linéaire et de l'angle de diatténuation.

9. Si les deux états de polarisation orthogonaux générés par la source sont circulaires, il n'y a pas de brisure d'orthogonalité car ils sont les états propres d'un élément diatténuateur circulaire.

une fibre optique monomode comme déport endoscopique, le retard linéaire mesuré est celui de l'ensemble "fibre + échantillon". Finalement, la technique de mesure de la brisure d'orthogonalité permet de détecter et d'évaluer divers effets polarimétriques, mais au prix d'acquisitions plus nombreuses avec des configurations modifiées (ajout ou retrait de composants) ce qui augmente fortement la durée de la mesure. En outre, la discrimination reste difficile dans le cas d'effets polarimétriques combinés, surtout quand une fibre optique est utilisée pour réaliser un déport endoscopique.

Les deux techniques présentées dans cette partie (compensation par insertion d'un micro rotateur de Faraday en extrémité distale d'une part, mesure de la brisure d'orthogonalité d'autre part) permettent de mesurer seulement certaines caractéristiques polarimétriques à travers une fibre optique monomode. Ces dernières années, d'autres techniques ont été développées afin de mesurer la matrice de Mueller complète d'un échantillon.

2.3.2 Polarimétrie de Mueller avec un endoscope rigide

A partir d'un laparoscope qui est un endoscope rigide, Ji Qi *et al.* réalisent en 2016 un polarimètre de Mueller endoscopique [78]. Représenté sur la figure 2.8, cet endoscope rigide comprend un canal d'éclairage en anneau en périphérie du tube endoscopique ainsi qu'un canal d'imagerie au centre. Le canal d'éclairage est composé d'une multitude de fibres optiques tandis que le canal d'imagerie contient un ensemble de lentilles relais permettant de rapatrier vers l'entrée la lumière récoltée. Afin que les états de polarisation incidents sur la zone à analyser ne soient pas modifiés lors de la propagation dans les fibres, le PSG est placé en aval des fibres d'illumination, c'est-à-dire à l'extrémité distale de l'endoscope. Le PSG est un film polarisant en forme d'anneau fixé à l'extrémité distale du canal d'éclairage. Celui-ci est suivi d'un film retardant $\lambda/4$ monté sur un axe permettant de l'orienter à volonté depuis l'entrée. La rotation du film retardant, pilotée par une platine de rotation motorisée, permet de générer les différents états de polarisation incidents. Le PSA, placé à l'extrémité proximale, est suivi d'une caméra CCD pour la réalisation des images.

Ce positionnement du PSA en aval du canal d'imagerie signifie que la réponse polarimétrique mesurée est celle de l'ensemble "tissu d'intérêt + canal d'imagerie". Or, une étude menée en 2010 par Tobias Wood *et al.* a montré que, dans de nombreux laparoscopes, la réponse polarimétrique de ce canal d'imagerie n'est pas neutre puisqu'il introduit un retard de phase linéaire significatif, principalement imputable aux fenêtres de protection placées aux extrémités de l'endoscope [79]. En effet, ces fenêtres, qui servent à protéger le canal d'éclairage et le canal d'imagerie lors de la stérilisation de l'endoscope, sont réalisées à partir de matériaux biréfringents tels que le saphir. Ainsi, pour pouvoir

extraire la réponse polarimétrique du milieu analysé seule, il est nécessaire de mesurer au préalable la réponse polarimétrique du canal d'imagerie.

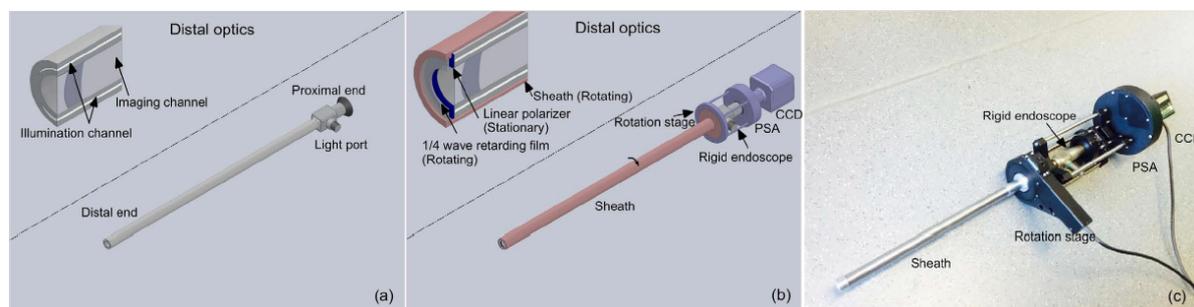


FIGURE 2.8 – (a) Schéma de l'endoscope rigide seul. (b) Schéma du polarimètre de Mueller endoscopique. La rotation d'une gaine en acier représentée en rouge permet de modifier l'orientation du film retardant du PSG. Les éléments en violet sont stationnaires durant l'acquisition. (c) Photo de l'endoscope rigide. Extrait de [78].

Cet endoscope présente l'avantage de réaliser des images avec un grand champ de vue (plusieurs cm^2) et à de grandes distances de l'échantillon (quelques cm). La platine de rotation utilisée pour orienter le film retardant du PSG n'est pas suffisamment rapide pour obtenir une durée d'acquisition inférieure à 15 secondes. Dans ces conditions, les résultats obtenus lors d'une analyse *in vivo* pourraient être faussés par des mouvements du patient (respiration, battements cardiaques, ...) se produisant lors de l'acquisition. De plus, cet endoscope étant rigide, beaucoup d'organes et de tissus ne sont pas accessibles. Comme nous allons le voir dans la suite, quelques solutions permettant la mise en œuvre de la polarimétrie de Mueller à travers un endoscope souple ont aussi été proposées récemment.

2.3.3 Polarimétrie de Mueller avec des endoscopes flexibles

2.3.3.1 PSG et PSA à l'extrémité distale de l'endoscope

Parmi les techniques utilisant des endoscopes flexibles, certaines proposent de placer le PSG et le PSA à l'extrémité distale du départ endoscopique pour s'affranchir de sa réponse polarimétrique. La difficulté majeure est alors de miniaturiser suffisamment ces dispositifs afin de les intégrer à la tête endoscopique. Ces dernières années, deux prototypes d'endoscope développés respectivement par Sarah Forward *et al.* [80] en 2017 et par Yifan Fu *et al.* [81] en 2018 sont basés sur cette approche.

La technique proposée par Forward *et al.* consiste à utiliser 6 fibres au bout desquelles sont collés 6 micro-polariseurs linéaires avec 3 orientations différentes (figure 2.9). Une mesure en intensité est effectuée avec un couple de fibres dont l'une sert pour l'illumination et l'autre pour la collection. Ainsi, chaque micro-polariseur peut jouer le rôle soit d'un PSG soit d'un PSA selon la mesure effectuée. Au total, 9 couples de fibres correspondant

à 9 configurations différentes de l'ensemble PSG/PSA peuvent être utilisés pour réaliser 9 mesures en intensité. À partir de ces mesures, on obtient la matrice 3x3 correspondant à la partie supérieure gauche de la matrice de Mueller. Le principal avantage de ce dispositif est que, comme le PSG et le PSA sont placés à l'extrémité distale des fibres, la réponse polarimétrique de ces fibres n'est pas à prendre en compte. Les fibres utilisées sont 6 fibres multimodes à gros coeur (diamètre égale à $400 \mu m$) et avec une grande ouverture numérique ($ON = 0,39$) qui permettent de collecter environ 10^3 à 10^4 fois plus de lumière provenant de l'échantillon qu'avec des fibres monomodes.

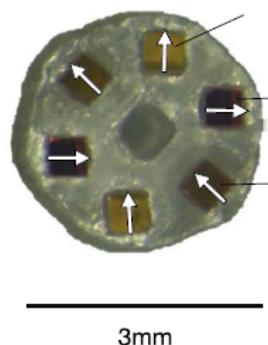


FIGURE 2.9 – Disposition des six micro-polariseurs linéaires placés dans un support réalisé par impression 3D et collés à l'extrémité distale des fibres. Les axes passants des micro-polariseurs sont indiqués par des flèches blanches. Extrait de [80].

Cependant, cet endoscope présente plusieurs inconvénients. Un premier handicap est la durée de l'ensemble des 9 mesures qui est de 5 minutes à cause des changements des fibres d'illumination et de collection qui sont effectués manuellement. On peut imaginer qu'une automatisation de l'opération accélérerait fortement la mesure mais ce travail n'a pas été réalisé par les auteurs. Un deuxième inconvénient provient du fait que, lors de l'illumination, l'intensité en sortie de chaque micro-polariseur dépend de l'état de polarisation incident. En effet, l'état de polarisation de la lumière, qui est issue d'une diode laser partiellement polarisée, varie en fonction du conditionnement de la fibre. Si les intensités correspondant aux différents états de polarisation sondes ne sont pas identiques, la mesure des coefficients de la matrice 3x3 sera faussée. Une calibration peut être réalisée mais elle sera valable uniquement pour un conditionnement de la fibre. Un troisième défaut est que chaque fibre n'illumine pas la même zone d'un échantillon suivant sa position dans le plan transverse de l'endoscope, ce qui signifie qu'une mesure ne sera valable que dans l'hypothèse où la réponse polarimétrique de cet échantillon est invariante sur la totalité de la zone éclairée par les fibres. Enfin, cette caractérisation donne une information polarimétrique globale sur toute la zone éclairée, d'un diamètre de plusieurs mm, et ne permet pas de réaliser une véritable image polarimétrique du tissu. Un dernier défaut est qu'une partie seulement de la matrice de Mueller est déterminée car le PSG

et le PSA sont constitués uniquement de polariseurs linéaires. Afin de mesurer la matrice de Mueller complète, des lames d'onde $\lambda/4$ doivent aussi être utilisées. L'ensemble de ces inconvénients rendent incompatibles l'utilisation de ce prototype d'endoscope pour l'analyse *in vivo* de tissus biologiques.

La tête endoscopique fabriquée par Yifan Fu *et al.* et représentée dans la figure 2.10, comportant un PSG et un PSA, est placée à l'extrémité distale d'un paquet de fibres multimodes utilisées comme déport endoscopique. Le PSG et le PSA sont constitués chacun d'un simple polariseur dont l'orientation peut être modifiée à l'aide de servomoteurs miniaturisés. La lumière d'une lampe xénon non polarisée à très large spectre (de 400 nm à 700 nm) est guidée par les fibres vers le PSG et la zone à analyser. La lumière rétrodiffusée par cette zone est analysée par le PSA et les mesures en intensité sont réalisées par un capteur CMOS HD directement intégré à la tête endoscopique. L'utilisation d'une source non polarisée comme la lampe xénon permet d'obtenir une intensité constante en sortie du PSG quel que soit le conditionnement des fibres. Cet endoscope présente l'avantage de réaliser des images polarimétriques avec un grand champ de vue (de l'ordre de quelques cm^2) avec une courte durée d'acquisition (2 s). En revanche, comme pour l'endoscope de Sarah Forward *et al.*, cet endoscope mesure uniquement la matrice 3x3 correspondant à la partie supérieure gauche de la matrice de Mueller car il n'y a pas de lames d'onde $\lambda/4$ dans le PSG et le PSA. Enfin, le diamètre relativement élevé de la tête endoscopique qui est de 13,5 mm est un inconvénient important car il est nettement plus grand que le diamètre du canal opérateur de la plupart des endoscopes médicaux qui est généralement inférieur à 5 mm.

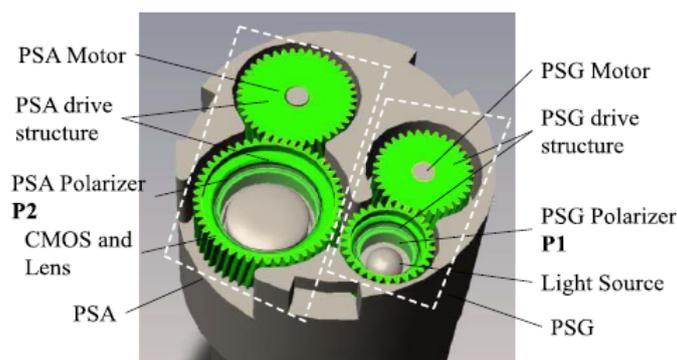


FIGURE 2.10 – Schéma d'une tête endoscopique comportant un PSG, un PSA et un capteur CMOS comme détecteur. Le PSG et le PSA sont chacun constitué d'un polariseur dont l'orientation est modifiée à l'aide d'engrenages (en vert) entraînés par des servomoteurs. Issu de [81].

2.3.3.2 PSG et PSA à l'extrémité proximale de l'endoscope

Pour s'affranchir de la réponse polarimétrique de la fibre de déport, d'autres techniques proposent de placer le PSG et le PSA à l'extrémité proximale et de réaliser une mesure différentielle. En 2015, Sylvain Rivet *et al.* ont mis au point une technique combinant la polarimétrie de Mueller et l'interférométrie afin de déterminer la réponse polarimétrique d'un milieu en utilisant une fibre optique monomode comme déport endoscopique [82]. La réponse polarimétrique de la fibre endoscopique seule et celle de l'ensemble "fibre endoscopique + milieu" sont mesurées simultanément. Ensuite, à partir de ces deux mesures la réponse polarimétrique de la fibre est enlevée pour obtenir uniquement celle du milieu analysé.

Le polarimètre de Mueller spectral utilisé, présenté à la figure 2.11, génère simultanément les états de polarisation en les codant spectralement à partir d'une source large spectre qui est une diode superluminescente SLD (Super Luminescent Diode). Les systèmes de codage (C) et de décodage (D) du polarimètre sont tous les deux constitués d'un polariseur linéaire (P1 et P2) et de deux lames retard (R1, R2, R3 et R4). Un cube séparateur non polarisant NPBS (Non-Polarizing BeamSplitter) permet de répartir la lumière venant de la source vers les deux bras d'un interféromètre comportant chacun une fibre optique monomode. Le milieu à analyser est positionné à l'extrémité distale du bras appelé "bras endoscopique" ("probing arm" sur la figure 2.11). Un spectromètre comportant une caméra CCD fonctionnant à 70 kHz est utilisé afin de mesurer l'intensité spectrale en sortie de l'interféromètre.

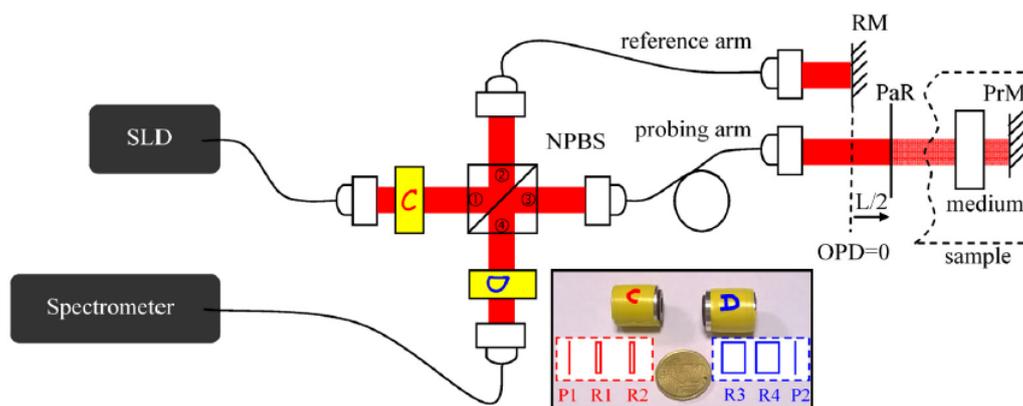


FIGURE 2.11 – Polarimètre de Mueller utilisé avec un système interférométrique pour mesurer simultanément la fibre optique endoscopique seule ("probing arm") et l'ensemble "fibre endoscopique + milieu". Tiré de [82].

Un réflecteur partiel PaR (coefficient de réflexion de 50 %) est placé dans le bras endoscopique en amont du milieu à analyser, de sorte que la différence de chemin optique entre le bras de référence et la partie du bras endoscopique allant jusqu'à PaR soit plus

courte que la longueur de cohérence de la source. Ainsi, la lumière revenant du bras de référence va :

- interférer avec le faisceau réfléchi par PaR (composante interférentielle I_{inter} de l'intensité détectée I , permettant de caractériser la fibre seule) ;
- s'ajouter de manière incohérente avec le faisceau ayant traversé PaR et réfléchi au niveau de l'échantillon situé plus loin (composante continue I_{DC} de l'intensité détectée, permettant de caractériser l'ensemble "fibre endoscopique + milieu").

$$I = I_{DC} + I_{inter} \quad \text{avec} \quad I_{DC} = I_{ref} + I_{PaR} + I_{PrM} \quad (2.8)$$

où I_{ref} est l'intensité de la lumière provenant du bras de référence de l'interféromètre, I_{PaR} est l'intensité de la lumière réfléchie par le miroir PaR et I_{PrM} est l'intensité de lumière réfléchie par le miroir PrM. A partir de la transformée de Fourier de I_{inter} , la matrice de Mueller de la fibre endoscopique seule \mathbf{M}_{PaR} est déterminée. Cependant, il faut au préalable avoir mesuré I_{ref} correspondant à la matrice de Mueller de la fibre de référence \mathbf{M}_{ref} . Ensuite, la matrice de Mueller \mathbf{M}_{PrM} de l'ensemble "fibre endoscopique + milieu" peut être calculée à partir de la transformée de Fourier de I_{DC} .

Le cube séparateur utilisé dans ce montage introduit du retard de phase linéaire. La matrice \mathbf{M}_{PaR} correspond au produit de la matrice de Mueller lors du chemin aller \mathbf{M}_{aller} (fibre + cube de 1 vers 3) avec la matrice de Mueller lors du chemin retour \mathbf{M}_{retour} (fibre + cube de 3 vers 4) :

$$\mathbf{M}_{PaR} = \mathbf{M}_{retour}\mathbf{M}_{aller} \quad (2.9)$$

La matrice \mathbf{M}_{PrM} s'écrit alors de la façon suivante :

$$\mathbf{M}_{PrM} = \mathbf{M}_{retour}\mathbf{M}_{milieu}\mathbf{M}_{aller} \quad (2.10)$$

Sachant que $(\mathbf{AB})^{-1} = \mathbf{B}^{-1}\mathbf{A}^{-1}$, l'opération suivante peut être réalisée :

$$[\mathbf{M}_{PaR}]^{-1}\mathbf{M}_{PrM} = [\mathbf{M}_{aller}]^{-1}\mathbf{M}_{milieu}\mathbf{M}_{aller} \quad (2.11)$$

La matrice de Mueller obtenue contient uniquement les propriétés polarimétriques du milieu analysé mais sans son orientation absolue.

Cette méthode fonctionne quel que soit le conditionnement de la fibre, car les mesures de la fibre endoscopique et de l'ensemble "fibre endoscopique + milieu" sont réalisées simultanément. Ces mesures sont aussi réalisées très rapidement grâce à la cadence de 70 kHz de la caméra CCD. Cependant, cette méthode présente plusieurs inconvénients. Le premier est la présence d'un taux de dépolarisation non nul car la fibre engendre de la dépolarisation spectrale à cause de la dispersion chromatique. Un deuxième inconvénient

est que plusieurs longues étapes de calibration doivent être effectuées avant de réaliser des mesures. Enfin, il faut veiller à ce que l'intensité provenant de l'échantillon I_{PrM} ne soit pas très faible par rapport à I_{ref} et I_{PaR} afin de ne pas diminuer la sensibilité de la mesure du milieu analysé. Cela peut être un problème pour l'analyse de tissus biologiques car l'intensité de la lumière rétrodiffusée présente souvent de grandes disparités suivant la zone du tissu. De plus, la lumière réinjectée dans une fibre optique monomode peut être très faible.

Une méthode purement polarimétrique a été mise au point par Sandeep Manhas *et al.* pour déterminer la matrice de Mueller d'un échantillon à travers une fibre optique monomode [83]. Comme pour la technique proposée par Rivet *et al.*, le principe de cette méthode consiste à mesurer la matrice de Mueller de la fibre seule et celle de l'ensemble "fibre + échantillon". Ensuite, avec un traitement mathématique adapté, la matrice de Mueller de l'échantillon seul est obtenue. Pour réaliser ces mesures, le montage expérimental utilisé est présenté dans la figure 2.12.

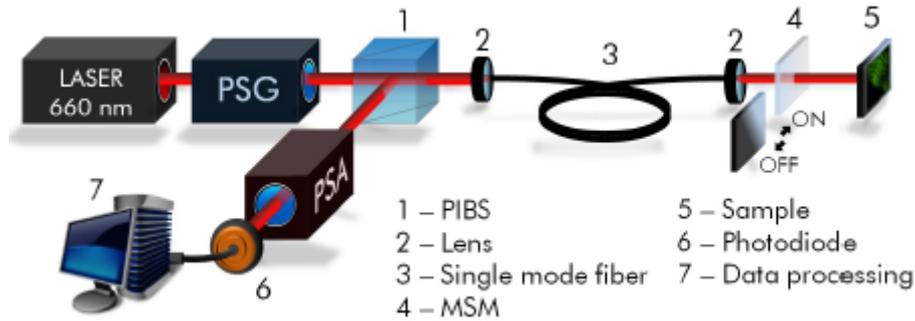


FIGURE 2.12 – Montage expérimental construit par Manhas *et al.* [83] pour mesurer les matrices de Mueller de la fibre seule (position ON du miroir) et de l'ensemble "fibre + échantillon" (position OFF du miroir). À partir de ces deux mesures, la matrice de l'échantillon est calculée.

Le faisceau laser issu d'une diode laser traverse successivement le PSG, et un cube séparateur insensible à la polarisation (CSIP) avant d'être injecté dans une fibre optique monomode. Un miroir commutable est positionné à l'extrémité distale de la fibre. Une partie de la lumière réfléchi par le miroir (position ON du miroir) ou par l'échantillon (position OFF du miroir) est collectée par la fibre et dirigée vers une photodiode après avoir traversé le PSA. Lorsque le miroir est en position ON, on mesure la matrice de Mueller M_1 de la fibre seule, sur un aller-retour :

$$M_1 = M_{FR}M_{FA} \quad (2.12)$$

où M_{FA} et M_{FR} sont les matrices de Mueller de la fibre respectivement dans le sens aller et

dans le sens retour. Or on sait qu'une fibre optique monomode n'introduit ni diatténuation ni dépolarisation, et qu'elle peut simplement être assimilée à une concaténation de lames d'onde [72]. Elle possède donc une matrice de Mueller $\mathbf{M}_{\mathbf{FA}}$ correspondant à celle d'un élément retardeur linéaire [72][84] :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{FA}} = \mathbf{R}(\theta_b)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}(\delta)\mathbf{R}(-\theta_a) \quad (2.13)$$

δ est le retard linéaire de la fibre tandis que θ_a et θ_b sont respectivement les orientations des axes neutres à l'entrée (côté proximal) et à la sortie (côté distal) de la fibre. La matrice de la fibre dans le sens retour est alors :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{FR}} = \mathbf{R}(\theta_a)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}(\delta)\mathbf{R}(-\theta_b) \quad (2.14)$$

En conséquence, la matrice de la fibre sur un aller-retour vaut :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{\mathbf{1}} &= \mathbf{R}(\theta_a)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}(\delta)\mathbf{R}(-\theta_b)\mathbf{R}(\theta_b)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}(\delta)\mathbf{R}(-\theta_a) \\ &= \mathbf{R}(\theta_a)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}(2\delta)\mathbf{R}(-\theta_a) \end{aligned} \quad (2.15)$$

La décomposition de la matrice $\mathbf{M}_{\mathbf{1}}$ permet d'extraire l'angle θ_a et le retard δ .

Lorsque le miroir est en position OFF, on mesure la matrice de Mueller $\mathbf{M}_{\mathbf{2}}$ de l'ensemble "fibre + échantillon" :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{2}} = \mathbf{M}_{\mathbf{FR}}\mathbf{M}_{\mathbf{E}}\mathbf{M}_{\mathbf{FA}} \quad (2.16)$$

où $\mathbf{M}_{\mathbf{E}}$ est la matrice de Mueller de l'échantillon que l'on cherche à connaître. Le développement de la relation 2.16 conduit à :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{2}} = \mathbf{R}(\theta_a)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}(\delta)\mathbf{R}(-\theta_b)\mathbf{M}_{\mathbf{E}}\mathbf{R}(\theta_b)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}(\delta)\mathbf{R}(-\theta_a) \quad (2.17)$$

D'où :

$$\mathbf{M}_{\mathbf{S}} = \mathbf{R}(-\theta_b)\mathbf{M}_{\mathbf{E}}\mathbf{R}(\theta_b) = \mathbf{M}_{\mathbf{R}}^{-1}(\delta)\mathbf{R}^{-1}(\theta_a)\mathbf{M}_{\mathbf{2}}\mathbf{R}^{-1}(-\theta_a)\mathbf{M}_{\mathbf{R}}^{-1}(\delta) \quad (2.18)$$

La matrice $\mathbf{M}_{\mathbf{S}}$ obtenue est celle de l'échantillon que l'on recherche, mais affectée d'une rotation d'un angle θ_b que l'on ne connaît pas et que l'on ne peut pas mesurer. Cet angle dépend du conditionnement de la fibre (courbures, torsions, ...). Cela signifie que l'ensemble des caractéristiques polarimétriques de l'échantillon sont mesurables par cette méthode dite "du miroir commutable" exceptée l'orientation absolue de ses axes propres dans le repère du laboratoire.

Cette méthode différentielle a été utilisée pour mesurer la matrice de Mueller de nombreux composants calibrés (lames d'onde, diatténuateurs, polariseurs, associations

de ces composants) à travers une fibre monomode de 2 m de long. Dans tous les cas, les caractéristiques polarimétriques attendues ont été retrouvées avec précision : retards des lames d'onde mesurées à $\pm 2^\circ$ près, et diatténuations linéaires et circulaires de diverses associations mesurées à $\pm 2\%$ près [83].

La méthode du miroir commutable a donc été la première méthode capable de réaliser une mesure déportée de la matrice de Mueller complète (matrice 4×4) d'un objet d'intérêt à travers une fibre optique, ouvrant la voie à une application en endoscopie. Cependant, la présence du miroir commutable en extrémité distale de la fibre présente plusieurs inconvénients. Le premier est que, même si on peut le miniaturiser, il occupe un certain volume qui peut rendre problématique son utilisation à l'extrémité d'un endoscope. Le deuxième inconvénient est le fait que sa commutation ON-OFF nécessite qu'il soit commandé électriquement depuis le côté proximal, ce qui rend sa mise en œuvre difficile. Ensuite, les matrices de Mueller de la fibre seule (position du miroir ON) et de l'ensemble "fibre + échantillon" (position du miroir OFF) ne sont pas mesurées simultanément. Ainsi, le conditionnement de la fibre ne doit pas être modifié entre les deux mesures afin de ne pas fausser la détermination de la matrice de Mueller de l'échantillon.

Pour remédier à ce problème, une variante à cette méthode a été proposée par Jérémy Vizet dans le cadre de sa thèse. Cette méthode, que nous exploiterons pour nos propres travaux et que nous appellerons "méthode bichromatique" dans la suite, est basée sur la mesure simultanée de la matrice de Mueller de la fibre seule à une longueur d'onde λ_1 et de la matrice de Mueller de l'ensemble "fibre + échantillon" à une longueur d'onde λ_2 très proche de λ_1 [85].

La matrice de Mueller de la fibre seule \mathbf{M}_1 mesurée à λ_1 sur un aller retour de la lumière, est de la forme établie à la relation 2.15 :

$$\mathbf{M}_1 = \mathbf{R}(\theta_{a1})\mathbf{M}_R(2\delta_1)\mathbf{R}(-\theta_{a1}) \quad (2.19)$$

où δ_1 et θ_{a1} sont respectivement le retard linéaire de la fibre et l'orientation des axes neutres à l'entrée (côté proximal), à λ_1 . Ces deux grandeurs sont déterminées par décomposition de la matrice \mathbf{M}_1 . De son côté, la matrice de Mueller de l'ensemble "fibre + échantillon" \mathbf{M}_2 mesurée à λ_2 s'écrit conformément à la relation 2.17 :

$$\mathbf{M}_2 = \mathbf{R}(\theta_{a2})\mathbf{M}_R(\delta_2)\mathbf{R}(-\theta_{b2})\mathbf{M}_E\mathbf{R}(\theta_{b2})\mathbf{M}_R(\delta_2)\mathbf{R}(-\theta_{a2}) \quad (2.20)$$

où \mathbf{M}_E est la matrice de Mueller du milieu analysé.

Au cours de ses travaux, Jérémy Vizet a montré que, sous réserve que les deux longueurs d'onde restent proches à moins de 1% près, on peut considérer que le retard linéaire de la fibre d'une part, et l'orientation des axes neutres du retard côté proximal

d'autre part, sont quasi identiques aux deux longueurs d'onde [85]. Autrement dit, on peut considérer que $\delta_1 \approx \delta_2$ et $\theta_{a1} \approx \theta_{a2}$. Ainsi, on peut s'affranchir de la réponse polarimétrique de la fibre en réalisant le calcul suivant :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_S &= \mathbf{M}_R^{-1}(\delta_1) \mathbf{R}^{-1}(\theta_{a1}) \mathbf{M}_2 \mathbf{R}^{-1}(-\theta_{a1}) \mathbf{M}_R^{-1}(\delta_1) \\ &= \mathbf{R}(-\theta_{b2}) \mathbf{M}_E \mathbf{R}(\theta_{b2}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Comme cela était le cas dans la méthode du miroir commutable, la matrice \mathbf{M}_S obtenue est celle du milieu analysé \mathbf{M}_E mais avec une orientation mesurée θ_{b2} pouvant être différente de l'orientation absolue du milieu analysé dans le repère du laboratoire, cette orientation mesurée dépendant du conditionnement de la fibre. Cependant, il sera toujours possible de comparer l'orientation des axes neutres mesurée entre deux points différents d'un échantillon ou entre deux échantillons différents, mais sous réserve que le conditionnement de la fibre n'ait pas changé entre les deux mesures. Dans le cas contraire, cette comparaison perd tout son sens. Mais hormis la mesure absolue de l'orientation des axes neutres, la méthode bichromatique permet de déterminer la réponse polarimétrique complète d'un milieu à travers une fibre optique monomode quel que soit le conditionnement de la fibre car les deux mesures nécessaires sont maintenant réalisées de manière absolument simultanée.

Le dispositif expérimental est construit autour d'un polarimètre de Mueller en réflexion qui a été conçu par le laboratoire LPICM de l'école Polytechnique et mis à la disposition de notre laboratoire dans le cadre d'une collaboration antérieure [84]. La constitution de ce polarimètre en réflexion est représentée figure 2.13.

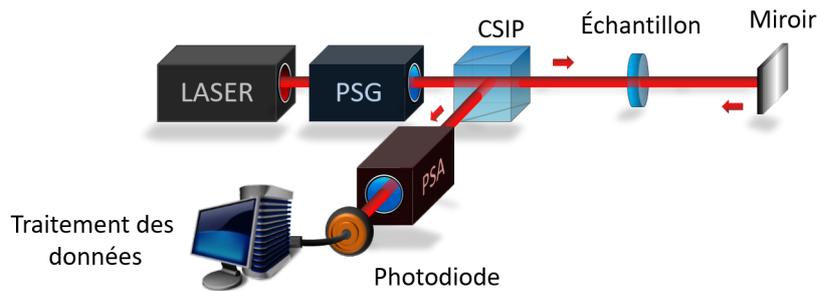


FIGURE 2.13 – Polarimètre de Mueller utilisé en réflexion; CSIP : Cube séparateur insensible à la polarisation.

Le choix a été fait de travailler dans le rouge pour bénéficier d'une profondeur de pénétration dans les tissus de quelques centaines de microns et ainsi pouvoir les caractériser en profondeur. Le PSG est constitué d'un polariseur linéaire dont l'axe passant est à l'horizontale, suivi de deux cellules à cristaux liquides ferroélectriques. Ces cellules jouent le rôle de lames d'onde avec respectivement un retard linéaire de 90° et 180° à 510

nm. L'orientation des axes neutres de chacune de ces lames d'onde peut être pivotée de 45° sous l'action d'une tension électrique. Le PSA est constitué des mêmes éléments que le PSG mais dans l'ordre inverse. Afin d'améliorer le conditionnement de la matrice de modulation W et de la matrice d'analyse A sur la bande spectrale [400 - 800 nm], une lame d'onde $\lambda/4$ à 633 nm d'ordre zéro est intercalée entre les deux cellules à cristaux liquides du PSG et du PSA, suivant en cela les préconisations du brevet [86].

Le montage expérimental utilisant le polarimètre de la figure 2.13 pour mettre en oeuvre la méthode bichromatique est représenté dans la figure 2.14. Les deux sources lumineuses sont deux diodes lasers continues fabriquées par Oxixius, pouvant émettre chacune jusqu'à 110 mW à $\lambda_1 = 633$ nm (diode LBX-633-100-ISO-PP) et à $\lambda_2 = 638$ nm (diode LBX-638-100-CSB-PP). Les faisceaux lasers issus de ces diodes sont combinés à l'aide d'un filtre dichroïque Semrock (référence LDP01-633RU-25) fonctionnant sous une incidence de 45° . Les faisceaux combinés traversent ensuite le PSG puis un cube séparateur insensible à la polarisation (CSIP) avant d'être injectés dans une fibre optique monomode RGB 400 fabriquée par Corning d'une longueur de 2 m environ (la fibre "endoscopique"). En sortie de fibre, un miroir dichroïque fonctionnant sous incidence normale (Semrock LP02-633RE-25) réfléchit la longueur d'onde λ_1 et transmet la longueur d'onde λ_2 qui sera focalisée sur l'échantillon par une lentille. La lumière réfléchiée par le filtre à λ_1 et celle rétrodiffusée en direction de la fibre par le milieu analysé à λ_2 sont réinjectées dans cette fibre et sont ensuite dirigées par le CSIP vers le PSA. Enfin, après avoir traversé le PSA, les deux longueurs d'onde sont séparées par un nouveau filtre dichroïque (Semrock LDP01-633RU-25) et les intensités des faisceaux à chaque longueur d'onde sont mesurées par deux photodiodes rapides (Hamamatsu S8745-01).

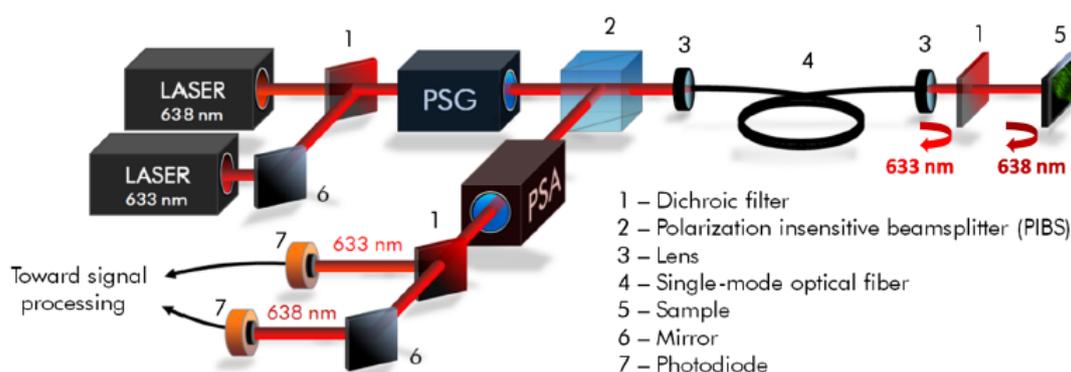


FIGURE 2.14 – Schéma du montage utilisé pour enlever la contribution de la réponse polarimétrique de la fibre à l'aide d'une méthode bichromatique. Extrait de [85].

Comme la méthode du miroir commutable, la méthode bichromatique a été validée par des mesures de matrices de Mueller effectuées sur divers éléments calibrés : une lame d'onde $\lambda/8$, un élément à retard linéaire variable (compensateur de Babinet-Soleil) et une

lame de verre à faces parallèles se comportant comme un élément diatténuateur linéaire. Les résultats obtenus avec un échantillon de côlon sain humain montrent aussi un très bon accord avec ceux obtenus avec un microscope de Mueller en espace libre [85].

La méthode bichromatique présente deux avantages considérables par rapport à la méthode du miroir commutable : d'une part elle ne nécessite pas d'élément mobile difficile à commander en extrémité de fibre, d'autre part elle permet de mesurer les deux matrices requises de manière parfaitement simultanée, ce qui la rend beaucoup moins sensible aux changements de conditionnement de la fibre. Il faudra cependant prendre garde que, sur la durée d'acquisition des 16 intensités nécessaires à la construction d'une matrice de Mueller (32 ms avec ce dispositif), ce conditionnement ne change pas. L'expérience montre que la fibre peut subir des vibrations de forte amplitude jusqu'à 3 Hz sans que cela affecte les mesures [85].

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un tour d'horizon des principales techniques qui ont été proposées à ce jour pour permettre des caractérisations polarimétriques de tissus biologiques par voie endoscopique. La difficulté est de s'affranchir des changements des états de polarisation induits par le guide de lumière, et qui perturbent la mesure. Les solutions rapportées dans la littérature, peuvent être classées en différentes catégories, suivant la nature des mesures qu'elles peuvent réaliser et suivant le type de guide endoscopique mis en jeu. Le tableau 2.1 présente une synthèse de ces catégories.

Cette étude bibliographique met en évidence le fait que très peu de méthodes permettent de réaliser de la polarimétrie de Mueller, même incomplète, à travers une fibre optique. Pourtant, nous avons vu que, pour distinguer une zone saine d'une zone pathologique dans un tissu biologique, il est hautement souhaitable de pouvoir mesurer toutes les caractéristiques polarimétriques de ce tissu, ce qui nécessite de mesurer sa matrice de Mueller 4×4 afin de pouvoir ensuite la décomposer.

La méthode du miroir commutable permet de réaliser cette mesure mais la nécessité de commuter un miroir en bout de fibre endoscopique au cours de la mesure permet difficilement d'imaginer sa mise en œuvre opérationnelle pour une caractérisation polarimétrique *in vivo*. La méthode par codage spectral est une méthode interférométrique encore plus complexe et fragile, qui nécessite aussi la commande d'éléments mobiles en bout de fibre pour permettre de faire une mesure polarimétrique déportée. Au contraire, la méthode bichromatique ne requiert qu'un filtre dichroïque en bout de fibre, qui peut être miniaturisé, et aucun composant mobile. Elle paraît donc bien adaptée pour un développement en vue de permettre de réaliser des images polarimétriques de Mueller *in vivo*.

Méthode	Type de guide	Nature des mesures polarimétriques
compensation par rotateur de Faraday [73]	fibre monomode	retard de phase
brisure d'orthogonalité [74][75][77]	fibre monomode	diatténuation
laparoscopie polarimétrique [78]	guide rigide	matrice de Mueller 3x3
filtrage en polarisation via 6 fibres [80]	fibres multimodes	matrice de Mueller 3x3
déport du PSG et du PSA côté distal [81]	fibre multimode	matrice de Mueller 3x3
codage spectral des états de polarisation et interférométrie [82]	fibre monomode	matrice de Mueller 4x4
méthode du miroir commutable [83]	fibre monomode	matrice de Mueller 4x4
méthode différentielle bichromatique [85]	fibre monomode	matrice de Mueller 4x4

Tableau 2.1 – Liste des différentes méthodes polarimétriques endoscopiques.

En son état actuel, le polarimètre de Mueller endoscopique par méthode bichromatique n'est capable de réaliser qu'une caractérisation polarimétrique ponctuelle : celle du point du tissu sur lequel est focalisé le faisceau à λ_2 . Pour réaliser les images montrées dans la référence [85], l'échantillon est déplacé dans les deux directions du plan focal de la lentille de focalisation, par un dispositif massif de platines de translation motorisées (Thorlabs MT3-Z8), avec une durée d'acquisition de 32 ms par pixel. Cette durée d'acquisition très longue (33 minutes pour une image de 250 x 250 pixels), la présence du système de déplacement volumineux à l'extrémité distale de la fibre, et le fait que c'est l'échantillon mobile qui se déplace devant la fibre immobile font que cette technique n'est pas applicable en l'état à l'imagerie endoscopique *in vivo*. Pour que cela devienne possible, il faut donc relever deux défis : réduire drastiquement la durée d'acquisition et développer un scanner miniaturisé. C'est l'objectif des travaux décrits dans les chapitres 3 et 4 de cette thèse.

Dans le chapitre 3, nous présentons la procédure d'acquisition que nous avons développée pour permettre de réaliser des images polarimétriques de Mueller en quelques secondes et que nous avons testée et éprouvée en association avec un scanner à miroirs galvanométriques. Nous profiterons de ce travail pour évaluer l'influence que peut avoir

la présence d'un tel système à miroir en aval de la fibre, sur les mesures polarimétriques effectuées. Cette étude nous permettra de décider si miniaturiser un scanner à miroirs (avec un système à MEMS par exemple) pourrait constituer une solution pour le balayage ou si nous devons nous orienter vers une autre technique pour opérer ce balayage.

Chapitre 3

Évaluation d'un scanner à miroirs galvanométriques pour la réalisation accélérée d'images polarimétriques par la méthode bichromatique

Sommaire

3.1	Mise au point d'une procédure accélérée d'acquisition des données	68
3.2	Caractérisations polarimétriques des éléments en aval de la fibre endoscopique	73
3.2.1	Le miroir dichroïque	74
3.2.2	Les miroirs galvanométriques	76
3.2.3	L'objectif télécentrique	81
3.2.4	Réalisation d'une image de Mueller avec le scanner	83
3.3	Caractérisations polarimétriques d'échantillons avec le scanner à miroirs galvanométriques	86
3.3.1	Un échantillon calibré : une lame d'onde $\lambda/8$	86
3.3.2	Un échantillon biologique : collagène de type I	88
3.4	Conclusion	89

3.1 Mise au point d'une procédure accélérée d'acquisition des données

Dans la suite de nos travaux portant sur la mise au point d'une procédure accélérée d'acquisition des données (chapitre 3), sur la réalisation d'un microscanner compatible avec la méthode bichromatique en vue de permettre de réaliser des images polarimétriques *in vivo* (chapitre 4), et enfin sur la mesure de la dépolarisation spatiale à travers la fibre monomode endoscopique (chapitre 5), nous allons travailler avec le dispositif de la figure 2.14. Cependant, pour certaines caractérisations annexes de composants, nous utiliserons le polarimètre en réflexion, en configuration "espace libre", c'est-à-dire sans la fibre, comme décrit figure 2.13. Mais dans tous les cas, il sera d'abord nécessaire de calibrer le polarimètre. L'étape de calibration est fondée sur la détermination des matrices réelles de modulation W et d'analyse A (voir 1.2.2). Pour cela, nous utilisons la méthode "Eigenvalues Calibration Method" (ECM) créée par Éric Compain *et al.* en 1999 [87] et qui utilise les mesures des matrices intensités d'échantillons de référence. Cette méthode, relativement sophistiquée mais très puissante, est décrite très en détails dans la référence [84]. Pour le polarimètre utilisé en réflexion, une première mesure est effectuée sans échantillon, puis avec un polariseur linéaire orienté à 0° par rapport à l'horizontale (direction de référence dans la suite), et puis orienté à 90° . Une dernière mesure est faite avec une lame d'onde $\lambda/8$ à 633 nm dont l'axe rapide est orienté à 30° . Cette procédure de calibration doit être réalisée pour chaque longueur d'onde d'analyse des échantillons. La méthode ECM permet de prendre en compte les caractéristiques polarimétriques de tous les éléments optiques dans le montage même si elles ne sont pas complètement connues. Elle permet aussi d'évaluer avec précision la qualité de la calibration effectuée.

Une fois la calibration terminée, il devient possible de mesurer les intensités nécessaires pour construire la matrice de Mueller en un point d'un échantillon. Les coefficients de cette matrice sont trouvés avec une erreur minimale si l'opération de calibration a été correctement conduite.

Dans le dispositif de la figure 2.14, un contrôleur embarqué (NI sbRIO-9632), fonctionnant sous LabVIEW, commande les cellules à cristaux liquides du PSG et du PSA ainsi que l'acquisition des intensités mesurées par les deux photodiodes. La capture d'écran de la figure 3.1 montre un exemple d'un tracé des intensités mesurées au cours du temps pour les 16 combinaisons de l'ensemble PSG-PSA par la photodiode recevant le signal à la longueur d'onde λ_2 . Le même type de relevé correspondant aux intensités du signal à λ_1 mesurées par l'autre photodiode peut être effectué.

Les intensités sont acquises à la fréquence de 5 kHz. Au total, pour chacune des deux longueurs d'onde, 160 mesures en intensité, soit 10 pour chaque combinaison de l'ensemble PSG-PSA, sont réalisées en 32 ms. Parmi les 10 intensités de chaque



FIGURE 3.1 – Tracé des intensités mesurées à λ_2 , affichées sur une interface LabVIEW, pour les 16 combinaisons de l’ensemble PSG-PSA.

combinaison, les 3 premières et les 3 dernières ne sont pas conservées car elles ont été mesurées lors d’un changement de combinaison, alors que les cristaux liquides n’étaient pas encore stabilisés. La moyenne des 4 intensités restantes sera la valeur retenue pour la combinaison considérée. Finalement, les 16 intensités moyennes obtenues, associées aux 16 combinaisons du polarimètre, seront celles utilisées pour calculer la matrice de Mueller :

- de la fibre si la longueur d’onde est λ_1 ;
- de l’ensemble “fibre + échantillon”, au point de l’échantillon sur lequel le faisceau sonde est focalisé, si la longueur d’onde est λ_2 .

Pour réaliser une image, il faut décaler le faisceau sonde jusqu’au pixel suivant, répéter les 16 séquences des PSG/PSA, et enregistrer les 2×16 intensités correspondantes comme décrit sur l’organigramme de la figure 3.2 :

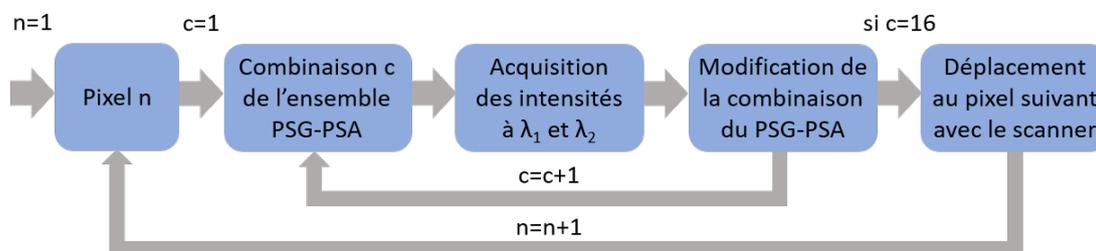


FIGURE 3.2 – Organigramme de la procédure d’acquisition utilisée avec la méthode bichromatique pour réaliser des images polarimétriques point par point.

Ainsi, pour une image de 250×250 pixels, la durée nécessaire pour acquérir les intensités de tous les pixels est égale à $32 \text{ ms} \times 250 \times 250$ soit 33 minutes. À cette durée, il convient d’ajouter le temps nécessaire pour passer d’un pixel à l’autre. Finalement, la réalisation d’une telle image nécessite plusieurs heures.

Afin de réduire la durée d’acquisition des mesures, nous proposons une nouvelle procédure qui consiste à réaliser successivement 16 balayages rapides de l’échantillon à l’aide d’un scanner, chaque balayage étant associé à une combinaison donnée du polarimètre. Les intensités sont mesurées et enregistrées à la volée au cours du balayage,

comme dans toute image en intensité classique réalisée avec un scanner. Puis, pour chaque pixel, les 16 intensités correspondantes, enregistrées au cours des 16 balayages, sont récupérées pour calculer la matrice de Mueller associée à ce pixel. L'avantage évident de cette approche est qu'elle ne requiert plus que 16 commutations de l'ensemble PSG/PSA, quel que soit le nombre N de pixels considérés, alors que la méthode initiale nécessitait N fois plus de commutations très consommatrices de temps (environ 1,2 ms par commutation). La nouvelle procédure est décrite par l'organigramme de la figure 3.3 :

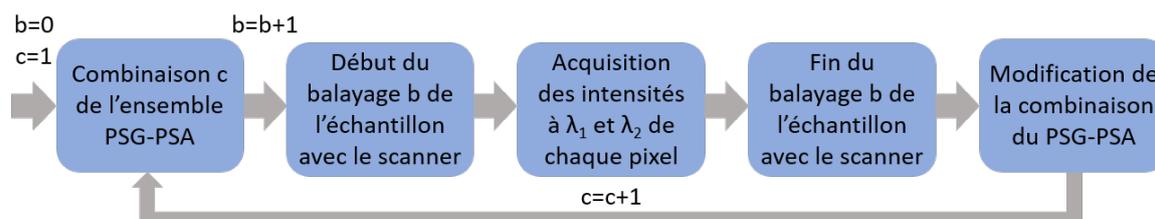


FIGURE 3.3 – Organigramme de la procédure d'acquisition accélérée des données pour la réalisation d'images polarimétriques avec la méthode bichromatique.

- Le scanner à associer à cette nouvelle procédure devra remplir plusieurs conditions :
- effectuer des balayages rapides pour permettre de réaliser des images polarimétriques à des cadences les plus élevées possibles ;
 - réaliser une trajectoire $(x, y) = f(t)$ du faisceau sonde parfaitement répétable à partir de l'instant $t_0 = 0$ de début du balayage, pour garantir que les 16 intensités utilisées pour calculer la matrice de Mueller d'un pixel donné proviennent bien de ce seul et même pixel ;
 - être compatible avec la méthode bichromatique, c'est-à-dire permettre de mesurer la matrice de Mueller de la fibre seule à λ_1 et celle de l'ensemble "fibre + échantillon" à λ_2 . Or, dans son principe, cette méthode mesure la réponse polarimétrique de l'ensemble des éléments situés en aval du miroir dichroïque placé en sortie de fibre. Par conséquent, si le scanner est un dispositif installé en aval du miroir dichroïque, ses éventuels effets polarimétriques devront être négligeables pour ne pas fausser la caractérisation de l'échantillon seul ;
 - s'il est installé à l'extrémité distale de la fibre, il devra être miniaturisé, ou au moins miniaturisable, pour que l'ensemble du dispositif respecte les conditions de dimensions des endoscopes classiques pour les applications *in vivo* (diamètre de 5 à 10 mm pour un système endoscopique indépendant, voire inférieur à 3 mm pour passer dans le canal opérateur d'un endoscope usuel).

Pour contourner la dernière condition, une solution pourrait être de réaliser le balayage côté proximal, en utilisant non pas une fibre endoscopique unique mais un bouquet

de fibres monomodes (bundle). Dans ce cas, chaque coeur est imagé sur un point de l'échantillon. C'est la technique utilisée par la société Mauna Kéa Technologies pour son système non linéaire "Cell Vizio" [88]. Le bundle de fibres, produit par l'entreprise Fujikura, comprend entre 1600 et 100 000 fibres suivant le modèle (30 000 dans le bundle le plus courant), permettant de réaliser des images avec autant de pixels. Le diamètre du guide est typiquement inférieur à 2 mm. Cependant, cette solution par balayage proximal d'un bundle de fibre présente deux inconvénients importants pour notre application. Le premier est que la distance entre deux coeurs voisins ("pitch") est importante (de l'ordre du double du diamètre du coeur), ce qui conduit à obtenir une image avec des pixels très espacés. Plus grave est le fait que la section de chaque fibre du bundle est différente de celle de ses voisines pour réduire les couplages intercoeurs [89]. Cela signifie que chaque fibre a une réponse polarimétrique qui lui est propre. Or la lumière à λ_2 guidée vers l'échantillon par un coeur donné sera diffusée et pourra revenir vers le système d'analyse par un autre coeur. Ceci n'est pas compatible avec le principe de la méthode bichromatique qui suppose que le trajet retour à λ_2 se fait dans la même fibre que le trajet aller, cette fibre étant aussi celle dans laquelle la longueur d'onde λ_1 a fait un aller-retour.

Puisque la solution mettant en jeu un bundle de fibres est inopérante pour la méthode bichromatique, il sera nécessaire de concevoir et mettre en œuvre un scanner miniaturisé (ou "microscanner") côté distal. Ce travail fera l'objet du chapitre 4. Mais dans un premier temps, pour mettre au point et valider la procédure d'acquisition accélérée décrite plus haut, nous avons décidé d'utiliser un système de balayage à miroirs galvanométriques massif (GVS Thorlabs) placé côté distal, à l'arrière du miroir dichroïque destiné à réfléchir la longueur d'onde λ_1 . Celui-ci est associé à un objectif permettant de focaliser le faisceau sur l'échantillon. C'est l'ensemble constitué du système de balayage et de l'objectif que nous appellerons "scanner" dans la suite. Pour l'objectif, nous avons choisi un objectif télécentrique (LSM03-VIS Thorlabs) car il offre un grossissement constant dans le champ de vue, contrairement à un objectif conventionnel. La taille du spot du faisceau lumineux dans le plan focal, et donc la résolution de l'image, ne varie quasiment pas dans la zone scannée. Dans notre montage expérimental, la résolution sera environ de $13 \mu\text{m}$. Ce type d'objectif a aussi l'avantage d'avoir un grand champ de vue (plusieurs mm^2), une grande distance de travail (plusieurs dizaines de mm) et de créer très peu de distorsion de l'image. Le dispositif expérimental est décrit figure 3.4.

Le scanner galvanométrique effectue un balayage de l'échantillon de type "raster scan", c'est-à-dire ligne par ligne. Un des miroirs permet au faisceau laser incident de balayer l'échantillon suivant une direction horizontale tandis que l'autre miroir permet d'effectuer un balayage dans la direction perpendiculaire (verticale). L'orientation des miroirs est pilotée par des moteurs galvanométriques commandés chacun par une carte de contrôle. Les tensions de commande analogiques sont envoyées aux cartes de contrôle par

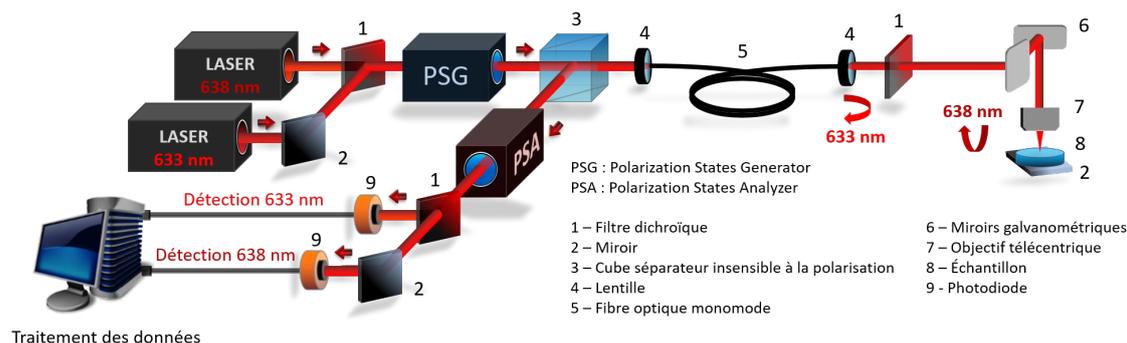


FIGURE 3.4 – Montage expérimental de la méthode bichromatique utilisée avec un scanner à miroirs galvanométriques.

le contrôleur embarqué, fonctionnant sous LabVIEW, utilisé dans l'ancienne procédure d'acquisition. Le pilotage de l'orientation des miroirs, la commande du PSG et du PSA, ainsi que l'acquisition des intensités sont réalisés avec un programme LabVIEW créé par Marc Fabert, ingénieur de recherche à l'institut Xlim, à partir du programme GPScan [90].

Comme indiqué précédemment, la procédure consiste à réaliser successivement 16 balayages rapides de l'échantillon à l'aide d'un scanner, chaque balayage étant associé à une combinaison différente du polarimètre et les intensités étant mesurées et enregistrées à la volée. Avec le scanner galvanométrique, la durée passée sur chaque pixel (pixel dwell time en anglais) est de $26 \mu\text{s}$. Afin de laisser le temps au polarimètre de se stabiliser après avoir changé de combinaison, un délai de $600 \mu\text{s}$ est fixé pour chaque changement de combinaison. Pour une image de 250×250 pixels, la durée d'acquisition est donc de $(16 \times (250 \times 250 \times 26 + 600)) \mu\text{s}$ soit 26 s environ alors qu'elle était de plusieurs heures avec l'ancienne procédure et le scanner constitué de platines de translations motorisées.

À l'équilibre, lorsqu'aucune tension de commande n'est appliquée, les deux miroirs sont attaqués sous une incidence de 45° . La déviation angulaire de ces miroirs, proportionnelle à la tension de commande, est de $1,25^\circ/\text{V}$, et peut être au maximum de $\pm 12,5^\circ$. Néanmoins, l'angle de balayage (correspondant au double de l'angle de déviation des miroirs) maximal réalisable avec l'objectif télécentrique est de $\pm 7,5^\circ$ suivant x et y . Grâce à des images en intensité d'une mire (figure 3.5) que nous avons réalisées avec l'objectif télécentrique, nous constatons qu'une tension de commande de $\pm 0,8 \text{ V}$, correspondant à une déviation angulaire de $\pm 1^\circ$, engendre un balayage de 2 mm par 2 mm.

Nous avons déjà souligné que, le scanner étant placé en aval du miroir dichroïque, la méthode bichromatique mesure les effets combinés de ce scanner et de l'échantillon. Par exemple, si le scanner et l'échantillon apportent respectivement un retard de phase linéaire δ_S et δ_E sur un aller-retour de la lumière, le retard δ mesuré avec la méthode

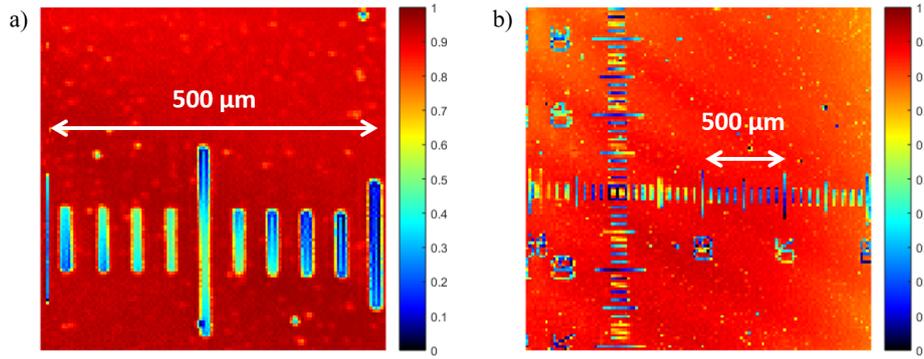


FIGURE 3.5 – Images en intensité de 126 x 126 pixels (normalisées par l’intensité maximale) d’une mire dont les traits sont espacés de 50 μm : a) tension de commande de $\pm 0,2$ V suivant x et y correspondant à une image de 0,5 mm x 0,5 mm ; b) tension de commande de $\pm 0,8$ V suivant x et y correspondant à une image de 2 mm x 2 mm.

bichromatique vaudra $\delta = \delta_S + \delta_E$ si les axes rapides du scanner et de l’échantillon sont alignés, $\delta = \delta_S - \delta_E$ si les axes rapides du scanner et de l’échantillon sont orthogonaux, et δ prendra une valeur intermédiaire dans le cas général. Comme, a priori, on n’a pas d’information sur l’orientation des axes neutres de l’échantillon, on peut juste déduire de la mesure de δ que $\delta_E = \delta \pm \delta_S$. Le même raisonnement peut être tenu concernant la diatténuation linéaire. Par conséquent, comme annoncé plus haut, si le scanner a des effets polarimétriques non négligeables, ils empêcheront une mesure précise de la réponse polarimétrique de l’échantillon.

Pour déterminer si l’emploi d’un tel scanner, miniaturisé, serait compatible avec les exigences de la méthode bichromatique, nous consacrons la prochaine section à la mesure des caractéristiques polarimétriques du scanner massif dont nous disposons. Les résultats de ces mesures seront d’une grande utilité pour orienter notre choix final concernant la technologie la plus adéquate pour réaliser le microscanner.

3.2 Caractérisations polarimétriques des éléments en aval de la fibre endoscopique

Les propriétés polarimétriques des éléments optiques qui ne font pas partie de la catégorie des “optiques de polarisation” telles que les lames d’onde, ou les polariseurs, ne sont pas souvent prises en considération. Pourtant, certains composants optiques peuvent présenter du retard de phase même si les matériaux qui les constituent ne sont pas intrinsèquement biréfringents. Par exemple, les couches minces déposées sur la surface d’un élément optique pour obtenir un traitement anti-reflet peuvent induire du retard

de phase [91]. Lors de la conception de ces couches minces, le fabricant a pour objectif de réduire au maximum la réflexion et il ne cherche pas prioritairement à limiter les effets polarimétriques produits par ces couches. Comme on l'a vu au chapitre 1, un retard de phase peut aussi être causé par de la biréfringence extrinsèque induite par des contraintes mécaniques sur l'élément optique. Enfin, une réflexion sur des milieux isotropes diélectriques et sur des milieux métalliques peut aussi engendrer un retard de phase. Afin de caractériser polarimétriquement un échantillon par la méthode bichromatique avec des erreurs minimales, il faut choisir des éléments en aval de la fibre présentant des effets polarimétriques les plus faibles possibles.

3.2.1 Le miroir dichroïque

La réponse polarimétrique du miroir dichroïque LP02-633RE-25 positionné à l'extrémité distale de la fibre doit être prise en compte même si ce miroir ne fait pas partie du scanner. En effet, si cette réponse n'est pas neutre, la méthode bichromatique ne permet pas de l'enlever car le faisceau laser à 633 nm est réfléchi par la face avant du miroir tandis que le faisceau à 638 nm le traverse. Un miroir dichroïque est constitué d'un substrat de verre sur lequel des couches minces de matériaux diélectriques sont déposées afin d'obtenir, à certaines longueurs d'onde, une réflectivité très élevée par interférences constructives des réflexions multiples. Comme les matériaux utilisés sont isotropes, le miroir ne possède pas de biréfringence intrinsèque. Cependant, une monture utilisée pour maintenir le miroir et le positionner dans un montage peut induire de la biréfringence au sein de ce miroir sous l'effet des contraintes mécaniques qu'elle exerce [92][93]. L'état de polarisation du faisceau à 638 nm est alors modifié lors de la traversée du miroir dichroïque.

Pour que la détermination de la matrice de Mueller de l'échantillon ne soit pas faussée, il faut que la biréfringence créée par la monture soit la plus faible possible. Afin d'évaluer les effets polarimétriques induits par les montures, nous mesurons la matrice de Mueller du miroir dichroïque équipé de deux montures différentes en utilisant le polarimètre en réflexion en "espace libre" (figure 2.13) à 638 nm et en plaçant un miroir de renvoi juste derrière ce miroir dichroïque. On s'assure que le miroir de renvoi est parfaitement perpendiculaire au faisceau incident afin qu'il ne crée aucun effet polarimétrique. La première monture du miroir dichroïque utilise une vis qui vient exercer une pression radiale sur la tranche du miroir pour le maintenir en position (figure 3.6 a) tandis que la deuxième maintient le miroir avec une bague vissée de chaque côté (figure 3.6 b).

Par la décomposition polaire de Lu et Chipman des matrices de Mueller mesurées, on obtient les valeurs du retard de phase linéaire du miroir dichroïque. Pour la monture avec maintien par vis, le retard de phase linéaire augmente avec l'intensité du serrage de la vis.



FIGURE 3.6 – a) monture avec maintien par vis ; b) monture avec maintien par bagues. Ces photos sont issues du [site internet](#) du fabricant Thorlabs.

En serrant la vis au minimum, c'est-à-dire lorsqu'elle est juste en contact avec le miroir, le retard linéaire mesuré a une valeur de 3° . Mais en serrant plus fortement, le retard atteint 70° , ce qui est considérable et empêche une caractérisation fiable d'un échantillon qui serait placé en aval (tableau 3.1). Pour la monture avec les bagues, le retard linéaire mesuré est quasi nul lorsque les bagues sont serrées très légèrement et il ne dépasse pas 4° même en serrant fortement les bagues contre le miroir.

Type de monture	Retard de phase linéaire ($^\circ$)	
	Valeur minimale mesurée	Valeur maximale mesurée
maintien par vis	3	70
maintien par bagues	< 1	4

Tableau 3.1 – Retard de phase linéaire à 638 nm du miroir dichroïque maintenu en position avec deux montures différentes.

On constate que la monture avec maintien par bagues engendre moins de biréfringence dans le miroir dichroïque que la monture avec maintien par vis. Ceci est dû au fait qu'avec les bagues les contraintes sont réparties de manière uniforme sur le miroir et dirigées dans la direction longitudinale alors que pour la monture avec maintien par vis, la contrainte n'est pas isotrope puisqu'elle est appliquée radialement en un seul endroit sur le miroir. Pour maintenir le miroir, nous utiliserons donc la monture avec maintien par bagues en les serrant au minimum. Le retard linéaire obtenu est inférieur à 1° . Ainsi, on peut considérer que l'état de polarisation du faisceau incident à 638 nm n'est quasiment pas modifié lors de la traversée du miroir.

Le miroir dichroïque LP02-633RE-25 que nous utilisons en extrémité distale de la fibre est conçu pour être placé perpendiculairement au faisceau incident (incidence normale). Lorsque le miroir est incliné, la bande de réflexion se décale vers des longueurs d'onde plus courtes et elle devient différente pour les composantes S et P de l'état de polarisation incident. Pour évaluer les conséquences de cette inclinaison en termes d'effets polarimétriques, nous conservons le montage précédent avec un miroir de renvoi placé perpendiculairement au faisceau, juste derrière le miroir dichroïque. Nous mesurons la

matrice de Mueller du miroir dichroïque sur un aller-retour de la lumière à 638 nm, pour plusieurs angles d'incidence sur ce miroir. Les matrices de Mueller mesurées indiquent l'apparition d'un retard de phase qui croît très rapidement de 0° à incidence normale jusqu'à 262° pour un angle d'incidence de 10° (figure 3.7). Le retard pour un angle d'incidence de 2° dépasse déjà 10° , ce qui signifie qu'il faudra assurer un alignement très soigneux de ce composant en vue de pouvoir caractériser des échantillons placés en aval. Ces résultats confirment que le miroir dichroïque constitué des couches minces diélectriques se comporte différemment suivant les composantes S et P de l'état de polarisation incident, et il crée un retard de phase linéaire entre ces deux composantes.

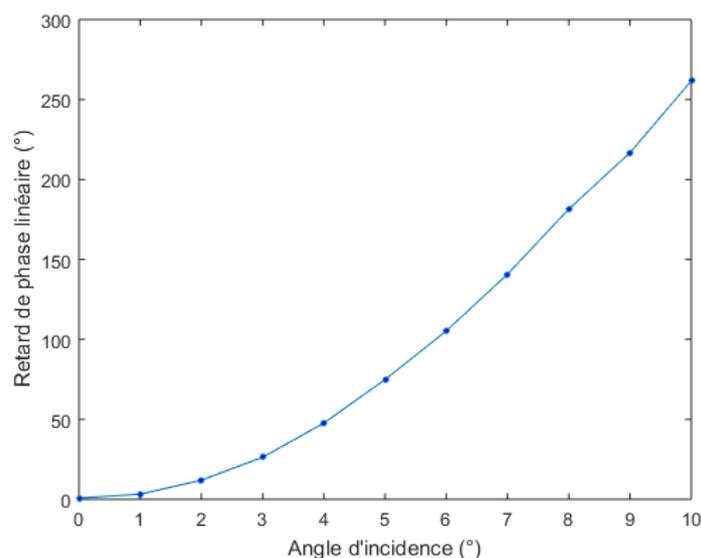


FIGURE 3.7 – Retard de phase linéaire du miroir dichroïque mesuré à 638 nm sur un aller-retour en fonction de l'angle d'incidence.

3.2.2 Les miroirs galvanométriques

Dans le montage expérimental du scanner, représenté dans la figure 3.8, les deux miroirs galvanométriques sont orientés initialement à 45° par rapport au faisceau incident. Pour balayer la surface d'un échantillon, l'orientation des miroirs oscille autour de cette orientation centrale de 45° . Outre l'angle d'incidence, les effets polarimétriques créés par les miroirs dépendent aussi des couches minces déposées sur leurs surfaces. Dans le cas des miroirs diélectriques, une succession de couches minces de bas et haut indices permet d'obtenir une réflectivité supérieure à 99 % dans une large gamme de longueurs d'onde. Dans le cas des miroirs métalliques, les couches minces déposées sur un substrat métallique servent de protection notamment en évitant à certains métaux tels que l'argent

et l'aluminium de s'oxyder et elles sont aussi utilisées pour augmenter la réflectivité dans certaines gammes de longueurs d'onde.

Lors de la réflexion d'un faisceau lumineux sur un miroir, de la diatténuation linéaire et du retard de phase linéaire peuvent se produire entre les composantes S et P de l'état de polarisation incident. Cependant, la diatténuation linéaire est très faible et peut être négligée dans le cas de miroirs très réfléchifs [94][95]. Un miroir a alors une matrice de Mueller qui correspond à celle d'un élément retardeur linéaire. Si les deux miroirs du scanner galvanométrique ont exactement la même réponse polarimétrique lorsqu'ils sont dans la position centrale, c'est-à-dire orientés à 45° par rapport au faisceau incident, les effets polarimétriques créés par un miroir sont compensés par l'autre. Cela est dû au fait que la composante S sur le premier miroir devient la composante P sur le deuxième (figure 3.8 b).

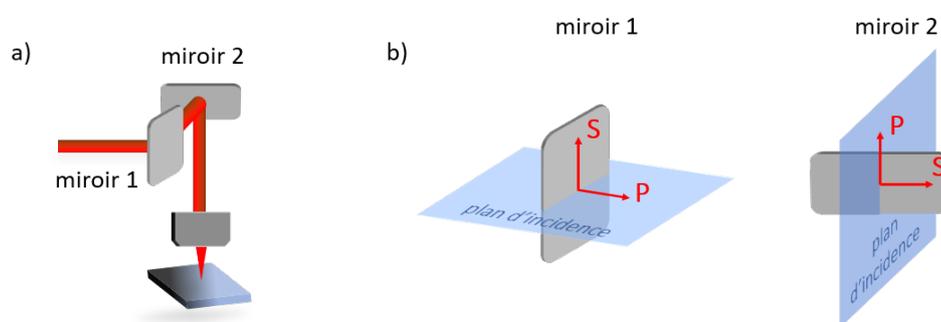


FIGURE 3.8 – a) Schéma du scanner galvanométrique où les miroirs sont orientés à 45° par rapport au faisceau incident ; b) Les polarisations S et P sur le miroir 1 sont inversées sur le miroir 2.

Nous avons étudié la réponse polarimétrique de deux types de miroirs galvanométriques qui ont respectivement un revêtement composé :

- de couches minces de matériaux diélectriques (Thorlabs E02) permettant d'obtenir une réflectivité moyenne supérieure à 99 % dans la gamme de longueurs d'onde [400 nm - 750 nm] ;
- d'un substrat d'argent recouvert d'une couche de silice (SiO_2) d'environ 100 nm d'épaisseur (Thorlabs P01) pour éviter l'oxydation de l'argent à l'air libre. La réflectivité moyenne est supérieure à 97,5 % dans la gamme de longueurs d'onde [450 nm - 2 μm].

Nous mesurons la matrice de Mueller du miroir 1 et celle du miroir 2 pour les deux types de revêtements cités précédemment en utilisant le polarimètre de Mueller en réflexion en espace libre. Chaque miroir est analysé avec un angle d'incidence de 45° comme cela est représenté dans la figure 3.9 et un miroir de renvoi permettant de réaliser la mesure sur un

aller-retour de la lumière est placé perpendiculairement par rapport au faisceau incident. Nous mesurons la matrice de Mueller dans trois zones différentes de chaque miroir (figure 3.10).

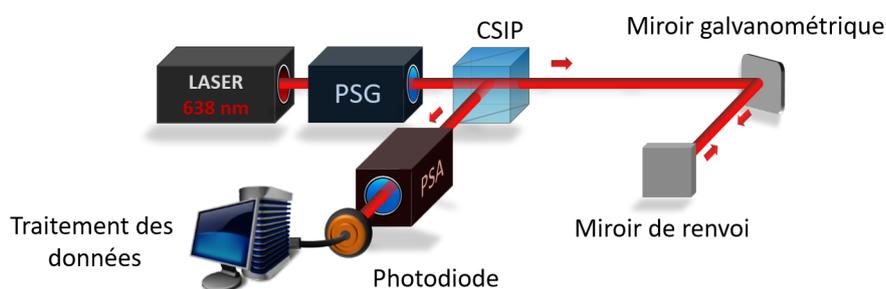


FIGURE 3.9 – Montage expérimental permettant de mesurer la réponse polarimétrique d’un miroir galvanométrique orienté à 45° par rapport au faisceau incident.



FIGURE 3.10 – À gauche : photographie des miroirs galvanométriques ; à droite : zones analysées des miroirs.

Les matrices de Mueller mesurées montrent que les miroirs présentent de très faibles valeurs de diatténuation linéaire, de l’ordre de 10^{-3} à 10^{-2} . En revanche, les retards de phase mesurés sur les différents miroirs, quelles que soient les zones considérées, sont loin d’être négligeables, comme on peut le constater dans le tableau 3.2.

Zone	Retard de phase linéaire (°)			
	Miroir E02 1	Miroir E02 2	Miroir argent 1	Miroir argent 2
1	43,5	117,1	7,4	11,1
2	35,5	92,2	6,2	10,7
3	38,6	70,6	6,1	10,8

Tableau 3.2 – Retard de phase linéaire à 638 nm de différentes zones des miroirs galvanométriques mesurés avec un angle d’incidence de 45°.

L’analyse des résultats reportés dans le tableau 3.2 permet de faire les remarques suivantes :

- le retard de phase linéaire des miroirs en argent est nettement plus faible que celui des miroirs E02 : 11° au maximum pour les miroirs argent contre toujours plus de 35° pour les miroirs E02 ;
- pour un miroir argent donné, le retard linéaire mesuré est relativement homogène sur toute sa surface : entre $6,1^\circ$ et $7,4^\circ$ pour le premier miroir, entre $10,7^\circ$ et $11,1^\circ$ pour le second. Au contraire, le retard varie beaucoup suivant les zones considérées pour un miroir de type E02 : entre $35,5^\circ$ et $43,5^\circ$ pour le premier miroir, entre $70,6^\circ$ et $117,1^\circ$ pour le second (écart de presque 50°) ;
- la différence de retard de phase linéaire entre les deux miroirs argent est beaucoup plus faible qu'entre les deux miroirs E02. Cela signifie que non seulement le retard est plus homogène sur la surface des miroirs argent, mais le retard est aussi plus homogène d'un miroir à l'autre. À noter cependant que cette conclusion n'est valide que pour les couples de miroirs que nous avons eus à tester au laboratoire et qu'une étude plus complète serait nécessaire pour pouvoir la généraliser.

Au regard des résultats que nous avons obtenus, il est clair que les miroirs de type E02 ne sont pas utilisables pour notre application : non seulement ils introduisent un retard beaucoup trop important, mais ce retard varie fortement d'un miroir à l'autre et même sur la surface d'un même miroir. Ces fluctuations des retards induits sont probablement à attribuer à un défaut de maîtrise de la technique de réalisation par le fabricant. Dans ces conditions, la compensation des retards induits, grâce à l'inversion des composantes S et P dans un couple de miroir, n'est pas envisageable. Par conséquent, nous avons choisi de travailler avec les miroirs argent dans la suite de notre étude.

Dans un deuxième temps, nous avons mesuré la matrice de Mueller 3.1 (correspondant à la moyenne de 10 matrices) de l'ensemble des deux miroirs argent dans leur position d'équilibre, c'est-à-dire orientés à 45° par rapport au faisceau incident, en utilisant le montage expérimental de la méthode bichromatique décrit dans la figure 3.4. La décomposition de cette matrice par la méthode polaire de Lu et Chipman fait apparaître l'existence d'un retard de phase linéaire de $4,7^\circ$, d'une diatténuation linéaire égale à 0,04 et d'un taux de dépolarisation nul. Ces résultats montrent que le retard créé par le miroir 1 est compensé en partie par le miroir 2. Cependant, comme ces deux miroirs n'engendrent pas la même valeur de retard, il n'est pas possible d'obtenir une compensation totale.

$$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,037 & -0,008 & 0,017 \\ -0,011 & 1,008 & -0,002 & -0,016 \\ 0,000 & 0,002 & 1,016 & 0,082 \\ 0,002 & 0,004 & -0,084 & 0,996 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Quoiqu'il en soit, même si nous disposions de deux miroirs identiques, la compensation

des effets de l'un par l'autre n'aurait lieu qu'à 45° . Nous avons donc cherché à savoir comment évolue le retard d'un miroir argent du type de ceux dont nous disposons, lorsque l'angle d'incidence varie autour de 45° . Nous avons aussi cherché à savoir s'il serait envisageable de faire fabriquer des miroirs de ce type, mais avec un retard linéaire à 45° plus faible. Pour ce faire, il faut se souvenir que le retard de phase est dû au fait qu'en dehors de l'incidence normale, les coefficients de Fresnel à l'interface *air* – *SiO₂* et à l'interface *SiO₂* – *Ag* ne sont pas les mêmes pour les polarisations S et P. La valeur du retard dépend des indices de réfraction du milieu incident, de la couche mince de silice et du substrat, mais aussi de la longueur d'onde, de l'angle d'incidence et de l'épaisseur de la couche mince. Une simulation réalisée en collaboration avec Enric Garcia-Caurel, chercheur au laboratoire LPICM de l'école Polytechnique, montre l'évolution du retard de phase linéaire à 638 nm en fonction de l'angle d'incidence pour différentes épaisseurs de *SiO₂*.

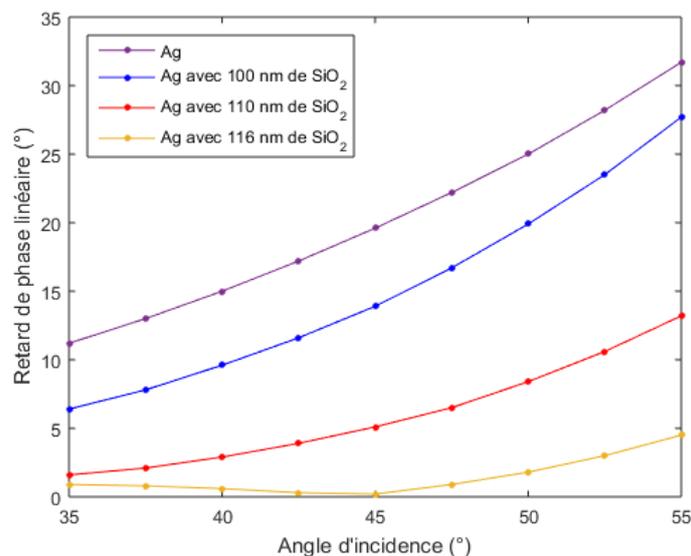


FIGURE 3.11 – Simulation du retard de phase linéaire à 638 nm en fonction de l'angle d'incidence sur un substrat argent (Ag) sans couche de *SiO₂* et avec trois épaisseurs différentes de couche mince de *SiO₂* : 100 nm, 110 nm et 116 nm.

D'après les résultats de la simulation présentés dans la figure 3.11, un miroir avec un substrat argent sans couche mince apporte un retard de phase linéaire qui augmente de $11,2^\circ$ à $31,7^\circ$ lorsque l'angle d'incidence passe de 35° à 55° . L'ajout d'une couche mince de *SiO₂* permet de diminuer le retard de phase linéaire du miroir. En effet, pour un angle d'incidence de 45° , le retard vaut $19,6^\circ$ sans *SiO₂* alors qu'il ne vaut plus que $5,1^\circ$ avec une épaisseur de *SiO₂* de 110 nm et il est quasi nul pour une épaisseur de 116 nm. Sous une incidence de 45° , le retard mesuré du miroir 1 de 6° à 7° et celui du miroir 2 qui vaut environ 11° (tableau 3.2) correspondent à des épaisseurs de *SiO₂* comprises entre 100 nm

et 110 nm. Ce résultat corrobore l'information donnée par le constructeur Thorlabs qui indique une épaisseur de 100 nm de SiO_2 sur ces miroirs. Si on considère un balayage de 2 mm, l'angle d'incidence sur les miroirs oscille entre 44° et 46° et les plages des retards des miroirs 1 et 2 sont respectivement de $[4,6^\circ-5,8^\circ]$ et $[13,1^\circ-15^\circ]$. Même en tenant compte de la compensation d'un miroir par l'autre, le retard résiduel sera fluctuant suivant la position des miroirs, c'est-à-dire suivant le point de l'échantillon visé, et souvent assez conséquent.

Afin que le retard linéaire des miroirs soit le plus faible possible, les calculs montrent que la couche mince de SiO_2 devrait avoir une épaisseur de 116 nm. Dans ce cas le retard introduit par un miroir resterait toujours inférieur à 1° , sur toute la plage d'angles d'incidence $[44^\circ-46^\circ]$ et serait quasi nul pour une incidence de 45° . La compensation du retard d'un miroir par l'autre ferait alors que le retard introduit par le couple de miroirs ne dépasserait pas 1° , quelles que soient les incidences sur chacun des miroirs. Cependant, compte tenu de la difficulté de faire réaliser un dépôt au nm près sur toute la surface des miroirs, nous avons décidé de continuer à travailler avec le couple de miroir argent dont nous disposons, et qui sera néanmoins suffisant pour nous permettre la mise au point de la méthode d'acquisition accélérée des données.

3.2.3 L'objectif télécentrique

Les éléments optiques de l'objectif télécentrique sont constitués d'un verre amorphe sur lequel est déposé un traitement anti-reflet dans le visible (400 nm - 700 nm). Comme pour le miroir dichroïque, la monture de l'objectif (figure 3.12) peut induire de la biréfringence dans les éléments optiques par l'application de contraintes mécaniques. Pour évaluer les propriétés polarimétriques de l'objectif, nous mesurons la matrice de Mueller du scanner (miroirs galvanométriques + objectif) en utilisant le montage expérimental de la méthode bichromatique, représenté dans la figure 3.4. Lors des mesures, les miroirs galvanométriques sont fixes et orientés à 45° par rapport au faisceau incident. Le faisceau réfléchi par le deuxième miroir est dirigé selon l'axe de l'objectif télécentrique. On peut faire tourner celui-ci autour de son axe en desserrant plus ou moins la vis de fixation. On définira dans la suite l'orientation de l'objectif dans le plan perpendiculaire à l'axe par un angle α en posant que $\alpha = 0$ lorsque l'objectif est complètement vissé.

Nous avons mesuré les matrices de Mueller du scanner avec le montage de la figure 2.14, en fonction de l'angle α . Ces matrices indiquent que le scanner correspond à un élément retardeur linéaire dont le retard de phase δ_S varie en fonction de α , d'une valeur minimale de $0,8^\circ$ pour un angle $\alpha = \alpha_0$ à une valeur maximale de $8,4^\circ$ pour $\alpha = \alpha_0 + 90^\circ$ avant de redécroître jusqu'à la valeur minimale de $0,8^\circ$ pour $\alpha = \alpha_0 + 180^\circ$. Ces résultats montrent que, comme les miroirs, l'objectif se comporte comme un élément retardeur linéaire. Ainsi,



FIGURE 3.12 – Photographie de l'objectif télécentrique LSM03-VIS Thorlabs, issue du [site internet](#) du fabricant Thorlabs.

comme on l'a déjà indiqué plus haut, le retard de phase linéaire du scanner est :

- minimal (δ_{min}) lorsque l'axe lent de l'élément retardeur composé des deux miroirs galvanométriques est confondu avec l'axe rapide de l'objectif ;
- maximal (δ_{max}) lorsque l'axe lent des miroirs galvanométriques est confondu avec l'axe lent de l'objectif.

Les retards δ_{max} et δ_{min} ont pour expression :

$$\delta_{max} = \delta_{mir} + \delta_{obj} = 8,4^\circ \quad (3.2)$$

$$\delta_{min} = \delta_{mir} - \delta_{obj} = 0,8^\circ \quad (3.3)$$

où δ_{mir} et δ_{obj} sont respectivement le retard linéaire des deux miroirs et le retard linéaire de l'objectif télécentrique. Des relations 3.2 et 3.3 on déduit facilement la valeur du retard de phase linéaire apporté par l'objectif et celui des miroirs :

$$\delta_{obj} = \frac{\delta_{max} - \delta_{min}}{2} = \frac{8,4^\circ - 0,8^\circ}{2} = 3,8^\circ \quad (3.4)$$

$$\delta_{mir} = \frac{\delta_{max} + \delta_{min}}{2} = \frac{8,4^\circ + 0,8^\circ}{2} = 4,6^\circ \quad (3.5)$$

La valeur obtenue est quasiment identique à celle que nous avons mesurée précédemment avec seulement le couple de miroirs ($4,7^\circ$).

Lorsque $\alpha = \alpha_0 + 90^\circ$, le retard du scanner est maximal, ce qui signifie que les axes rapides du couple de miroir et de l'objectif sont alignés (l'angle Θ entre ces axes est égal à 0). L'expression mathématique du retard linéaire du scanner δ_S , établie en fonction de δ_{mir} , δ_{obj} et Θ dans l'annexe B, est alors la suivante :

$$\delta_S = \arccos [\cos (\delta_{mir} - \delta_{obj}) \sin^2 \Theta + \cos (\delta_{mir} + \delta_{obj}) \cos^2 \Theta] \quad (3.6)$$

Le retard calculé δ_S en fonction de l'angle Θ ($-90^\circ \leq \Theta \leq +90^\circ$) est représenté sur la

figure 3.13. Par exemple, lorsque $\Theta = 45^\circ$, le retard calculé vaut 6° . Comme attendu, cette valeur est en bon accord avec la valeur de $6,4^\circ$ mesurée.

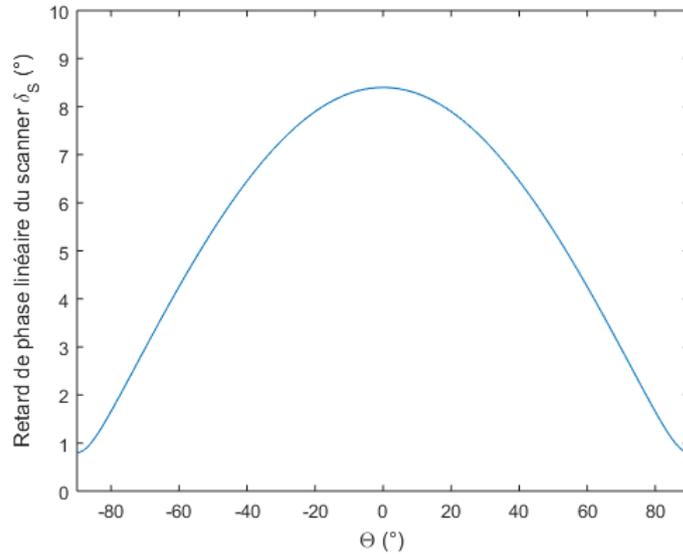


FIGURE 3.13 – Retard de phase linéaire du scanner δ_S calculé en fonction de l'angle Θ entre l'orientation des axes neutres du couple de miroirs et celle des axes neutres de l'objectif.

Le retard linéaire de l'objectif est très probablement dû aux contraintes mécaniques exercées par la monture sur les éléments optiques de cet objectif. Pour que le scanner soit le plus neutre possible vis à vis de la polarisation, nous tournons l'objectif de sorte que le retard linéaire du scanner, c'est-à-dire de l'ensemble "miroirs galvanométriques + objectif", soit le plus petit possible ($\delta_S = 0,8^\circ$ pour $\alpha = \alpha_{min}$). Cependant, il faut rappeler que cette valeur $\delta_S = 0,8^\circ$ est mesurée lorsque les miroirs sont fixes et orientés à 45° par rapport au faisceau incident. Mais pour réaliser une image, l'inclinaison de chacun des miroirs oscille autour de cette valeur de 45° , ce qui entraîne des fluctuations du retard δ_{mir} . Il est donc nécessaire de déterminer la réponse polarimétrique du scanner tout au long de la réalisation d'une image.

3.2.4 Réalisation d'une image de Mueller avec le scanner

Par la méthode bichromatique, nous réalisons une image de Mueller du scanner galvanométrique, à travers la fibre optique monomode, en positionnant un miroir de renvoi perpendiculairement au faisceau incident, en lieu et place de l'échantillon. L'image de Mueller, représentée dans la figure 3.14, est mesurée sur une zone de $0,5$ mm de côté, balayée lorsque les miroirs oscillent de $\pm 0,25^\circ$ autour de leur position d'équilibre. Cette image est constituée de 126×126 pixels et elle normalisée par le coefficient m_{11} . En

tout point de l'image, la matrice obtenue est très proche de la matrice identité car les coefficients m_{11} , m_{22} , m_{33} et m_{44} sont quasiment égaux à 1 alors que tous les autres coefficients sont quasi nuls. L'image du retard de phase linéaire (figure 3.15), obtenu à partir de la décomposition de Lu et Chipman, montre que le retard est très faible avec une valeur moyenne de $0,7^\circ$ sur l'ensemble de l'image. On remarque qu'il est très légèrement plus élevé dans la partie inférieure droite de l'image que dans la partie supérieure gauche. Ces résultats montrent que pour une zone scannée de $0,5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$, les effets polarimétriques créés par le scanner sont négligeables.

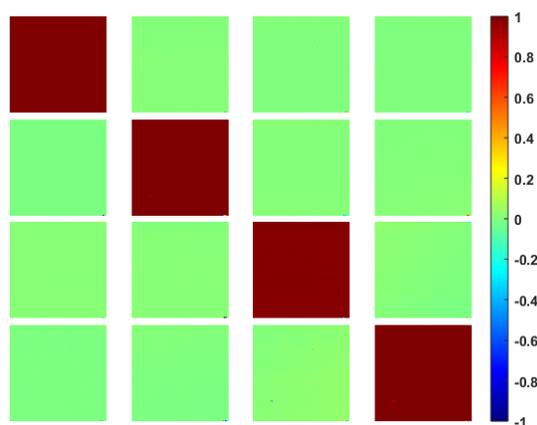


FIGURE 3.14 – Image de Mueller du scanner galvanométrique effectuée à travers la fibre optique monomode avec la méthode bichromatique.

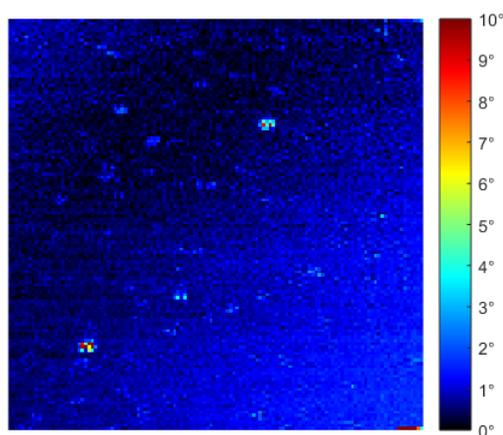


FIGURE 3.15 – Retard de phase linéaire du scanner galvanométrique pour une zone scannée de $0,5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$ (126×126 pixels).

Nous avons réalisé d'autres images polarimétriques en augmentant la taille de la zone scannée (1 mm, 1,5 mm, 2 mm, 2,5 mm) afin de déterminer la réponse polarimétrique du scanner lorsque les miroirs s'écartent de plus en plus de la position centrale (oscillations autour de l'inclinaison 45° de $\pm 0,5^\circ$, $\pm 0,75^\circ$, $\pm 1^\circ$ et $\pm 1,25^\circ$ respectivement). Les images de Mueller de 126×126 pixels réalisées sont très proches d'une matrice identité sans diatténuation ni polarisation. Cependant, les images du retard de phase linéaire (figure 3.16) montrent que plus la taille de la zone scannée est grande, plus le retard augmente dans la partie inférieure droite et dans la partie supérieure gauche de l'image. Dans ces parties, le retard atteint par exemple plus de 6° lorsque la zone scannée est de 2,5 mm alors qu'au centre de l'image, le retard est quasi nul. Ces résultats signifient que lorsque les miroirs s'écartent de plus en plus de la position centrale, le retard linéaire augmente tandis que la diatténuation, la dépolarisation et la polarisation restent très faibles. De plus, le retard de phase linéaire de l'objectif télécentrique ne permet pas de compenser le retard des miroirs car ils n'ont pas la même valeur.

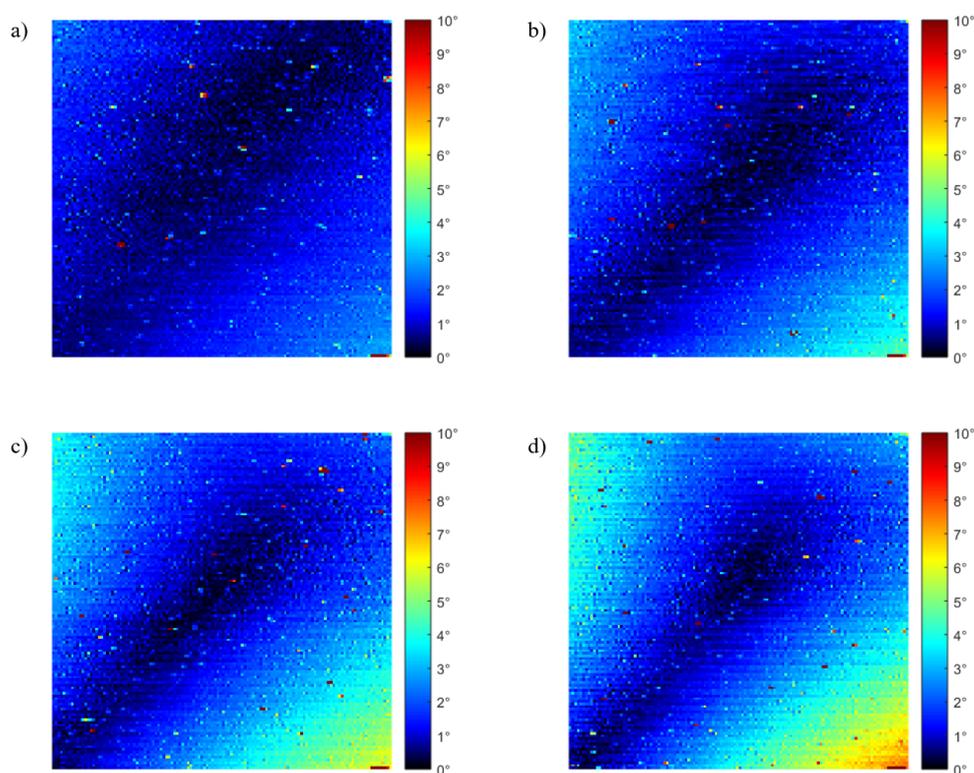


FIGURE 3.16 – Retard de phase linéaire du scanner galvanométrique pour une zone scannée de (a) 1 mm x 1 mm, (b) 1,5 mm x 1,5 mm, (c) 2 mm x 2 mm, (d) 2,5 mm x 2,5 mm (126×126 pixels).

La taille du champ de vue qu'il est possible de caractériser polarimétriquement avec le scanner est donc limitée à celle sur laquelle le retard apporté par le scanner reste inférieur

à l'incertitude que l'on accepte sur la mesure du retard de l'échantillon. Pour éviter des ambiguïtés lors de l'interprétation des mesures en vue d'un diagnostic de pathologie, cette incertitude devra être plus petite que l'écart entre les retards mesurés sur une zone saine et une zone pathologique. L'analyse des données publiées dans la littérature montre que cet écart est variable, et qu'il dépend à la fois du tissu ou de l'organe concerné, et de la pathologie considérée. Sur la base des articles publiés sur la détection polarimétrique du carcinome du sein [96], de la fibrose du foie [97], du cancer du côlon [67] ou de polypes sur le col utérin [71], on fixera à $\pm 5^\circ$ l'incertitude acceptable. Dans ces conditions, la taille maximale des images que nous pourrions réaliser avec le scanner que nous utilisons sera de 1,5 mm x 1,5 mm.

3.3 Caractérisations polarimétriques d'échantillons avec le scanner à miroirs galvanométriques

3.3.1 Un échantillon calibré : une lame d'onde $\lambda/8$

Le premier échantillon que nous analysons est une lame d'onde $\lambda/8$ d'ordre 0 à 633 nm. Avec le montage du polarimètre de Mueller en réflexion (figure 2.13) et sans utiliser la fibre ni le scanner, nous mesurons un retard de phase linéaire de 91° sur un aller-retour à 638 nm. Ensuite, avec la méthode bichromatique, nous réalisons à travers la fibre une image de Mueller d'une zone de 0,5 mm x 0,5 mm (126 x 126 pixels) de la lame d'onde. L'image de Mueller normalisée par le terme m_{11} (figure 3.17) et la matrice de Mueller \mathbf{M} d'un pixel au centre de l'image (voir en 3.7) indiquent comme attendu que la diatténuation et la polarisance sont négligeables car les coefficients respectivement de la première ligne et de la première colonne sont quasi nuls. De plus, on relève bien les relations caractéristiques entre les coefficients de la matrice de Mueller d'un retardeur linéaire orienté : les coefficients m_{42} et m_{43} sont les opposés des coefficients m_{24} et m_{34} respectivement, tandis que $m_{23} = m_{32}$.

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1,000 & 0,007 & 0,003 & -0,012 \\ 0,006 & 0,293 & 0,473 & -0,847 \\ -0,001 & 0,460 & 0,693 & 0,533 \\ -0,004 & 0,843 & -0,528 & 0,009 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

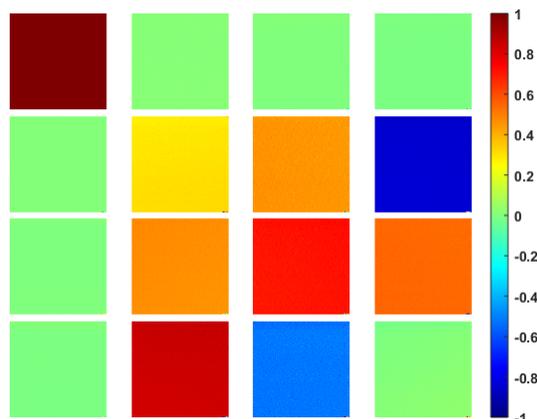


FIGURE 3.17 – Image de Mueller d’une lame d’onde $\lambda/8$ réalisée avec le scanner galvanométrique à travers la fibre avec la méthode bichromatique.

Les images du retard de phase linéaire et de l’orientation des axes neutres de ce retard sont affichées dans la figure 3.18. L’orientation des axes neutres a une valeur moyenne de $28,7^\circ$. Le retard mesuré a une valeur moyenne de $89,7^\circ$ mais il n’est pas homogène sur l’ensemble de l’image. En effet, dans la partie supérieure gauche, le retard est très proche de 91° , ce qui correspond à la valeur mesurée précédemment sans le scanner. Par contre, dans la partie inférieure droite de l’image, le retard est plus faible avec des valeurs inférieures à 89° pour certains pixels. Ceci est dû au fait que pour une zone analysée de $0,5$ mm de côté, le retard linéaire du scanner est quasi nul dans la partie supérieure gauche alors qu’il vaut environ 1° à 2° dans la partie inférieure droite (figure 3.15).

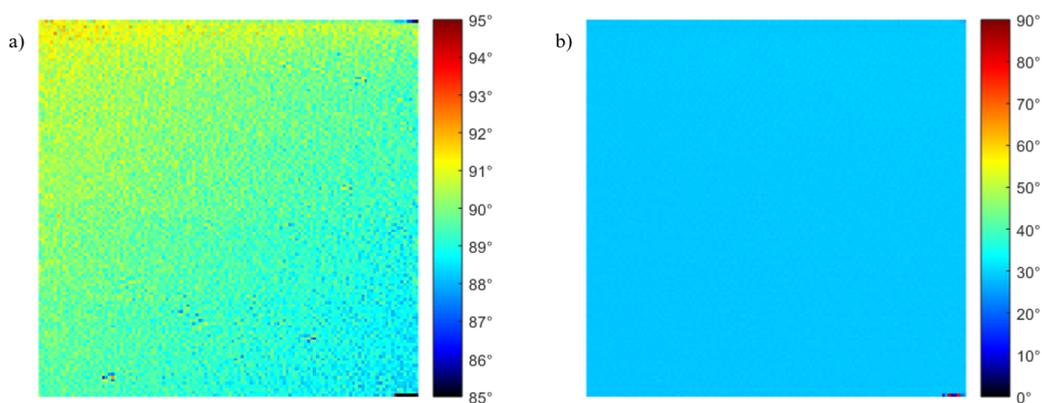


FIGURE 3.18 – a) Retard de phase linéaire et b) orientation des axes neutres du retard d’une lame d’onde $\lambda/8$.

3.3.2 Un échantillon biologique : collagène de type I

Le deuxième échantillon que nous analysons est un échantillon de collagène de type I issu d'un tendon de queue de rat. Son épaisseur est de $30\ \mu\text{m}$. Ce type de collagène est le plus abondant chez les vertébrés (90 % du collagène) et il constitue en partie la matrice extra-cellulaire des organes et des tissus. Dans le tendon, le collagène est organisé en fibres qui ont des propriétés de biréfringence linéaire. Avec la méthode bichromatique, nous réalisons une image de Mueller de $1\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$ (126×126 pixels, diamètre du spot de focalisation $\approx 13\ \mu\text{m}$) correspondant à la zone encadrée en rouge dans la figure 3.19.

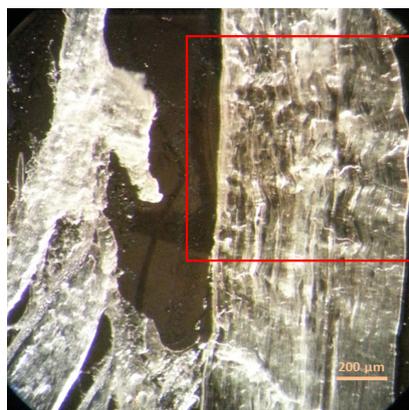


FIGURE 3.19 – Photographie d'un échantillon de collagène de type I. La zone analysée est encadrée en rouge.

Du fait de ses propriétés de biréfringence, l'échantillon de collagène présente principalement du retard de phase linéaire. Avec la décomposition de Lu et Chipman, on obtient l'image du retard de phase linéaire (figure 3.20 a) et l'image de l'orientation des axes neutres de ce retard (figure 3.20 b). Dans la partie droite de la zone analysée, on distingue des orientations d'axes neutres similaires de pixel à pixel qui révèlent l'organisation régulière des fibres de collagène au sein de cet échantillon. Ces orientations sont identiques sur l'image obtenue (figure 3.20 d) par Jérémy Vizet au cours de sa thèse en utilisant l'ancienne procédure d'acquisition et le scanner à moteurs pas à pas. Cependant, le retard linéaire (figure 3.20 c) mesuré précédemment était plus élevé en moyenne que celui que nous obtenons avec la nouvelle procédure d'acquisition. Cette différence peut être due au fait que les propriétés de l'échantillon ont pu changer entre les deux mesures qui ont été réalisées à trois années d'intervalle. Avec la nouvelle procédure d'acquisition, nous obtenons des résultats semblables à ceux obtenus avec l'ancienne procédure mais en un temps nettement plus court. En effet, la durée d'acquisition est maintenant de 7 s alors qu'elle était de plusieurs heures avec l'ancienne procédure et avec le scanner constitué de platines de translation motorisées.

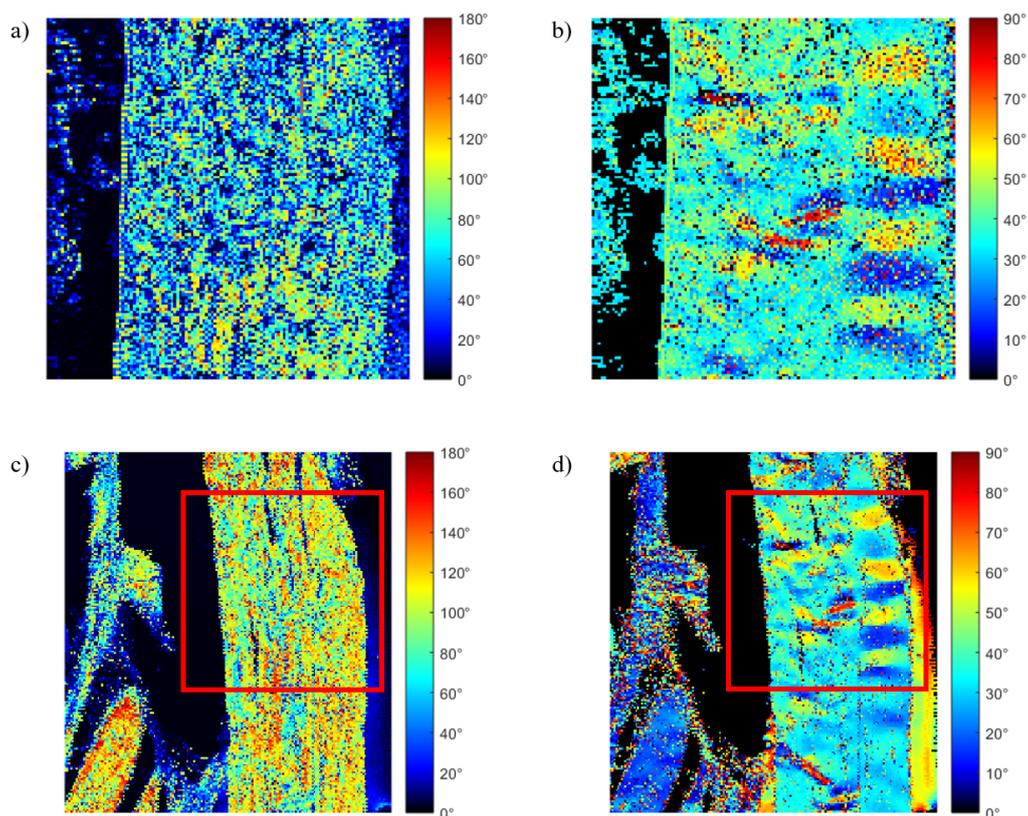


FIGURE 3.20 – a) Retard de phase linéaire et b) orientation des axes neutres obtenus avec la nouvelle procédure d’acquisition et le scanner galvanométrique. c) Retard de phase linéaire et d) orientation des axes neutres obtenus par Jérémy Vizet avec l’ancienne procédure d’acquisition et le scanner constitué de platines de translation motorisées. La zone encadrée en rouge correspond à la zone analysée dans les images a) et b).

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en œuvre une nouvelle procédure d’acquisition des données, dans laquelle on limite au strict minimum le nombre des commutations des PSG/PSA du polarimètre, qui sont très consommatrices de temps. Pour chaque combinaison du polarimètre, on réalise un balayage complet de l’échantillon à l’aide d’un scanner à miroirs galvanométriques rapide, ce qui permet de limiter à seulement 16 le nombre de commutations réalisées par le polarimètre pour acquérir toutes les données nécessaires à la construction des images de Mueller de cet échantillon. La durée de réalisation d’une image de 126×126 pixels tombe alors à 7 s, contre plusieurs heures avec l’ancienne procédure de caractérisation point à point.

La caractérisation des éléments constitutifs (miroirs et objectif) du scanner montre qu’ils présentent essentiellement du retard de phase linéaire. Afin que le scanner présente

la réponse polarimétrique la plus neutre possible, nous avons choisi parmi les miroirs galvanométriques que nous avons à notre disposition ceux générant le moins de retard, et nous avons superposé l'axe lent du retard de l'objectif avec l'axe rapide du retard des miroirs. Cette étude montre aussi que le retard d'un scanner à miroirs dépend fortement du matériau constituant les miroirs et des caractéristiques des couches minces déposées sur leurs surfaces. Par exemple, le retard peut varier de plusieurs degrés lorsque l'épaisseur des couches minces varie seulement de quelques nm. De plus, le retard d'un scanner à miroirs dépend de l'angle d'incidence et peut varier de manière importante entre certaines parties de l'image réalisée (plus de 6° lorsque la zone scannée est de $2,5 \text{ mm} \times 2,5 \text{ mm}$).

En conclusion, même si nous étions à même de miniaturiser ce scanner, par exemple avec un dispositif miniaturisé à MEMS, nous serions confrontés aux inconvénients ci-dessus, ce qui affecterait fortement la qualité et la fiabilité des images polarimétriques que nous pourrions réaliser. D'autre part, à cause d'une vitesse de balayage trop faible, le temps de réalisation d'une image reste encore trop long pour envisager une application de la technique *in vivo*. Enfin, un troisième problème est la miniaturisation nécessaire du filtre dichroïque et des optiques de focalisation. Pour toutes ces raisons, nous avons choisi de développer une microsonde dont la technique de balayage est fondée sur la mise en résonance mécanique de l'extrémité de la fibre. Le prochain chapitre relate les travaux de conception, réalisation et caractérisation de cette nouvelle microsonde dédiée à l'imagerie polarimétrique endoscopique par la méthode bichromatique.

Chapitre 4

Développement d'un endomicroscope pour l'imagerie polarimétrique de Mueller

Sommaire

4.1 Principe général de la microsonde	92
4.1.1 Détermination du cahier des charges concernant le filtre dichroïque intégré dans la microsonde	93
4.1.2 Architecture retenue pour la réalisation de la microsonde	97
4.2 Fabrication et caractérisation d'un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre monomode pour la mise en oeuvre de la méthode bichromatique	100
4.2.1 Généralités sur les réseaux de Bragg photoinscrits	100
4.2.2 Détermination des spécifications spectrales du réseau	102
4.2.3 Fabrication des réseaux de Bragg	104
4.2.4 Caractérisations polarimétriques des réseaux de Bragg fabriqués	110
4.2.5 Étude de la variation temporelle du RPLD au sein des réseaux de Bragg fabriqués	116
4.3 Réalisation d'une microsonde avec un microscanner à fibre résonnante	122
4.3.1 Le microscanner à fibre résonnante	122
4.3.2 Choix de la micro-optique	135
4.3.3 Réalisation d'une image de Mueller avec l'endomicroscope	139
4.4 Caractérisations polarimétriques d'échantillons avec l'endomicroscope	141
4.4.1 Un échantillon calibré : une lame d'onde $\lambda/8$	141
4.4.2 Un échantillon biologique : collagène de type I	144
4.5 Conclusion	147

4.1 Principe général de la microsonde

L'objectif de ce chapitre est de décrire la conception et la réalisation d'une microsonde endoscopique permettant de mettre en œuvre la méthode bichromatique en vue de la réalisation d'images polarimétriques de Mueller *in vivo*, à cadence élevée. La microsonde constitue la tête endoscopique de l'endomicroscope qui comprend aussi le polarimètre de Mueller avec le système d'acquisition et de traitement des données du côté proximal et la fibre endoscopique. Comme nous l'avons déjà indiqué au chapitre 3, cette microsonde doit inclure un microscanner capable d'effectuer des balayages les plus rapides possibles pour répondre à l'exigence sur la cadence, être compatible avec la méthode bichromatique, et être de petite taille pour permettre des applications *in vivo*. Plus précisément, concernant la cadence nous viserons la production de plusieurs dizaines d'images de Mueller par minute, et pour ce qui est des dimensions, nous nous fixerons pour objectif une longueur inférieure à 40 mm et un diamètre inférieur à 3 mm afin de permettre une insertion dans le canal opérateur d'un endoscope usuel.

Dans le chapitre précédent, nous avons proposé une procédure optimisée qui permet de réduire fortement le temps requis pour acquérir les données nécessaires à la réalisation d'une image de Mueller. Elle est fondée sur une minimisation du nombre de commutations des PSG/PSA, qui sont très consommatrices de temps, et elle est couplée à l'utilisation d'un système de balayage rapide. Pour mettre au point cette procédure, nous avons utilisé un scanner à miroirs galvanométriques dont nous avons montré qu'il peut perturber fortement la polarisation des signaux transmis et qu'il n'est pas compatible avec la méthode bichromatique. Cette observation nous amène à exclure l'emploi de microscanners à MEMS (micro electromechanical systems), fondés sur le même principe que les scanners à miroirs galvanométriques, pour le choix de la technologie de base du microscanner.

Pour cette microsonde, il reste une technologie utilisable pour le balayage, qui est celle d'un microscanner à fibre résonnante du type de celui proposé pour la première fois au début des années 2000 par une équipe de l'université de Washington à Seattle [98]. Le balayage d'un échantillon est réalisé par une fibre optique mise en résonance par un actuateur piézoélectrique. L'architecture du dispositif est décrite dans la figure 4.1 :

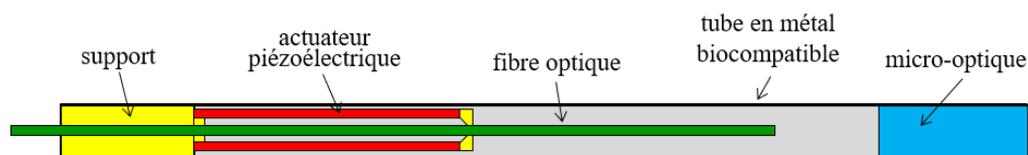


FIGURE 4.1 – Architecture d'une microsonde incluant un microscanner à fibre résonnante.

Dans cette solution, l'encombrement du système de balayage est particulièrement réduit. De plus, la fréquence de résonance de la fibre, de l'ordre de quelques centaines de Hz, permet d'obtenir une vitesse de balayage élevée et ainsi d'acquérir plusieurs images par seconde. Depuis la toute première réalisation, plusieurs microsondes utilisant ce système de balayage ont été mises au point pour l'imagerie multiphotonique avec par exemple l'imagerie *in vivo* d'un rein d'une souris où une fibre double gaine microstructurée est mise en résonance [99]. Cette technique a aussi été utilisée pour réaliser plusieurs microsondes pour l'imagerie OCT [100].

Pour l'application à l'imagerie polarimétrique par la méthode bichromatique, un perfectionnement essentiel doit cependant être apporté à la microsonde décrite dans la figure 4.1. En effet, celle-ci doit impérativement intégrer un moyen miniaturisé de réfléchir efficacement la longueur d'onde λ_1 et de transmettre efficacement la longueur d'onde λ_2 , destiné à remplacer le filtre dichroïque massif utilisé dans la version initiale du dispositif montrée figure 3.4. Deux solutions existent : soit réaliser un filtre spectral par dépôt de couches minces sur la face de sortie de la fibre, soit photoinscrire un réseau de Bragg dans le cœur de la fibre, à proximité de la face de sortie. Pour choisir la solution la mieux adaptée à notre problème, il est nécessaire de déterminer préalablement les coefficients de réflexion et/ou de transmission que devra présenter le filtre spectral aux deux longueurs d'onde. En outre, ce filtre spectral devra affecter le moins possible les états de polarisation transmis et réfléchis.

4.1.1 Détermination du cahier des charges concernant le filtre dichroïque intégré dans la microsonde

Lors de chaque mesure, le PSA analyse simultanément le signal de référence à λ_1 et le signal sonde à λ_2 . Idéalement, le signal de référence provient exclusivement de la réflexion sur le filtre dichroïque, et le signal sonde est issu exclusivement de la réflexion sur l'échantillon. En effet, n'importe quel signal à λ_1 provenant de l'échantillon et n'importe quel signal à λ_2 réfléchi par le filtre dichroïque constituent des signaux parasites qui s'ajoutent aux signaux utiles et peuvent engendrer des erreurs de mesure. Autrement dit, idéalement, le coefficient de transmission du filtre dichroïque à λ_1 doit être égal à zéro (réflexion à λ_1 égale à 100 %) tandis que le coefficient de réflexion à λ_2 doit être nul (transmission à λ_2 égale à 100 %). Néanmoins, dans les conditions expérimentales, il est possible de tolérer la présence de signaux parasites à condition que leurs niveaux soient suffisamment faibles pour ne pas perturber les mesures. Cela permet de tolérer des caractéristiques spectrales moins exigeantes pour le filtre dichroïque, qui sont déterminées dans les pages suivantes.

Nous considérons une puissance incidente P_0 sur le filtre dichroïque à une longueur d'onde λ donnée, comme cela est décrit dans la figure 4.2. $R(\lambda)$ étant le coefficient de réflexion du filtre, la puissance réfléchie P_R est égale à :

$$P_R = R(\lambda)P_0 \quad (4.1)$$

La puissance transmise vers l'échantillon est égale à $[1 - R(\lambda)]P_0$ et la puissance $P_{\text{échant}}$ de la lumière réfléchie par l'échantillon qui est transmise par le filtre et recouplée dans la fibre a pour expression :

$$P_{\text{échant}} = \gamma[1 - R(\lambda)]^2 P_0 \quad (4.2)$$

où γ est un coefficient d'atténuation qui prend en compte à la fois les pertes subies au niveau de l'échantillon et celles occasionnées lors de l'injection en retour dans la fibre.

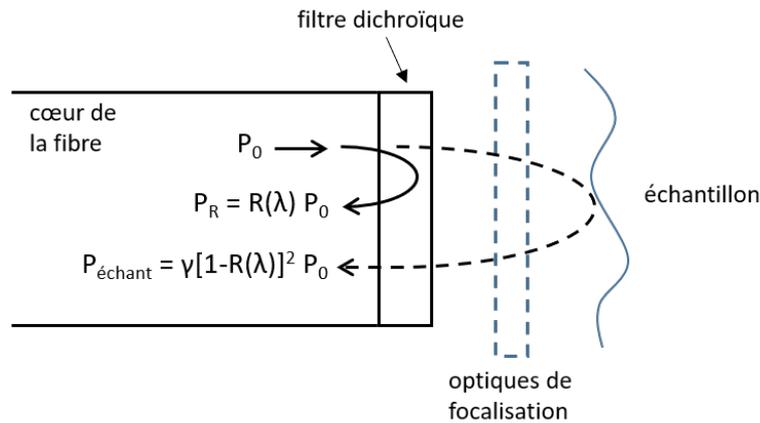


FIGURE 4.2 – Réflexions d'un faisceau lumineux sur le filtre dichroïque et sur l'échantillon. P_0 est la puissance incidente, $R(\lambda)$ est le coefficient de réflexion du filtre et γ est un coefficient d'atténuation prenant en compte les pertes au niveau de l'échantillon et le rendement d'injection dans la fibre.

Dans la suite, nous appellerons respectivement $P_u(\lambda_i)$ et $P_p(\lambda_i)$ la puissance du signal utile et la puissance du signal parasite, à la longueur d'onde λ_i ($i = 1$ ou 2). À chacune des deux longueurs d'onde, le rapport minimum X_i requis pour assurer une mesure non faussée s'écrit simplement de la façon suivante :

$$X_i = \frac{P_u(\lambda_i)}{P_p(\lambda_i)} \quad (4.3)$$

À λ_1 , $P_u(\lambda_1) = P_R(\lambda_1)$ et $P_p(\lambda_1) = P_{\text{échant}}(\lambda_1)$ donc la condition nécessaire à respecter est :

$$\frac{R(\lambda_1)}{\gamma[1 - R(\lambda_1)]^2} > X_1 \quad \text{avec} \quad X_1 = X(\lambda_1) = \frac{P_R(\lambda_1)}{P_{\text{échant}}(\lambda_1)} \quad (4.4)$$

La résolution de l'inéquation 4.4 fournit la condition suivante sur le coefficient de réflexion du filtre dichroïque à λ_1 :

$$R(\lambda_1) > R_1 = \frac{A_1 - \sqrt{\Delta_1}}{2} \quad \text{où} \quad A_1 = 2 + \frac{1}{\gamma X_1} \quad \Delta_1 = A_1^2 - 4 \quad (4.5)$$

À λ_2 , $P_u(\lambda_2) = P_{\text{échant}}(\lambda_2)$ et $P_p(\lambda_2) = P_R(\lambda_2)$. Alors la condition à respecter à cette longueur d'onde est :

$$\frac{\gamma[1 - R(\lambda_2)]^2}{R(\lambda_2)} > X_2 \quad \text{avec} \quad X_2 = X(\lambda_2) = \frac{P_{\text{échant}}(\lambda_2)}{P_R(\lambda_2)} \quad (4.6)$$

La résolution de l'inéquation 4.6 se traduit par la condition ci-dessous sur le coefficient de réflexion du filtre dichroïque à λ_2 :

$$R(\lambda_2) < R_2 = \frac{A_2 - \sqrt{\Delta_2}}{2} \quad \text{où} \quad A_2 = 2 + \frac{X_2}{\gamma} \quad \Delta_2 = A_2^2 - 4 \quad (4.7)$$

Finalement, le filtre dichroïque doit donc remplir les deux conditions suivantes : présenter un coefficient de réflexion supérieur à R_1 à λ_1 et inférieur à R_2 à λ_2 . Dans le but de calculer les valeurs de R_1 et R_2 , nous allons réaliser une série de mesures spécifiques afin de déterminer les valeurs des paramètres X_i et γ . Dans un premier temps, pour déterminer les paramètres X_i , nous utilisons le montage décrit dans la figure 2.14 en enlevant le filtre dichroïque et en mettant un miroir à la place de l'échantillon pour renvoyer la lumière dans le coeur de la fibre, et vers le PSA. La diode laser émettant à λ_2 est éteinte. Dans ces conditions, nous mesurons la matrice de Mueller de la fibre sur un aller-retour à λ_1 . Le signal analysé est composé d'un signal utile réfléchi par le miroir (puissance P_u) et d'un signal parasite dû à des réflexions sur différentes interfaces telles que la face de la fibre côté proximal et les faces du cube séparateur (puissance P_p). Nous mesurons la matrice de Mueller de la fibre en diminuant progressivement la puissance utile en agissant sur l'injection en retour dans la fibre par un désalignement du miroir de renvoi, tandis que la puissance du signal parasite reste constante. En outre, en masquant le miroir de renvoi, nous mesurons aussi la matrice intensité du signal parasite seul.

Le tableau 4.1 présente les valeurs du retard de phase linéaire de la fibre obtenues avec le signal parasite superposé au signal utile et celles du retard de phase linéaire obtenues après soustraction de la matrice intensité du signal parasite (signal utile seul).

Le retard de phase linéaire de la fibre sans le signal parasite vaut environ 48° . On retrouve cette valeur de retard en présence du signal parasite, tant que le niveau de celui-ci reste suffisamment faible. Cependant, comme on peut s'y attendre, plus le rapport P_u/P_p diminue, plus le retard mesuré est altéré par le signal parasite. Lorsque ce rapport devient inférieur ou égal à 8 dB, l'écart entre le retard avec le signal parasite et celui sans le

P_u/P_p (dB)	Retard de phase linéaire (°)	
	Avec signal parasite	Sans signal parasite
15	47,8	48,1
13	47,9	48,3
10	47,5	48,6
8	46,9	48,2
3	45,4	48,9
0	40,5	47,7

Tableau 4.1 – Retard de phase linéaire de la fibre seule mesurée à λ_1 pour différentes valeurs du rapport P_u/P_p .

signal parasite dépasse 1° . Nous avons réalisé de nombreuses autres mesures en changeant le conditionnement de la fibre (courbures, torsions) et nous avons vérifié que l'erreur de mesure introduite par la présence du signal parasite reste toujours inférieure à 1° lorsque le rapport P_u/P_p est supérieur à 8 dB. Ainsi, en ajoutant une marge de sécurité arbitraire de 2 dB, nous considérerons qu'un signal parasite avec un niveau 10 dB inférieur à celui du signal utile est acceptable. D'après ces mesures, nous pourrions donc poser que :

$$X_1 = X_2 = 10 \quad (4.8)$$

À présent, connaissant la valeur de X_1 , on peut écrire R_1 uniquement en fonction de γ comme ci-dessous. L'évolution de R_1 en fonction de γ est représentée dans la figure 4.3.

$$R_1 = 1 + \frac{1 - \sqrt{1 + 40\gamma}}{20\gamma} \quad (4.9)$$

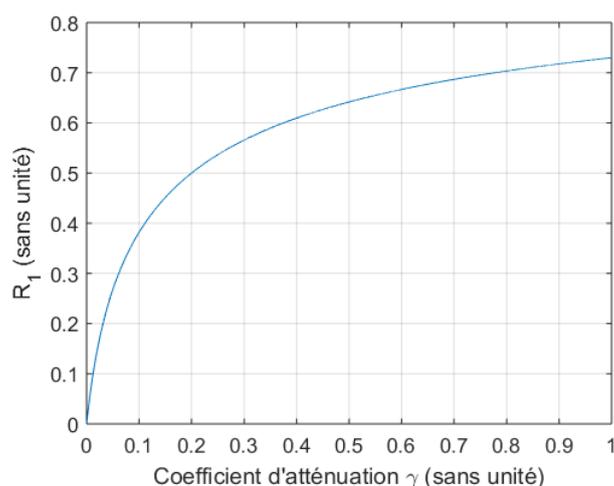


FIGURE 4.3 – Réflectivité minimale R_1 du filtre dichroïque à λ_1 en fonction du coefficient d'atténuation γ pour avoir $X(\lambda_1) \geq X_1 = 10$.

Dans un second temps, avec le même montage que précédemment, nous obtenons une atténuation minimale de 5 dB (0,3 en linéaire) entre la puissance adressée sur le miroir de renvoi et la puissance mesurée en retour, en aval du PSA lorsque le réglage du miroir de renvoi est optimisé pour maximiser le couplage de la lumière en retour dans le coeur de la fibre. Pour un coefficient d'atténuation γ égal à 0,3, R_1 est égal à 0,57. Lors de l'analyse d'échantillons fortement diffusants tels que des tissus biologiques, l'atténuation est nettement plus importante. Les échantillons de tissus biologiques que nous analyserons par la suite ont une épaisseur de quelques dizaines de μm et sont déposés sur un miroir pour être analysés. Dans ce cas, l'atténuation peut atteindre 30 dB (10^{-3} en linéaire). En injectant cette valeur dans la relation 4.7 on trouve $R_2 = 10^{-4}$ pour que $X_2 = 10$.

Selon l'équation 4.5, $R(\lambda_1)$ doit dépasser R_1 pour que le signal parasite ne perturbe pas de façon significative la mesure polarimétrique. De manière similaire, d'après l'équation 4.7, $R(\lambda_2)$ doit être inférieur à R_2 . Au final, compte tenu des valeurs que nous avons déterminées expérimentalement pour R_1 et R_2 , les spécifications concernant les coefficients de réflexion à λ_1 et λ_2 du filtre dichroïque sont les suivantes :

$$R(\lambda_1) > 0,6 \quad (4.10)$$

$$R(\lambda_2) < 10^{-4} \quad (4.11)$$

4.1.2 Architecture retenue pour la réalisation de la microsonde

Le cahier des charges du filtre spectral que nous avons établi est particulièrement exigeant à la longueur λ_2 où le coefficient de réflexion doit être inférieur à 10^{-4} . Nous avons étudié la faisabilité d'un tel filtre par empilage de couches diélectriques déposées en bout de fibre, avec l'aide de Julien Lumeau de l'institut Fresnel à Marseille, spécialiste de ce type de filtre. Le résultat de simulations d'un filtre optimisé destiné à séparer $\lambda_1 = 633$ nm et $\lambda_2 = 639$ nm, comportant 19 couches diélectriques avec une épaisseur totale de 1,75 μm , est présenté dans la figure 4.4.

On constate que le coefficient de réflexion supérieur à 80 % à λ_1 dépasse très largement les exigences du cahier des charges. En revanche, le coefficient de réflexion à λ_2 est de $3.4 \cdot 10^{-4}$, c'est-à-dire plus de trois fois la valeur maximale autorisée. Ces résultats sont fondés sur des simulations numériques qui supposent que les paramètres fixés (épaisseurs, indices) sont parfaitement respectés. Dans la pratique, malgré l'excellente maîtrise des techniques de dépôt dans les laboratoires, le risque est grand que les performances prévues par les simulations ne soient pas tout à fait atteintes. Cela nous montre qu'il est peu probable qu'on puisse obtenir les performances visées avec un filtre multicouches déposé en bout de fibre. En outre, le coût d'un tel filtre sur mesure, dont la fabrication met en jeu des équipements lourds d'évaporation sous vide et prend beaucoup de temps, est élevé.

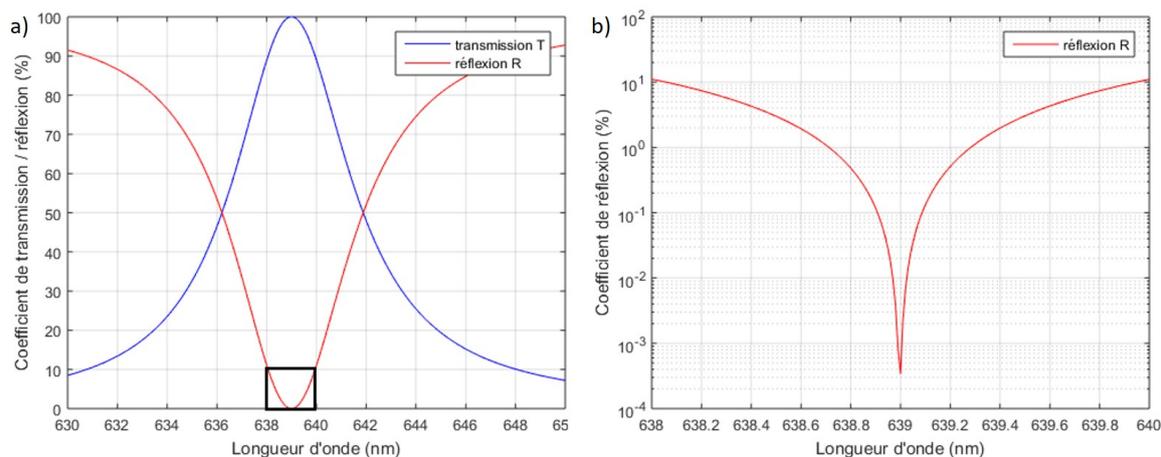


FIGURE 4.4 – a) Coefficients de transmission et de réflexion d'un filtre Fabry-Pérot destiné à séparer les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ; b) Zoom sur la zone encadrée en noir dans la figure a).

C'est pourquoi nous avons choisi de nous tourner vers la réalisation de la fonction de filtrage spectral à l'aide d'un miroir de Bragg photoinscrit dans le cœur de la fibre, près de l'extrémité. Pour cela, nous avons engagé une collaboration avec Damien Kinet, ingénieur au sein du département "électromagnétisme et télécommunications" de la faculté polytechnique de Mons (Belgique), et spécialiste de la réalisation de ces composants. La figure 4.5 montre le schéma général de la microsonde, incluant un microscanner à fibre résonnante, elle-même comportant un réseau de Bragg photoinscrit dans le cœur. La face de la fibre sera clivée avec un angle de 8° pour éviter le guidage des réflexions de Fresnel en retour vers le système d'analyse.

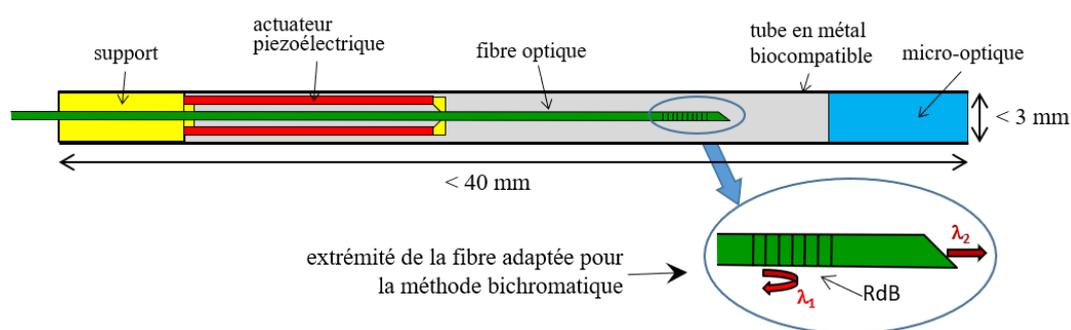


FIGURE 4.5 – Schéma d'une microsonde constituée d'un microscanner à fibre résonnante et d'un réseau de Bragg (RdB) photoinscrit dans le cœur de la fibre pour la réalisation de la méthode bichromatique.

La microsonde doit remplir plusieurs conditions qui sont synthétisées dans le cahier des charges suivant :

- la vitesse de balayage doit être la plus grande possible afin de réaliser des images polarimétriques à une cadence élevée (16 images en intensité étant nécessaires pour réaliser une image de Mueller). Notre objectif est de réaliser plusieurs dizaines d'images de Mueller complètes par minute ;
- la zone balayée doit être au minimum supérieure à $250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$ pour avoir un champ de vue acceptable ;
- la trajectoire du faisceau laser sur l'échantillon doit être parfaitement reproductible pour chacun des 16 balayages successifs, afin que les 16 intensités mesurées pour calculer la matrice de Mueller d'un pixel correspondent réellement à ce seul et même pixel ;
- la microsonde doit avoir un diamètre inférieur à 3 mm et une longueur inférieure à 40 mm pour être insérée dans le canal opérateur d'un endoscope usuel ;
- le réseau de Bragg doit respecter les conditions suivantes, établies dans la sous-section 4.1.1, concernant les coefficients de réflexion à λ_1 et λ_2 : $R(\lambda_1) > 0,6$ et $R(\lambda_2) < 10^{-4}$.
- le réseau de Bragg et la micro-optique placée à l'extrémité distale de la fibre doivent affecter le moins possible les états de polarisation des faisceaux transmis ou réfléchis. Le retard de phase linéaire doit être inférieur à 5° afin de respecter l'incertitude de $\pm 5^\circ$ sur la mesure du retard de l'échantillon que nous nous sommes fixée (voir chapitre 3, sous-section 3.2.4).

Le réseau de Bragg est un composant clé de notre dispositif. Dans la suite, nous allons réaliser une caractérisation spectrale et polarimétrique poussée de différents réseaux de Bragg fabriqués à l'université de Mons pour évaluer leur capacité à répondre à nos besoins. Cette étude nous permettra de sélectionner le réseau le plus performant, qui sera intégré dans la microsonde.

4.2 Fabrication et caractérisation d'un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre monomode pour la mise en oeuvre de la méthode bichromatique

4.2.1 Généralités sur les réseaux de Bragg photoinscrits

Un réseau de Bragg (RdB) photoinscrit résulte d'une modification périodique de l'indice de réfraction du coeur d'une fibre optique dans sa direction longitudinale [101]. Cette modulation de l'indice de réfraction est créée par l'exposition du matériau constitutif du coeur à des franges d'interférence UV de forte intensité. Les réflexions de Fresnel qui se produisent sur les traits du réseau interfèrent de manière constructive dans la direction contra-propagative dans une bande spectrale étroite, entraînant par conséquent une réflexion qui peut être très élevée dans cette bande. Un réseau de Bragg photoinscrit se comporte donc comme un réflecteur sélectif en longueur d'onde. Dans le cas d'une fibre monomode, il se produit un transfert de puissance entre le mode guidé fondamental de l'onde incidente (mode co-propagatif) et le mode guidé fondamental se propageant dans le sens contraire (mode contra-propagatif). Ceci est dû au fait que la condition de Bragg est respectée : à une longueur d'onde donnée, la somme du vecteur d'onde de l'onde incidente et du vecteur caractérisant le réseau est égale au vecteur d'onde de l'onde réfléchie [102]. La longueur d'onde de Bragg λ_B , qui est la longueur d'onde centrale de la bande spectrale réfléchie par le réseau, est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (4.12)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé dans la fibre et Λ est le pas du réseau.

La sélectivité spectrale d'un RdB augmente avec le nombre N de traits du réseau, donc avec la longueur L de celui-ci ($N = L/\Lambda$). Typiquement, les réseaux de Bragg ont une longueur de quelques mm et un pas de l'ordre de quelques centaines de nm, ce qui veut dire qu'un RdB comprend plusieurs milliers de périodes. Par exemple, un réseau de 10 mm de long a une largeur spectrale de l'ordre de 0,1 nm [103]. D'un autre côté, la largeur spectrale augmente avec l'amplitude de la modulation d'indice Δn_{mod} . Généralement, la largeur spectrale est mesurée à mi-hauteur (à -3 dB) de la bande spectrale de transmission. Cette largeur à mi-hauteur (LMH) s'exprime de la manière suivante [104] :

$$LMH = \lambda_B S \sqrt{\left(\frac{\Delta n_{mod}}{2n_{moy}}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2} \quad (4.13)$$

où n_{moy} est l'indice de réfraction moyen du coeur de la fibre. $S \approx 1$ pour des réseaux très

réflectifs (réflectivité proche de 100 %) et $S \approx 0,5$ pour des réseaux faiblement réflectifs. Généralement, l'amplitude de la modulation d'indice Δn_{mod} est comprise entre 10^{-5} et 10^{-3} [101].

La longueur d'onde λ_{max} pour laquelle la réflectivité est maximale dépend de la longueur d'onde de Bragg λ_B selon l'expression suivante :

$$\lambda_{max} = \left(1 + \frac{\Delta n_{mod}}{n_{eff}}\right) \lambda_B \quad (4.14)$$

La modulation d'indice étant nettement plus faible que la valeur de l'indice effectif ($\frac{\Delta n_{mod}}{n_{eff}} \ll 1$), la longueur d'onde de Bragg est alors quasiment égale à la longueur d'onde de réflectivité maximale. Pour une variation sinusoïdale de la modulation d'indice, la réflectivité maximale $R(\lambda_{max}) \approx R(\lambda_B)$ s'exprime de la façon suivante [101][105] :

$$R(\lambda_B) \approx R(\lambda_{max}) = \tanh^2 \left(\frac{\pi}{\lambda_{max}} \Delta n_{mod} L \eta \right) \quad (4.15)$$

où η est le rapport entre la puissance guidée dans le coeur et la puissance totale du mode.

Plusieurs études ont montré que, lors de la création d'un RdB, une biréfringence photo-induite qui augmente avec la modulation d'indice s'ajoute à la biréfringence intrinsèque de la fibre [106][107]. Ce phénomène revêt beaucoup d'importance pour notre application dans laquelle nous devons accorder une attention particulière à la réponse polarimétrique des RdB utilisés pour séparer λ_1 et λ_2 . Au cours des années 1990, T. Erdogan et V. Mizrahi ont montré que la modification de l'indice de réfraction à travers le coeur du côté de l'insolation et du côté opposé est très uniforme et qu'elle n'est donc pas la cause principale de la biréfringence photo-induite [107]. Au cours de leurs travaux, ils ont cependant constaté que cette biréfringence photo-induite est un ordre de grandeur plus faible lorsque l'état de polarisation du faisceau d'insolation incident est rectiligne et aligné suivant l'axe de propagation de la fibre (polarisation P) par rapport à la situation où l'état de polarisation rectiligne est perpendiculaire (polarisation S) à l'axe de la fibre [107]. Cette observation les a conduits à proposer un modèle dans lequel ce sont les moments dipolaires des centres de défaut du verre ayant la même orientation que celle de l'état de polarisation du faisceau UV qui sont principalement excités. La limite de ce modèle est qu'il ne permet pas d'expliquer l'ensemble de la biréfringence photo-induite lorsque la polarisation est de type P. Un autre modèle attribue plutôt la biréfringence photo-induite à une distribution asymétrique des contraintes due à la densification du verre dans la région exposée au rayonnement UV [108].

Les réseaux de Bragg ont de très nombreuses applications. Ils sont utilisés comme miroirs dans les lasers à fibre et ils permettent de stabiliser en longueur d'onde des diodes

lasers en sélectionnant une bande spectrale étroite [109]. Compte tenu de la dépendance de l'indice effectif, du pas du réseau et par conséquent de la longueur d'onde de Bragg au conditionnement de la fibre, les réseaux forment d'excellents capteurs. Ils servent notamment de capteurs de température et de capteurs de pression [103]. Enfin, du fait de leurs propriétés de filtrage, ils sont utilisés dans les systèmes de télécommunications notamment comme filtre coupe-bande et pour le multiplexage et le démultiplexage en longueur d'onde. Pour notre application, nous souhaitons remplacer le miroir dichroïque massif qui est un filtre passe-haut par un réseau de Bragg qui est un filtre coupe-bande. Dans la prochaine partie, nous précisons l'ensemble des spécifications spectrales que doit avoir ce réseau pour la réalisation de la méthode bichromatique.

4.2.2 Détermination des spécifications spectrales du réseau

Pour le RdB nécessaire à notre dispositif, nous avons déjà déterminé le coefficient de réflexion minimal à λ_1 et le coefficient de réflexion maximal à λ_2 ($R_{min}(\lambda_1) = 0,6$ et $R_{max}(\lambda_2) = 10^{-4}$). Mais avant de lancer une fabrication, il faut aussi déterminer avec précision la longueur d'onde de Bragg ($\lambda_B = \lambda_1$) et la largeur spectrale qui doivent être définies à partir des caractéristiques spectrales de la diode laser 633 nm (λ_1) et de la diode laser 638 nm (λ_2) que nous utilisons avec la méthode bichromatique.

Pour cela, nous mesurons les spectres des diodes lasers pour différentes valeurs de puissances délivrées en utilisant un analyseur de spectre (Yokogawa AQ-6315A). Les spectres mesurés (figure 4.6) ont une largeur de quelques nanomètres et ils sont constitués de plusieurs pics d'amplitudes différentes. Ces pics correspondent à différents modes longitudinaux oscillant dans la cavité laser. L'amplitude des modes longitudinaux, et donc le spectre d'émission des diodes, dépend à la fois du courant injecté dans ces diodes (et donc de la puissance émise) et de leur température de fonctionnement. Plus la puissance émise est élevée, plus le pic d'émission des diodes (correspondant au pic du mode longitudinal ayant la plus grande amplitude) est décalé vers les grandes longueurs d'onde. Ainsi, le pic d'émission de la diode laser 633 nm et celui de la diode laser 638 nm passent respectivement de 632,5 nm à 634,3 nm et de 639,2 nm à 639,8 nm lorsque la puissance augmente de 50 mW à 110 mW (puissance maximale pouvant être délivrée par les diodes lasers dont nous disposons).

Jusqu'à présent, nous avons utilisé la diode 633 nm et la diode 638 nm en fixant une puissance délivrée de 100 mW. Lorsqu'il était nécessaire de diminuer la puissance lumineuse dans le dispositif pour éviter la saturation des détecteurs, nous avons utilisé des roues atténuatrices placées devant les diodes. Afin que le réseau puisse réfléchir la lumière issue de la diode 633 nm de la manière la plus efficace possible, nous choisissons d'utiliser cette diode dans des conditions telles que sa largeur spectrale soit la plus petite,

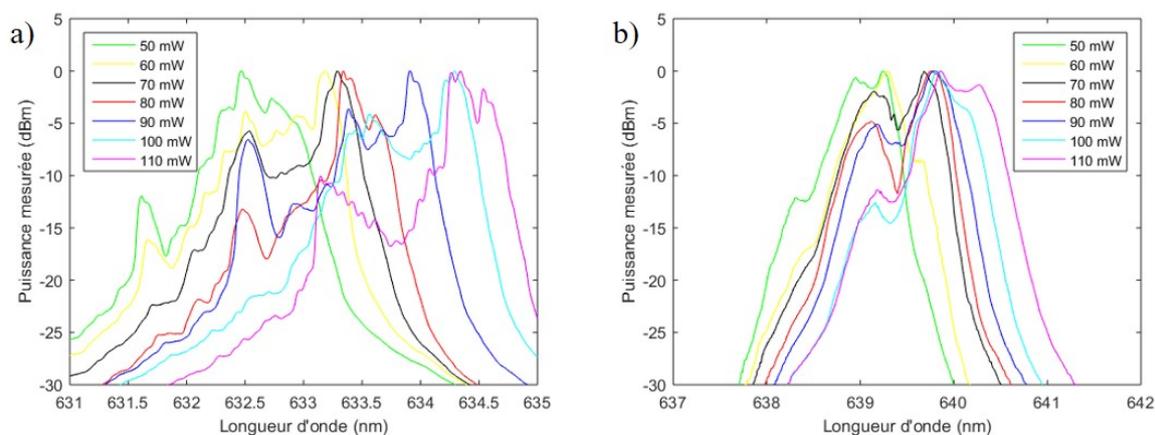


FIGURE 4.6 – Spectres de la diode laser 633 nm (a) et de la diode laser 638 nm (b) pour différentes valeurs de puissances délivrées par les diodes.

c'est-à-dire lorsqu'elle délivre une puissance de 80 mW. À cette puissance, la largeur spectrale de la diode est de seulement 0,2 nm à -3 dB et de 0,6 nm à -10 dB (figure 4.7). Ainsi, il suffit que la largeur spectrale du réseau de Bragg à -3 dB soit supérieure à 0,2 nm. Bien sûr, la longueur d'onde de Bragg du réseau doit être la plus proche possible de la longueur d'onde du pic d'émission λ_{1max} de la diode laser qui vaut 633,3 nm (figure 4.7). Concernant la diode 638 nm, la seule contrainte sur son spectre est qu'il ne se superpose en aucune façon avec celui du RdB pour éviter toute réflexion. On voit sur la figure 4.6 b qu'en veillant à ce que le coefficient de réflexion du RdB soit inférieur à 10^{-4} au-delà de 637 nm, on pourra choisir à notre guise la puissance délivrée par la diode 638 nm. Pour la suite, nous conservons une puissance délivrée de 100 mW pour cette diode.

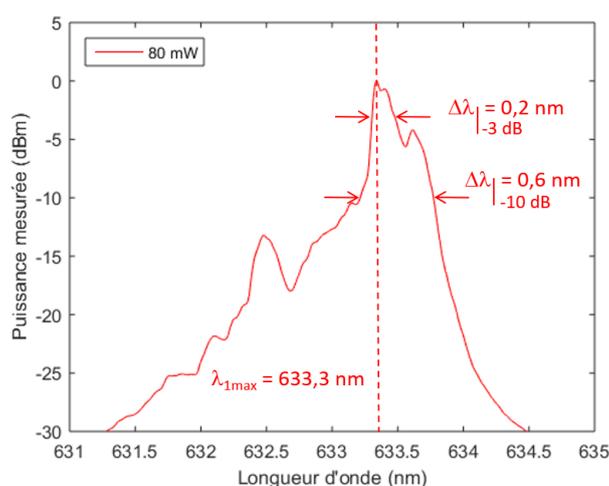


FIGURE 4.7 – Spectre de la diode laser 633 nm pour une puissance délivrée de 80 mW.

Pour résumer, les spécifications spectrales que doit posséder le réseau pour mettre en oeuvre la méthode bichromatique dans la microsonde sont les suivantes :

- $\lambda_B = 633,3 \text{ nm}$;
- largeur spectrale à -3 dB $> 0,2 \text{ nm}$;
- $R(\lambda_B) > 0,6$ et $R(\lambda > 637 \text{ nm}) < 10^{-4}$.

4.2.3 Fabrication des réseaux de Bragg

La photosensibilité du coeur des fibres optiques se manifeste par leur capacité à subir une modification de l'indice de réfraction sous l'effet d'une exposition à une lumière UV. Cet effet est particulièrement important dans les fibres dopées germanium (Ge) comme l'ont découvert Kenneth Hill *et al.* en 1978 [110][111]. Plusieurs modèles ont été proposés tel que celui de la densification et celui des centres colorés pour expliquer les mécanismes de la photosensibilité au sein du verre des fibres optiques [102]. Pour inscrire les réseaux dans le coeur photosensible, plusieurs méthodes, qui sont basées sur une insolation transverse de la fibre optique par une figure d'interférence, ont été développées. Pour nos travaux, les deux méthodes les plus répandues ont été employées : la méthode de l'holographie transverse appelée couramment la méthode du miroir de Lloyd et la méthode du masque de phase.

Dans la méthode du miroir de Lloyd, un miroir plan est placé contre la fibre, perpendiculairement à son axe. Le faisceau issu d'un laser continu émettant à $\lambda_{UV} = 244 \text{ nm}$ (laser à fibre 976 nm quadruplé d'Azurlight Systems dans notre étude) est expansé par une optique adaptée puis adressé pour moitié sur le miroir où il se réfléchit et pour moitié directement sur la fibre (voir la figure 4.8 a). Une figure d'interférence est alors créée entre le faisceau direct et le faisceau réfléchi, au niveau de la fibre, les franges étant perpendiculaires à l'axe de la fibre. Par ce moyen, un réseau de Bragg est photoinscrit dans le coeur de la fibre exposé à la figure d'interférence avec un pas Λ correspondant à la période des franges d'interférence. L'angle α entre le faisceau incident et l'axe de propagation de la fibre détermine la longueur d'onde de Bragg selon la relation suivante [102] :

$$\lambda_B = n_{eff} \frac{\lambda_{UV}}{\cos \alpha} \quad \text{avec} \quad \frac{\lambda_{UV}}{\cos \alpha} = 2\Lambda \quad (4.16)$$

Le principal avantage de la méthode du miroir de Lloyd est qu'elle permet de fixer facilement la longueur d'onde de Bragg en jouant sur la valeur de l'angle α . Par contre, cette méthode est très sensible aux instabilités mécaniques, ce qui la rend peu reproductible et donc difficilement compatible pour des applications industrielles.

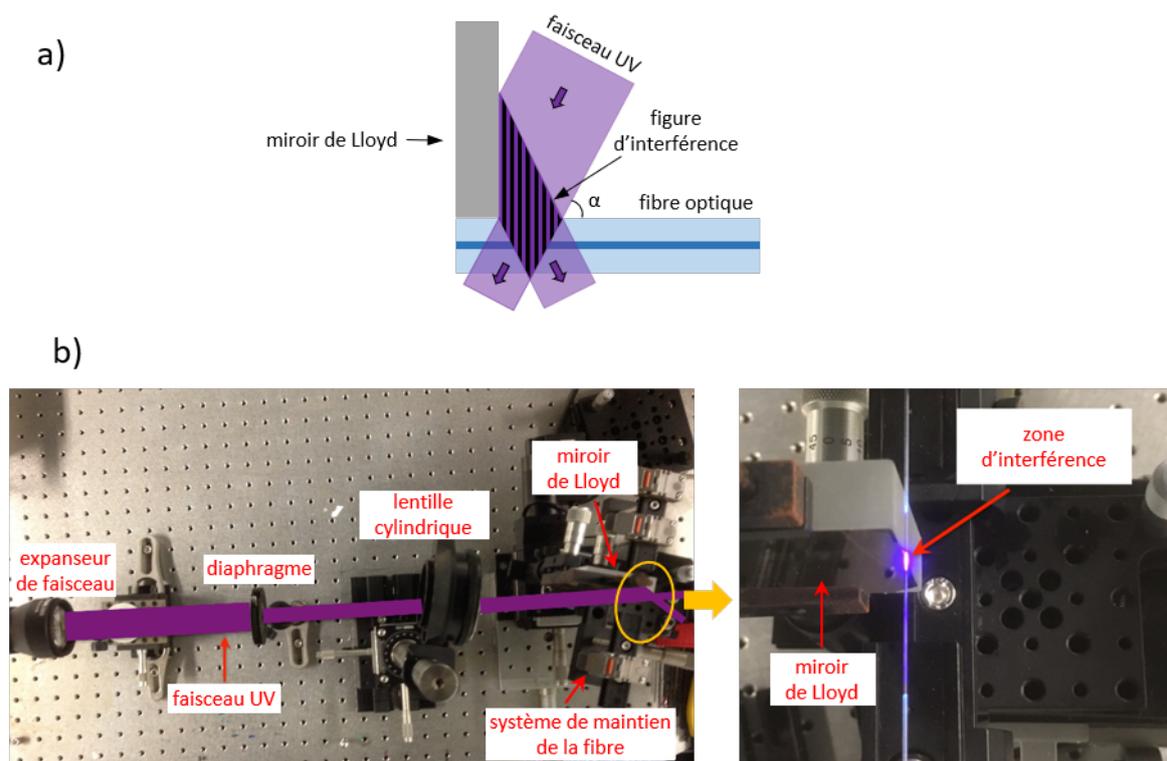


FIGURE 4.8 – a) Schéma de principe de la méthode du miroir de Lloyd ; b) Système d'inscription basé sur la méthode du miroir de Lloyd. Une photoluminescence bleue autour de 400 nm est visible au niveau de la partie de la fibre inscrite par le faisceau UV à 244 nm.

Dans la méthode du masque de phase, le faisceau laser UV incident est diffracté par un réseau de diffraction (masque de phase) utilisé en transmission à proximité de la fibre, les traits du réseau étant perpendiculaires à l'axe de la fibre (figure 4.9 a). La profondeur des traits du réseau permet de privilégier les ordres de diffraction +1 et -1 (typiquement 35 % de la puissance transmise dans chaque ordre) et de minimiser l'ordre de diffraction 0 (moins de 5 % de la puissance transmise) [109]. Les faisceaux diffractés dans les ordres +1 et -1 créent une figure d'interférence. Le pas du réseau de Bragg inscrit Λ , qui correspond au pas des franges d'interférence, est égal à la moitié du pas du masque de phase Λ_{masque} . La longueur d'onde de Bragg dépend donc uniquement du pas du masque selon la relation suivante :

$$\lambda_B = n_{eff}\Lambda_{masque} \quad avec \quad \Lambda_{masque} = 2\Lambda \quad (4.17)$$

Certains des réseaux utilisés dans nos travaux ont été fabriqués en utilisant le système d'inscription par masque de phase NORIA (figure 4.9 b) de l'entreprise NorthLab dont la source lumineuse est un laser ExciStar Coherent qui émet des impulsions de haute énergie à 193 nm. Le masque de phase a été fabriqué par l'entreprise Ibsen.

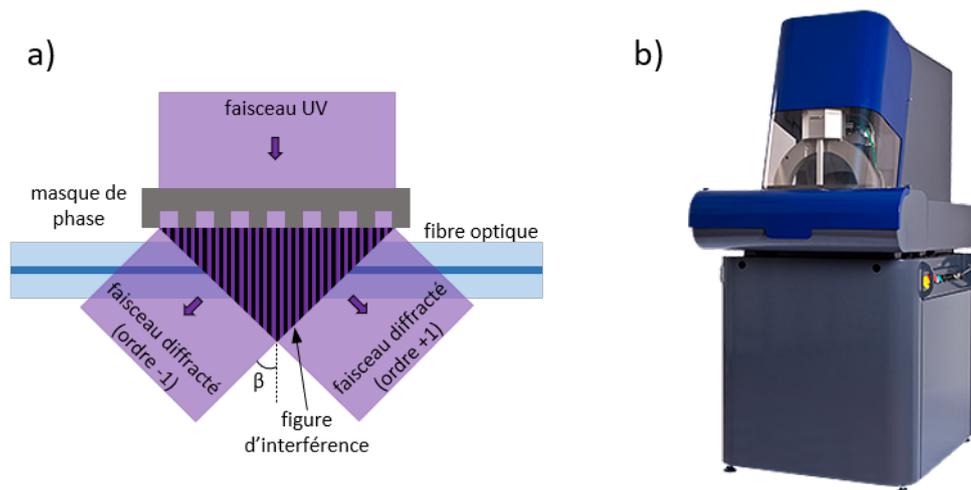


FIGURE 4.9 – a) Schéma de principe de la méthode du masque de phase ; b) Photographie (issue du [site internet](#) du fabricant NorthLab) du système d'inscription par masque de phase NORIA.

La méthode du masque de phase a l'avantage d'être peu sensible aux instabilités mécaniques ou à un défaut d'alignement car le pas du réseau de Bragg est imposé par le pas du masque. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle requiert un masque spécifique pour chaque longueur d'onde de Bragg souhaitée. Cependant, il est tout de même possible d'ajuster la longueur d'onde de Bragg finale sur une plage de 2 nm environ en dessous de la longueur d'onde de Bragg nominale en mettant la fibre en tension avant l'inscription du réseau (extension longitudinale) puis en relâchant cette tension après l'inscription, ce qui a pour effet de raccourcir le pas [101].

Nos réseaux de Bragg sont inscrits dans une fibre monomode 630HP du fabricant Thorlabs avec un coeur dopé Ge (longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 570$ nm). Malgré le dopage Ge, la photosensibilité de la fibre n'est pas suffisamment élevée pour obtenir une diminution de la transmission supérieure à 1 dB à la longueur d'onde de Bragg. Pour augmenter la photosensibilité, la méthode de l'hydrogénation doit être mise en oeuvre. Elle consiste à placer la fibre dans une enceinte contenant de l'hydrogène sous haute pression à une température inférieure à 100°C [112]. Les molécules d'hydrogène diffusent alors à travers la silice jusque dans le coeur de la fibre où elles créent des défauts supplémentaires qui sont responsables de l'augmentation de la photosensibilité. L'amplitude de la modulation d'indice est alors plus grande que dans une fibre dopée non hydrogénée. Pour réaliser nos réseaux, la fibre 630HP est hydrogénée pendant 26 h sous une pression de 200 bars à une température de 68°C. Ensuite, la fibre est conservée à basse température (-15°C) pour éviter le phénomène de désorption de l'hydrogène qui pourrait intervenir avant d'inscrire les réseaux. L'inconvénient de la méthode de l'hydrogénation est que la longueur d'onde de Bragg se décale de quelques dixièmes de nm

vers des longueurs d'onde plus courtes pendant la phase de désorption de l'hydrogène post inscription [113]. Il faut donc anticiper ce décalage en fixant la longueur d'onde de Bragg à l'inscription légèrement au-dessus de la longueur d'onde de Bragg finalement voulue. À partir de mesures de spectres de réseaux réalisées avant et après désorption, nous avons pu déterminer que la diminution de la longueur d'onde de Bragg est comprise entre 0,2 nm et 0,7 nm.

Nous avons déjà souligné que plus un réseau est court, plus sa largeur spectrale est grande. Cependant, avec un réseau court, il faut insoler la fibre plus longuement que lors de la réalisation d'un réseau plus long pour obtenir une réflectivité identique. Or une insolation plus longue correspond à une modulation d'indice plus grande et par conséquent à une biréfringence photo-induite plus élevée. Il faut donc trouver un compromis entre la largeur spectrale et la réflectivité du réseau. Pour obtenir une largeur spectrale suffisamment grande, respectant les spécifications définies dans la partie précédente, nous avons décidé de réaliser des réseaux courts ayant une longueur physique comprise entre 2 mm et 5 mm. La durée d'inscription est de quelques minutes seulement pour obtenir la réflectivité souhaitée.

Plusieurs tronçons de fibre 630HP de 2,5 m ont été préparés, dans l'objectif d'inscrire un RdB dans chacun d'eux. Pour chaque tronçon, après avoir retiré la gaine de protection de la fibre, l'inscription du réseau est réalisée à une dizaine de cm d'une des extrémités. À noter que le masque de phase disponible à l'université de Mons est destiné à réaliser des réseaux avec une longueur d'onde de Bragg nominale de 635 nm. Afin d'obtenir une longueur d'onde de Bragg finale de 633,3 nm (pic d'émission de la diode laser 633 nm) la fibre a été mise sous une tension longitudinale de 2,75 N préalablement à la photo inscription, comme expliqué précédemment. Pour accélérer la désorption de l'hydrogène, les réseaux ont ensuite été placés dans une étuve à une température de 100°C pendant 24 h. Parmi les réseaux fabriqués, nous conservons les six qui ont les caractéristiques spectrales qui respectent le mieux les spécifications que nous avons définies précédemment. Ils seront dénommés dans la suite "RdB X " avec $X = 1, 6$. Les conditions d'inscription de ces réseaux de Bragg sont données dans le tableau 4.2.

Référence	Longueur du RdB (mm)	Méthode d'inscription	Durée d'inscription
RdB 1	3	miroir de Lloyd	3'20"
RdB 2	4		3'20"
RdB 3	3		3'20"
RdB 4	5		< 10'
RdB 5	2		< 10'
RdB 6	3	masque de phase	1'45"

Tableau 4.2 – Conditions d'inscription des réseaux de Bragg sélectionnés.

Nous avons injecté dans chacun des tronçons le faisceau émis par une source de continuum Leukos et nous avons mesuré le spectre transmis en utilisant un analyseur de spectre (Yokogawa AQ-6315A). Dans un deuxième temps, nous avons mesuré le spectre de la source transmis à travers un tronçon de fibre sans RdB (spectre de référence). La différence entre les spectres transmis à travers un RdB et le spectre de référence donne le spectre en transmission du RdB considéré. Les spectres en transmission des six RdB sélectionnés sont représentés dans la figure 4.10.

Ces spectres indiquent que les réseaux ont un minimum de transmission (et donc un maximum de réflexion) à des longueurs d'onde comprises entre 633,1 nm et 633,8 nm, suivant le réseau. Bien que ces longueurs d'onde de minimum de transmission ne soient pas rigoureusement égales à la longueur d'onde du pic d'émission de la diode laser 633 nm ($\lambda_{1max} = 633,3$ nm), les réseaux ont une largeur spectrale suffisamment grande pour réfléchir de manière efficace le faisceau de cette diode. En effet, leur largeur spectrale à -3 dB est comprise entre 0,7 nm et 0,9 nm pour tous les réseaux sauf le réseau RdB 5 qui a une largeur de 1,4 nm. On constate aussi que ces réseaux sont très réfléchifs à leur longueur d'onde de Bragg puisque le coefficient de transmission minimum est de -20 dB environ, ce qui correspond à une réflectivité de 99 %. La réflectivité globale des RdB sur l'ensemble du spectre de la diode est comprise entre 0,71 (RdB 6) et 0,94 (RdB 4). Ces niveaux de réflectivité sont nettement supérieurs à la réflectivité minimale à λ_1 définie dans le cahier des charges et qui est égale à 0,6. Au-delà de 637 nm, la différence entre le spectre de transmission des réseaux de Bragg et le spectre de référence n'est pas mesurable. L'ensemble des caractéristiques spectrales des réseaux est synthétisé dans le tableau 4.3.

Référence	Longueur d'onde de Bragg (nm)	Largeur à -3 dB du pic principal (nm)	Coefficient de transmission minimal (dB)
RdB 1	633,7	0,7	-20
RdB 2	633,7	0,8	-21
RdB 3	633,8	0,8	-20
RdB 4	633,4	0,9	-21
RdB 5	633,1	1,4	-22
RdB 6	633,7	0,7	-21

Tableau 4.3 – Caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg (RdB X , $X = 1, 6$).

On remarque que les spectres des réseaux RdB 4 et RdB 6 présentent un second pic à une longueur d'onde plus faible que la longueur d'onde du pic principal. Ceci traduit le fait que les traits de ces réseaux sont inclinés. En effet, lorsque les traits d'un réseau sont inclinés, le couplage entre le mode guidé co-propagatif et le mode guidé contra-propagatif diminue tandis que le couplage entre le mode guidé co-propagatif vers les modes de gaine contra-propagatifs augmente [102]. Les pics de résonance de ces modes sont alors

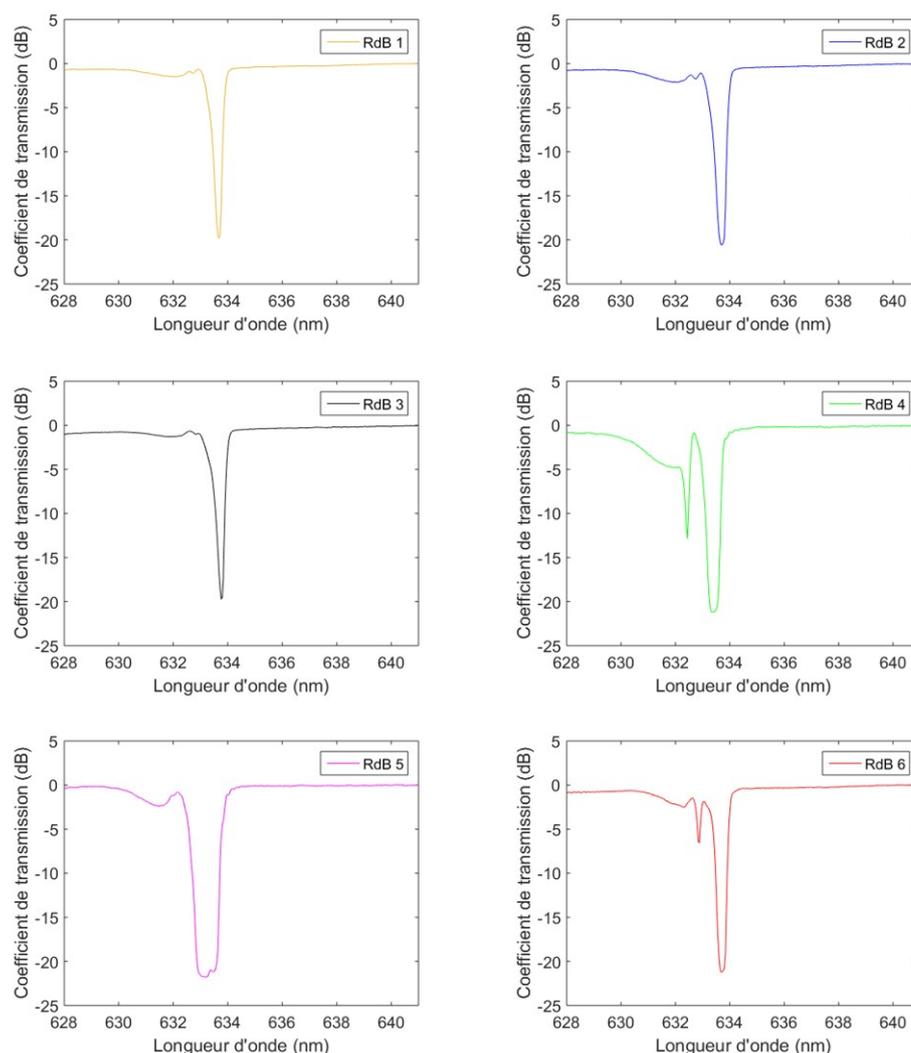


FIGURE 4.10 – Spectres des réseaux de Bragg (RdB X , $X = 1,6$) mesurés en transmission.

présents avec une amplitude plus ou moins grande sur le spectre en transmission. Le pic de résonance le plus proche de la longueur d’onde de Bragg correspond au mode appelé “fantôme”¹, qui est en réalité constitué de plusieurs modes de gaine d’ordres bas [115]. Ce mode est celui dont le pic est visible sur les spectres des réseaux RdB 4 et RdB 6. Parmi les modes de gaine, le couplage du mode de gaine “fantôme” avec le mode guidé co-propagatif est prépondérant lorsque l’angle d’inclinaison des traits du réseau est inférieur à 5° environ. Par contre, plus l’angle d’inclinaison augmente, plus le couplage du mode guidé s’effectue vers des modes de gaines d’ordres plus élevés [102].

Pour déterminer le coefficient de réflexion des RdB à λ_2 , nous mettons en place successivement chaque tronçon de fibre contenant un RdB sur le banc expérimental de

1. Ce mode est appelé mode “fantôme” car son pic de résonance est le plus proche du pic de Bragg et ses caractéristiques spectrales peuvent être similaires à celles du pic de Bragg [114].

la méthode bichromatique décrit dans la figure 2.14. La diode laser à λ_1 est éteinte, le filtre dichroïque est enlevé et un écran remplace l'échantillon afin de ne pas renvoyer de lumière dans la fibre. Nous mesurons la puissance réfléchie par chaque réseau à λ_2 en utilisant une photodiode silicium (S130C Thorlabs) associée à une console de mesure (PM100D Thorlabs). La photodiode, qui est positionnée entre le cube séparateur et le PSA, est capable de mesurer des puissances comprises entre 500 pW et 5 mW. Quel que soit le RdB analysé, aucune puissance réfléchie n'est mesurée à λ_2 . Cela signifie que la puissance réfléchie est inférieure à la puissance minimale mesurable par la photodiode qui vaut 500 pW. Comme la puissance lumineuse injectée dans le coeur de la fibre est de quelques mW, il y a un rapport de 60 dB au minimum entre la puissance réfléchie et la puissance incidente, ce qui correspond à une réflectivité des RdB inférieure à 10^{-6} à λ_2 . Même si nous n'avons pas déterminé sa valeur avec précision, nous constatons que ce niveau de réflectivité est très nettement inférieur à la réflectivité maximale acceptable à λ_2 qui est égale à 10^{-4} , et donc que la condition sur la réflectivité à λ_2 est bien respectée.

Finalement, nous disposons de réseaux de Bragg photoinscrits qui remplissent les conditions imposées par le cahier des charges en ce qui concerne leur sélectivité spectrale, aussi bien à λ_1 qu'à λ_2 . Nous devons maintenant nous intéresser à leur caractéristiques polarimétriques.

4.2.4 Caractérisations polarimétriques des réseaux de Bragg fabriqués

Dans le polarimètre à fibre fondé sur la méthode bichromatique, la lumière à λ_1 parcourt la fibre et la partie amont du réseau, sur une longueur moyenne notée L_{λ_1} (figure 4.11). La matrice de Mueller mesurée à λ_1 est celle de cette portion du réseau et de la fibre en amont du réseau. En revanche, la mesure n'intègre pas la réponse polarimétrique de la deuxième partie du réseau, de longueur $L_{RdB} - L_{\lambda_1}$, ainsi que celle de la fibre en aval du réseau de longueur L_{aval} . De son côté, à λ_2 , le faisceau laser est totalement transmis par le réseau et la réponse polarimétrique mesurée est celle de l'ensemble "fibre entière + échantillon". Cela signifie que la mesure différentielle effectuée dans la méthode bichromatique fournit une réponse polarimétrique qui est en réalité celle de l'échantillon combinée avec celle de la partie de la fibre non mesurée à λ_1 incluant la partie aval du réseau.

C'est pourquoi, pour qu'un réseau de Bragg puisse être compatible avec la méthode bichromatique, il est primordial qu'il engendre le moins possible d'effets polarimétriques. Or, à cause de la biréfringence initiale de la fibre et de la biréfringence additionnelle apparaissant lors de l'inscription, on peut s'attendre à ce qu'un RdB induise un certain retard de phase linéaire, qu'il sera nécessaire d'évaluer. La condition à respecter est que

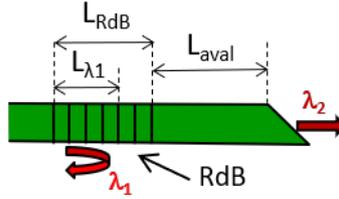


FIGURE 4.11 – Schéma d'un réseau de Bragg (RdB) de longueur L_{RdB} situé à une distance L_{aval} de la face de sortie de la fibre. Avec la méthode bichromatique, le faisceau laser à λ_1 est réfléchi sur une longueur L_{λ_1} du réseau ($L_{\lambda_1} < L_{RdB}$) tandis que le faisceau laser à λ_2 est transmis.

la différence entre les retards linéaires mesurés à λ_1 et λ_2 dans la fibre seule (c'est-à-dire quand l'échantillon est remplacé par un miroir de renvoi) reste inférieure à 5° sur un aller-retour de la lumière afin que l'incertitude sur la détermination du retard de phase linéaire de l'échantillon reste elle-même inférieure à $\pm 5^\circ$, comme nous l'avons déterminée précédemment. On souhaite aussi que le RdB n'introduise aucun autre effet polarimétrique (diatténuation, dépolarisation).

Pour les mêmes raisons, il faut aussi que le retard de phase dû à la biréfringence intrinsèque dans la longueur de fibre L_{aval} soit le plus faible possible. Il faut donc que cette longueur L_{aval} soit réduite le plus possible, c'est-à-dire que le réseau soit situé au plus près de la face de sortie de la fibre. Pour évaluer la biréfringence intrinsèque de la fibre 630HP, nous utilisons notre polarimètre de Mueller en réflexion pour mesurer le retard de phase linéaire successivement dans deux tronçons de fibre sur un aller-retour, dépourvus de RdB, c'est-à-dire en installant ces tronçons à la place de la fibre endoscopique dans le montage et en plaçant un miroir de renvoi en sortie de fibre. La fibre est disposée de la façon la plus rectiligne possible sur le banc expérimental pour qu'il n'y ait pas de biréfringence extrinsèque due à des courbures. Pour garantir que le retard mesuré (modulo 2π) corresponde bien au retard réel sur un aller-retour, nous devons nous assurer que la longueur des tronçons caractérisés est plus courte que la moitié de la longueur de battement dans la fibre. C'est pourquoi nous mesurons des tronçons courts (33 cm et 41 cm). La mesure est effectuée successivement à λ_1 et à λ_2 . Pour chacun des deux tronçons et à chacune des deux longueurs d'onde, nous obtenons une même valeur de biréfringence linéaire Δn_e égale environ à 2.10^{-7} , qui correspond aux valeurs indiquées dans la littérature. Le retard en degré engendré sur un aller-retour dans le tronçon de longueur L_{aval} vaudra :

$$R_{aval} = 2 \cdot \frac{360}{\lambda} \cdot \Delta n_e \cdot L_{aval} \quad (4.18)$$

Afin de déterminer les caractéristiques polarimétriques de chacun des réseaux fabriqués, nous utilisons le banc expérimental de la méthode bichromatique décrit dans

la figure 4.12. Avant de placer chaque tronçon de fibre contenant un réseau de Bragg sur le banc expérimental, nous réalisons une fracture avec un angle de 8° des faces aux deux extrémités de la fibre afin que les réflexions de Fresnel produites sur ces faces ne reviennent pas perturber le fonctionnement des diodes lasers et ne s'ajoutent pas aux signaux à analyser (elles contribueraient aux signaux parasites indésirables). La fracture en angle à l'extrémité distale de la fibre est effectuée à moins d'un cm du réseau.

Si on considère seulement la biréfringence intrinsèque de la fibre, le retard de phase linéaire sur un aller-retour de la fibre en aval du réseau, R_{aval} a une valeur inférieure à $2,3^\circ$. À l'extrémité distale de la fibre, l'optique de collimation utilisée dans le montage est un doublet achromatique (AC254-035-C-ML Thorlabs, $f = 35$ mm) maintenu dans un support par deux bagues qui permettent de ne pas engendrer de contrainte mécanique sur l'optique et donc de biréfringence extrinsèque. Le retard linéaire du doublet mesuré avec le polarimètre de Mueller à λ_2 est inférieur à 1° . Enfin, un miroir de renvoi est positionné perpendiculairement au faisceau incident en aval du doublet pour réfléchir le faisceau à λ_2 afin de réaliser une mesure sur un aller-retour.

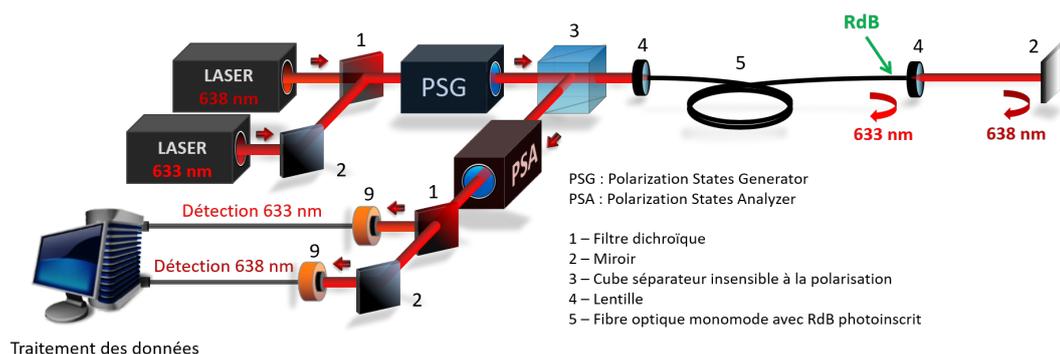


FIGURE 4.12 – Banc expérimental de la méthode bichromatique utilisé pour caractériser polarimétriquement un réseau de Bragg photoinscrit dans le coeur d'une fibre optique monomode, à son extrémité distale.

Pour chaque tronçon de fibre contenant un réseau, nous mesurons la matrice de Mueller de la fibre seule à λ_1 et la matrice de Mueller à λ_2 de l'ensemble "fibre + échantillon". Ensuite, comme nous le faisons habituellement, nous enlevons la réponse polarimétrique de la fibre en appliquant le traitement mathématique associé à la méthode bichromatique. Nous réalisons ces mesures pour différents conditionnements de la fibre, c'est-à-dire pour différentes dispositions de la fibre sur le banc expérimental. La matrice de Mueller obtenue pour chaque réseau de Bragg présente du retard de phase linéaire avec une faible diatténuation linéaire ($< 0,05$) et un faible taux de dépolarisation ($< 0,01$). Le retard de phase linéaire mesuré à un instant donné correspond à la différence entre les retards induits sur un aller retour à λ_1 et λ_2 en extrémité de fibre, c'est-à-dire dans le RdB

et le petit tronçon de fibre de longueur L_{aval} . Dans la suite, ce retard qui est susceptible de fausser la mesure de l'échantillon sera appelé retard de phase linéaire différentiel (RPLD). Il a pour expression :

$$RPLD = \Delta R_{RdB} + R_{aval} = 2 \cdot \frac{360}{\lambda} \cdot (\Delta n_{RdB} \cdot \Delta L + \Delta n_e \cdot L_{aval}) \quad (4.19)$$

où Δn_{RdB} est la biréfringence au sein du réseau de Bragg et ΔL est la différence de longueur parcourue lors du trajet aller par les deux longueurs d'onde au sein du réseau soit $\Delta L = L_{RdB} - L_{\lambda_1}$.

Les valeurs minimale et maximale du RPLD mesurées pour chaque réseau sont données dans le tableau 4.4. Elles sont très différentes suivant le réseau considéré, et elles varient de quelques degrés au cours du temps, même lorsque le conditionnement de la fibre ne change pas. Nous reviendrons sur cette observation et nous chercherons à l'expliquer dans une étude plus approfondie dans la partie 4.2.5. Si l'on attribuait l'existence du retard de phase linéaire différentiel à la seule biréfringence intrinsèque de la fibre 630HP (c'est-à-dire si l'on avait $\Delta n_{RdB} = \Delta n_e \sim 2 \cdot 10^{-7}$), cela signifierait que la différence de longueur parcourue vaudrait entre 3 cm (valeur crédible, pour le réseau RdB 3) et 56 cm (valeur non réaliste, pour le réseau RdB 4). Pour la plupart des réseaux, la biréfringence intrinsèque de la fibre 630HP seule ne permet pas d'expliquer les valeurs élevées des RPLD mesurés. Les résultats obtenus permettent donc de penser que la biréfringence au sein des RdB est sensiblement plus élevée, du fait de l'existence d'une biréfringence photo-induite non négligeable apparue lors de l'inscription des réseaux.

Référence	RPLD minimal mesuré (°)	RPLD maximal mesuré (°)
RdB 1	4,1	7,2
RdB 2	5,6	7,7
RdB 3	3,4	8,7
RdB 4	62,3	64,6
RdB 5	7,8	16,3
RdB 6	14,7	16,8

Tableau 4.4 – RPLD minimal et maximal mesurés pour chacun des réseaux de Bragg.

Les réseaux RdB 1, RdB 2 et RdB 3 présentent le RPLD le plus faible avec une valeur inférieure à 9° tandis que le réseau RdB 4 a un RPLD beaucoup plus grand que celui de tous les autres réseaux (supérieur à 60°). Si on considère uniquement le pic de Bragg, les réseaux RdB 1, RdB 2, RdB 3 et RdB 4 ont quasiment la même largeur spectrale et la même réflectivité. Comme le réseau RdB 4 est le plus long, son contraste d'indice devrait être moins grand que celui des réseaux RdB 1, RdB 2 et RdB 3 car, comme nous l'avons déjà signalé, plus un réseau est long, plus le contraste d'indice doit être petit pour obtenir

une réflectivité identique. Or, plus le contraste d'indice est petit, plus la biréfringence photo-induite l'est également. Par conséquent, le RPLD devrait être plus faible pour le réseau RdB 4 que pour les autres réseaux, ce qui n'est pas le cas.

Le RPLD très élevé du réseau RdB 4 peut s'expliquer par le fait que les traits de ce réseau sont inclinés comme l'indique la présence d'un pic de résonance de grande amplitude dans le spectre de transmission correspondant au mode "fantôme". En effet, l'inclinaison des traits du réseau entraîne une diminution du couplage entre le mode guidé co-propagatif et le mode guidé contra-propagatif qui se traduit par une baisse de la réflectivité à la longueur d'onde de Bragg. Mais comme les réseaux RdB 1, RdB 2, RdB 3 et RdB 4 ont quasiment la même réflectivité, cela signifie que le contraste d'indice du réseau RdB 4 est très probablement plus élevé que celui des autres réseaux pour compenser l'effet de l'inclinaison des traits, et donc que la biréfringence photo-induite y est aussi plus élevée, entraînant le RPLD le plus important mesuré. De plus, à cause de l'inclinaison des traits, les composantes S et P de l'état de polarisation incident n'ont pas les mêmes coefficients de Fresnel et par conséquent un retard de phase linéaire peut se produire entre les deux composantes lors de la réflexion sur les traits de ce réseau.

Le spectre de transmission du réseau RdB 6 présente lui aussi un pic fantôme, mais d'amplitude plus petite que celui du réseau RdB 4, ce qui suggère que l'angle d'inclinaison des traits est plus faible pour le réseau RdB 6 que pour le réseau RdB 4. En ce qui concerne le retard linéaire, le réseau RdB 6 présente un RPLD conséquent (sensiblement plus élevé que celui des autres réseaux qui n'ont pas de pic fantôme marqué et donc qui ont des traits très peu inclinés), mais plus faible que celui du réseau RdB 4. Ces observations tendent à prouver que plus l'inclinaison des traits est grande, plus le RPLD est élevé.

Pour conforter nos conclusions sur le lien entre inclinaison des traits d'un réseau et l'ampleur du RPLD mesuré, nous avons besoin de connaître cette inclinaison. C'est pourquoi nous avons cherché à l'évaluer, grâce à des simulations réalisées avec le logiciel OptiGrating en collaboration avec Damien Kinet. L'objectif était de déterminer les paramètres des réseaux permettant d'obtenir les spectres simulés les plus proches possibles des spectres mesurés, pour les réseaux RdB 4 et RdB 6 dont le spectre en transmission possède un pic "fantôme", et pour le réseau RdB 2 n'ayant pas de pic "fantôme". À noter que, lors de l'inscription des réseaux, le faisceau d'insolation UV est adressé sur la fibre à travers une fente dont la longueur, connue, fixe la longueur du réseau. Dans les simulations, la longueur de chaque réseau sera donc sa longueur réelle et ne sera pas un paramètre ajustable. Par contre, la modulation d'indice est considérée comme une variable et une apodisation de type gaussienne est ajoutée. Les spectres simulés les plus proches des spectres mesurés ont été obtenus avec les paramètres rapportés dans le tableau 4.5.

Référence	Paramètres optimaux des simulations		
	Longueur du RdB (mm)	Angle d'inclinaison du RdB ($^{\circ}$)	Modulation d'indice
RdB 2	4	0	$5 \cdot 10^{-4}$
RdB 4	5	1,5	$7,2 \cdot 10^{-4}$
RdB 6	3	1	$6,2 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.5 – Paramètres des simulations effectuées avec le logiciel OptiGrating pour 3 des RdB caractérisés.

Avec les paramètres optimaux sélectionnés, les longueurs d'onde de Bragg et les largeurs des pics des spectres simulés correspondent à celles des spectres mesurés (figure 4.13). De plus, les pics “fantômes” des spectres simulés et ceux des spectres mesurés ont des amplitudes quasiment identiques même si les longueurs d'onde de ces pics ne sont pas exactement les mêmes. Comme attendu, plus l'amplitude du pic “fantôme” est élevée, plus l'angle d'inclinaison des traits du réseau est grand. Cet angle est évalué à $1,5^{\circ}$ pour le réseau RdB 4 alors qu'il vaut respectivement 1° et 0° pour les réseaux RdB 6 et RdB 2. On remarque aussi que la modulation d'indice est de plus en plus grande lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Ce résultat corrobore ce que nous avons indiqué précédemment, c'est-à-dire que, pour obtenir la même réflectivité, la modulation d'indice dans un réseau avec des traits inclinés doit être plus grande que celle dans un réseau sans inclinaison des traits.

Cependant, il reste à expliquer la variation du RPLD au cours du temps. Cette variation est plus ou moins importante selon le réseau considéré. En effet, le RPLD varie de $7,8^{\circ}$ à $16,3^{\circ}$ pour le réseau RdB 5 alors qu'il varie seulement de $5,6^{\circ}$ à $7,7^{\circ}$ pour le réseau RdB 2. Afin de déterminer l'origine de la variation temporelle du RPLD, nous avons réalisé une étude avec le réseau RdB 2 qui est un des réseaux fabriqués présentant le RPLD le plus faible et qui est susceptible d'être utilisé pour la microsonde.

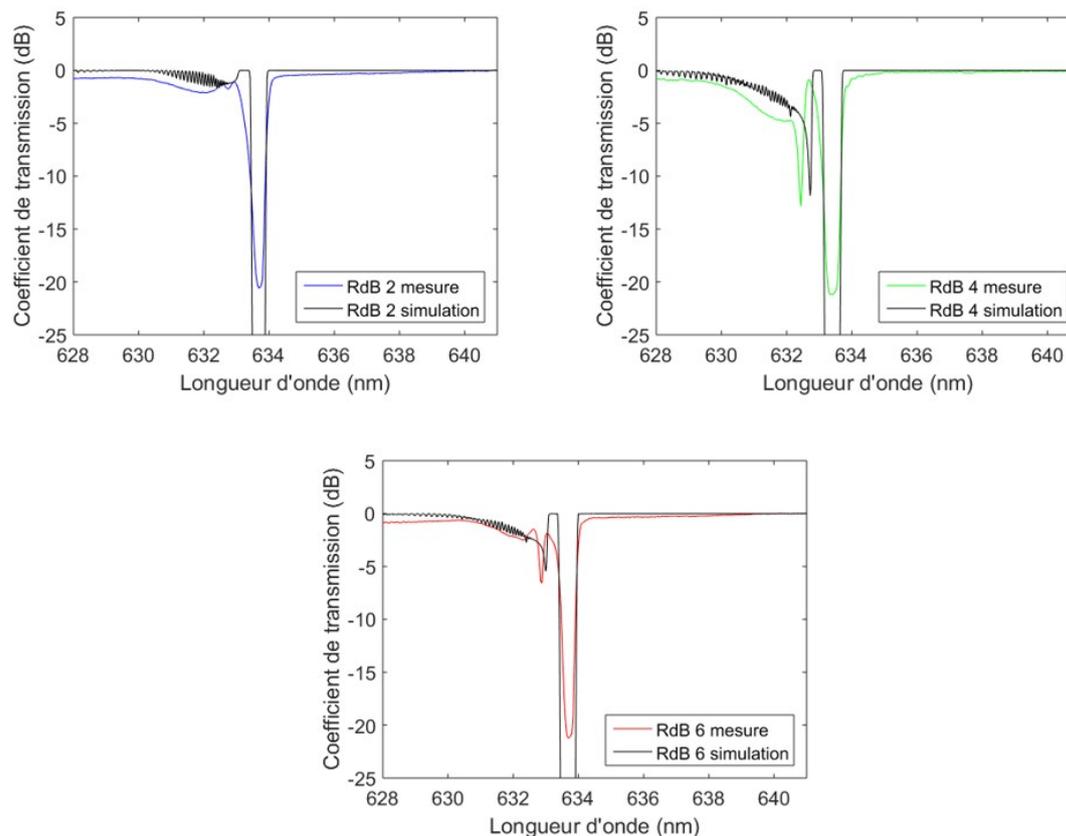


FIGURE 4.13 – Spectres en transmission mesurés et simulés des réseaux de Bragg RdB 2, RdB 4 et RdB 6.

4.2.5 Étude de la variation temporelle du RPLD au sein des réseaux de Bragg fabriqués

Afin de réaliser cette étude, nous utilisons le banc expérimental représenté dans la figure 4.12 avec le tronçon de fibre contenant le réseau de Bragg RdB 2. Le miroir de renvoi, placé perpendiculairement au faisceau incident et donc neutre polarimétriquement, joue le rôle d'échantillon. Pour la première étape de cette étude, nous mesurons la matrice de Mueller de la fibre seule à λ_1 et la matrice de Mueller de l'ensemble "fibre + échantillon" à λ_2 toutes les 32 ms sur une durée de 5 min. Comme pour les caractérisations polarimétriques réalisées dans la partie précédente, la puissance de la diode laser émettant à λ_1 est fixée à 80 mW. C'est avec ce niveau de puissance, et donc avec le spectre correspondant présenté dans la figure 4.7, que le réseau réfléchit le plus efficacement la lumière provenant de la diode.

Après décomposition des matrices par la méthode de Lu et Chipman, les retards de phase linéaires à λ_1 et λ_2 ainsi que le RPLD du réseau RdB 2 obtenu après avoir enlevé la réponse polarimétrique de la fibre mesurée à λ_1 sont représentés dans la figure 4.14. Le

retard mesuré à λ_2 est stable avec une variation d'environ 1° au maximum alors que le retard mesuré à λ_1 varie plus fortement, sur une plage de 2° à 3° environ. Le RPLD du réseau RdB 2 calculé varie de manière identique au retard mesuré à λ_1 , ce qui est logique puisqu'il correspond à la différence des retards aux deux longueurs d'onde et que le retard à λ_2 varie très peu. On notera que dans cette nouvelle expérience, le RPLD du réseau est supérieur aux valeurs que nous avons mesurées précédemment, c'est-à-dire supérieur à 8° .

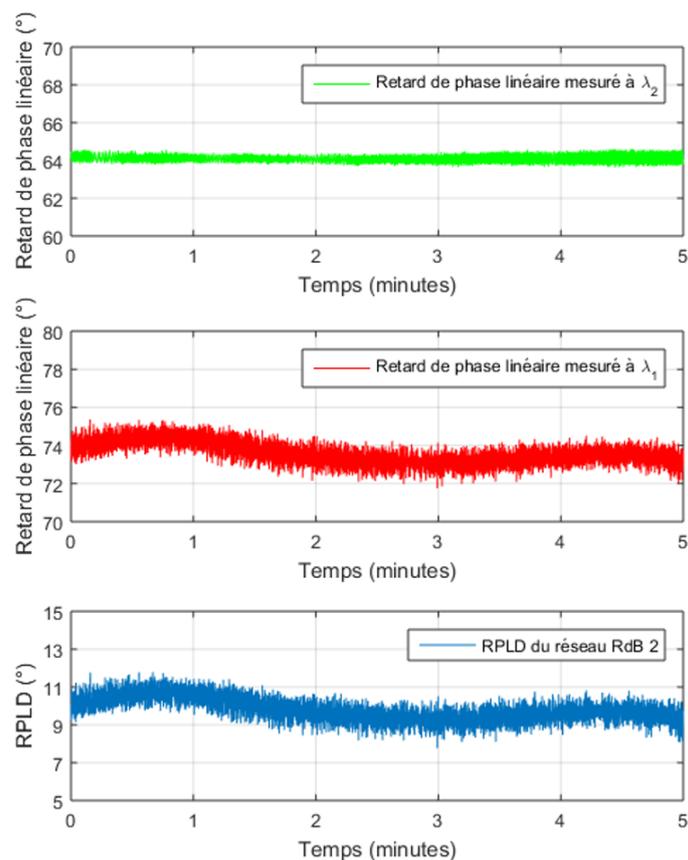


FIGURE 4.14 – Retard de phase linéaire mesuré à λ_1 et à λ_2 toutes les 32 ms sur une durée de 5 min. Le RPLD du réseau RdB 2 est obtenu après avoir enlevé la réponse polarimétrique de la fibre mesurée à λ_1 .

Le retard de phase linéaire en un point d'une lame $\lambda/8$ mesuré en espace libre sur un aller-retour à λ_1 et λ_2 pendant 5 min (figure 4.15) montre que les retards mesurés aux deux longueurs d'onde sont parfaitement stables contrairement à la situation précédente. En effet, le retard a une valeur de 91° à λ_1 et une valeur de 90° à λ_2 . Ces résultats montrent que la variation temporelle du retard de phase linéaire mesurée à λ_1 est imputable au réseau de Bragg car elle n'est pas présente lorsqu'il n'y a pas le réseau.

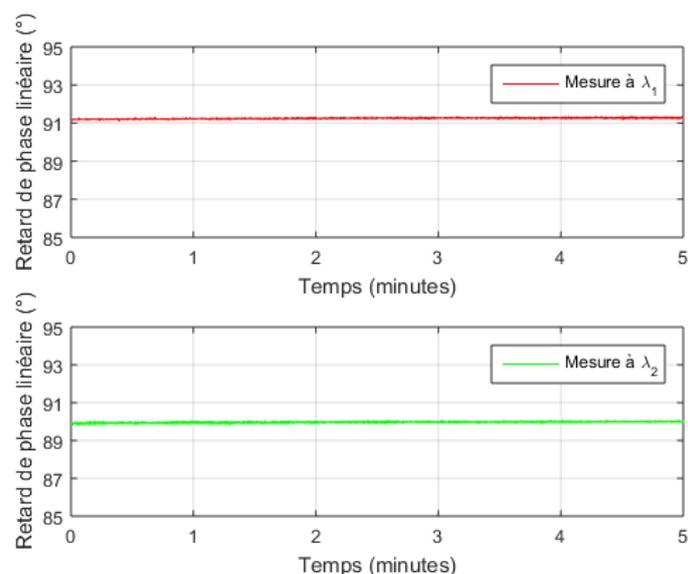


FIGURE 4.15 – Retard de phase linéaire en un point d’une lame d’onde $\lambda/8$ mesuré sur un aller-retour à λ_1 et λ_2 .

Nous faisons l’hypothèse que la variation du retard à λ_1 est liée à une modification du spectre de la diode dû à un changement de la température interne ou du courant d’injection [116]. Pour vérifier cette hypothèse, nous évaluons l’effet de la température de la diode et de la puissance délivrée sur son spectre et sur le RPLD généré au niveau du réseau. Dans un premier temps, nous nous intéressons à l’effet de la température et nous fixons la puissance délivrée par la diode émettant à λ_1 à $P_{diode} = 80$ mW. La température T_{diode} de la diode est fixée à $24,2^\circ\text{C}$ par le fabricant Oxixus et elle est maintenue à cette valeur grâce à un module à effet Peltier. Cependant, il est possible de la modifier avec le logiciel de commande de la diode. Pour évaluer l’effet de la température de la diode sur la valeur du RPLD induit au niveau du réseau de Bragg, nous avons mesuré la matrice de Mueller à λ_1 et à λ_2 sur un aller-retour de la lumière (montage de la figure 4.12) toutes les 32 ms et la température de la diode toutes les secondes pendant 5 min. Au bout d’une minute, nous avons augmenté la température de la diode de $24,2^\circ\text{C}$ à $24,7^\circ\text{C}$ puis à 3 min, nous l’avons ramenée à $24,2^\circ\text{C}$.

L’évolution du RPLD du réseau et celle de la température de la diode en fonction du temps sont représentées dans la figure 4.16. Au cours de la première minute, le RPLD varie peu de 8° à 9° environ tandis que la température de la diode fluctue entre $24,1^\circ\text{C}$ et $24,2^\circ\text{C}$. Lorsque la température passe de $24,2^\circ\text{C}$ à $24,7^\circ\text{C}$ ($+0,5^\circ\text{C}$), on note une forte augmentation du RPLD, qui passe de 8° à 17° environ. Ensuite, le RPLD revient à nouveau entre 8° et 9° lorsque la température revient à $24,2^\circ\text{C}$. On constate donc l’existence d’une corrélation nette entre la température de la diode et le RPLD mesuré. Comme la modification de

la température de la diode entraîne une modification du spectre de celle-ci (variation de l'amplitude des différents pics des modes longitudinaux comme cela est visible dans la figure 4.17), on peut affirmer que c'est cette modification du spectre qui affecte le RPLD généré dans le réseau. Ainsi, malgré le module à effet Peltier, des variations de seulement quelques dixièmes de degrés Celsius peuvent engendrer des variations du RPLD de plusieurs degrés. Nous proposerons une explication plus approfondie de ce phénomène, un peu plus loin dans ce chapitre.

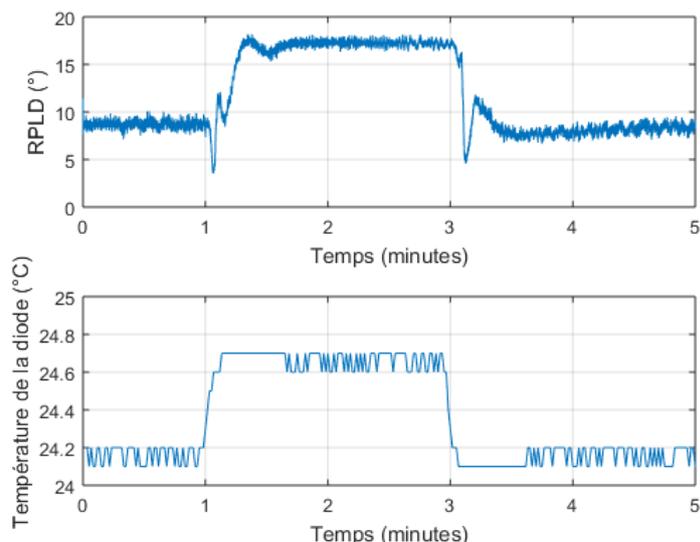


FIGURE 4.16 – Évolution de la température de la diode et du RPLD du réseau de Bragg RdB 2 en fonction du temps.

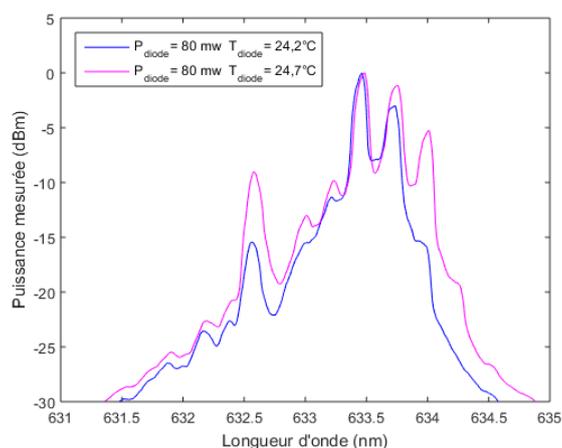


FIGURE 4.17 – Spectres de la diode laser émettant à λ_1 avec une puissance délivrée $P_{diode} = 80$ mW et pour deux températures de la diode : 24,2°C et 24,7°C.

Nous avons comparé le spectre de la diode laser mesuré lors de cette étude avec le

spectre de la même diode mesuré un an auparavant dans les mêmes conditions, c'est-à-dire avec une puissance délivrée de 80 mW et une température de la diode de 24,2°C (figure 4.18). On remarque que ces spectres ne sont pas identiques. Il y a un écart de 0,2 nm entre le pic d'émission des deux spectres. Ce résultat indique que la diode n'est pas parfaitement stable spectralement au cours du temps ce qui expliquerait aussi d'éventuelles différences entre des mesures faites à des moments différents.

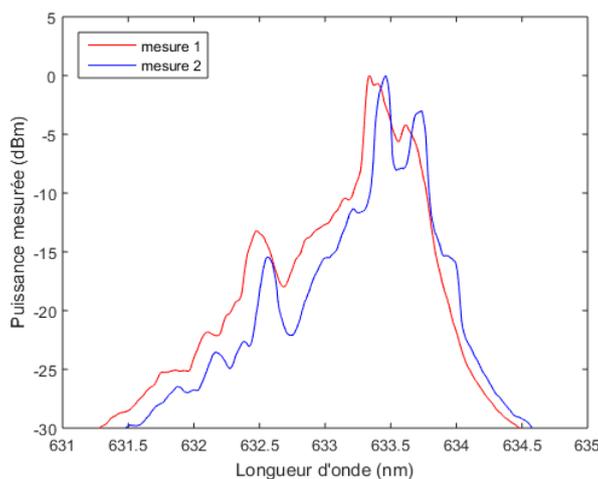


FIGURE 4.18 – Spectres de la diode laser émettant à λ_1 mesurés avec un an d'écart dans les mêmes conditions : $P_{diode} = 80$ mW et $T_{diode} = 24,2^\circ\text{C}$.

Dans cette configuration où la puissance délivrée par la diode est égale à 80 mW et sa température est égale à 24,2°C, le RPLD du réseau RdB 2 varie au cours du temps et il est nettement supérieur aux 5° imposés par le cahier des charges. Autrement dit, ce réseau utilisé dans la microsonde avec ces caractéristiques de puissance et de température de la diode à λ_1 ne permettrait pas de réaliser des mesures polarimétriques avec une précision suffisante.

Au début du chapitre, nous avons vu que les spectres des diodes varient en fonction de la puissance fournie, à température constante. Afin d'évaluer l'influence des modifications du spectre induites par le changement de puissance de la diode sur la valeur du RPLD mesuré, et d'identifier une configuration compatible avec les exigences de la microsonde, nous avons déterminé le RPLD du réseau RdB 2 pour différents niveaux de puissance émis par la diode 633 nm à partir des mesures effectuées à λ_1 et λ_2 . Pour chacun de ces niveaux de puissance, la température de la diode était fixée à 24,2°C et les mesures ont été effectuées toutes les 32 ms pendant une minute.

Les résultats obtenus sont représentés dans la figure 4.19. Selon les modifications du spectre induites par les changements de puissance de la diode, le RPLD peut être très différent. Il a une valeur de plus de 18° pour une puissance de 100 mW alors qu'il vaut

seulement 3° environ à 60 mW, 65 mW et 70 mW. À 80 mW, où le réseau réfléchit la lumière à λ_1 de la façon la plus efficace, le RPLD est compris entre 6° et 7° . Le RPLD ne semble pas dépendre de la réflectivité globale du réseau pour un niveau de puissance donné. En effet, la réflectivité globale du réseau est plus faible à 70 mW et 100 mW qu'à 80 mW, et pourtant le RPLD est plus faible à 70 mW qu'à 80 mW mais il est plus fort à 100 mW.

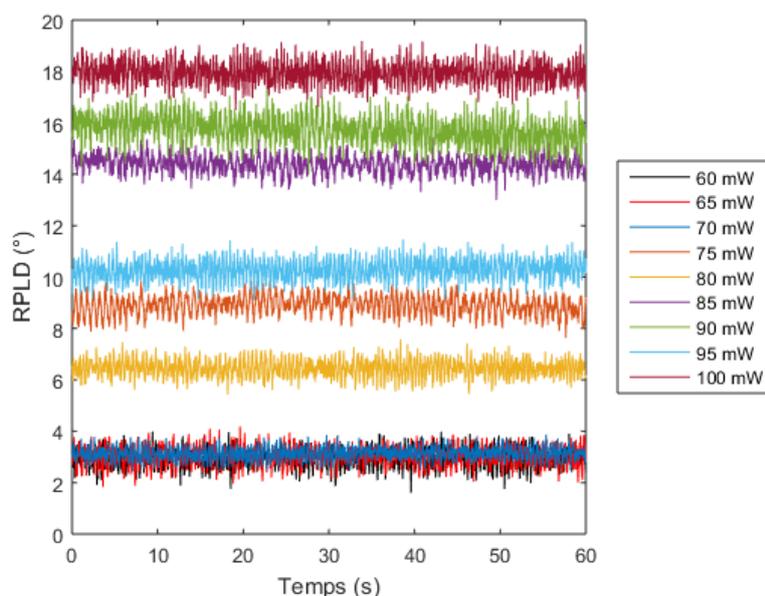


FIGURE 4.19 – RPLD du réseau de Bragg RdB 2 en fonction du temps pour différentes puissances délivrées par la diode laser émettant à λ_1 . La température de la diode est maintenue à $24,2^\circ\text{C}$ pour chacune de ces mesures.

Pour expliquer les valeurs mesurées, nous proposons l'interprétation suivante. Chaque longueur d'onde du spectre de la diode est réfléchiée avec une efficacité différente au sein du réseau. Les longueurs d'onde les plus proches de la longueur de Bragg sont efficacement réfléchies dès la première partie du réseau alors que les longueurs d'onde les plus éloignées pénètrent plus profondément dans le réseau. Chaque longueur d'onde du spectre est donc associée à un RPLD donné. De ce fait, le RPLD dépend à la fois de la forme spectrale de la source et des caractéristiques spectrales du réseau qui dépendent elles-mêmes de ses caractéristiques physiques (modulation d'indice, pas, ...).

Lorsque la puissance délivrée par la diode vaut 70 mW, 65 mW et 60 mW, avec une température égale à $24,2^\circ\text{C}$, le RPLD est égal à 3° seulement. Pour les mesures à venir, nous retiendrons la puissance de 70 mW (à $T_{diode} = 24,2^\circ\text{C}$) pour laquelle le coefficient de réflexion est le plus élevé (0,52 au lieu de 0,38 et 0,29 respectivement). Il faut noter que dans ce cas le coefficient de réflexion est légèrement inférieur à la valeur minimale de 0,6 fixée dans le cahier des charges. Mais il faut se souvenir que cette condition est posée dans

le cas le plus défavorable où le coefficient d'atténuation γ défini à la relation 4.2 est minimal ($\gamma = 0,3$) c'est-à-dire quand l'échantillon est un miroir bien aligné. Lorsque l'échantillon sera un objet diffusant tel qu'un échantillon biologique, le coefficient de réflexion de 0,52 sera suffisant pour réaliser une mesure non faussée par le signal parasite à λ_1 .

En effectuant plusieurs mesures temporelles sur une durée plus longue (5 min), nous avons vérifié que le RPLD reste stable au cours du temps et inférieur à 5° . Maintenant que le filtre dichroïque massif est remplacé par le réseau de Bragg RdB 2, et que les conditions de fonctionnement de la diode à λ_1 permettant de respecter les exigences sur le RPLD au niveau du réseau sont identifiées, il est possible de passer au développement de la microsonde de l'endomicroscope et plus particulièrement au développement du système de balayage à fibre résonnante (microscanner).

4.3 Réalisation d'une microsonde avec un microscanner à fibre résonnante

4.3.1 Le microscanner à fibre résonnante

4.3.1.1 Mécanisme de balayage

Le premier élément du microscanner (figure 4.20) est un actuateur piézoélectrique qui est une céramique cylindrique creuse de 10 mm de long, de 1,5 mm de diamètre externe et de 0,9 mm de diamètre interne. Elle est fabriquée par l'entreprise Physik Instrument (PI). L'alimentation de l'actuateur est assurée *via* deux couples d'électrodes métalliques disposées sur sa surface externe parallèlement à l'axe. Les électrodes de chaque couple sont diamétralement opposées et les deux couples sont orientés à 90° l'un de l'autre (figure 4.21). Une cinquième électrode déposée sur la surface interne joue le rôle de masse. Une tension négative appliquée par une électrode provoque une dilatation de la céramique du côté où cette électrode est implantée. Lorsque la tension appliquée est positive, la céramique se comprime. Par exemple, en appliquant une tension négative et une tension positive égales en valeur absolue respectivement sur l'électrode C et l'électrode D, une flexion de la céramique s'effectue vers D. Les électrodes fonctionnent donc le plus souvent par paires pour engendrer une flexion maximale de l'actuateur.

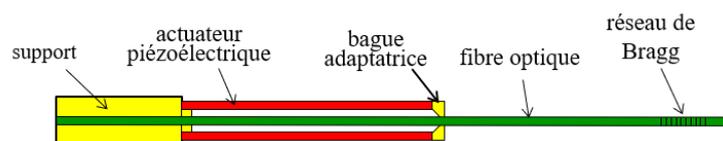


FIGURE 4.20 – Schéma du microscanner à fibre résonnante.

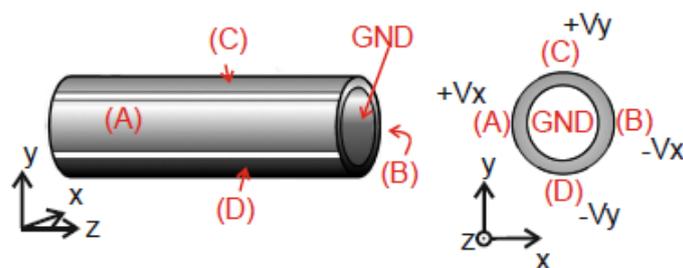


FIGURE 4.21 – Schéma de l'actuateur piézoélectrique avec ses quatre électrodes (A, B, C, D) et sa masse (GND). Issu de [99].

Quatre tensions comprises entre -10 V et $+10\text{ V}$ sont générées par les quatre sorties analogiques (AO) d'une carte multifonctions NI USB-6353. Avant d'être envoyées à l'actuateur, les tensions sont amplifiées avec un gain en tension égal à 25 à l'aide d'amplificateurs E-835 (PI). Bien que les tensions appliquées sur l'actuateur soient élevées (plusieurs dizaines de volts), la déflexion de celui-ci reste de l'ordre du micromètre seulement [99]. Un déplacement aussi faible ne permettrait évidemment pas d'obtenir un champ de vue suffisant si l'extrémité de la fibre reproduisait simplement le déplacement de l'actuateur. Pour obtenir un déplacement de la face de sortie de la fibre suffisamment important, il faut mettre en résonance mécanique le bras de fibre libre situé en aval de la bague adaptatrice (figure 4.20), et donc exciter ce bras de fibre à sa fréquence de résonance. Pour cela, les couples d'électrodes appliquent des tensions alternatives à cette fréquence sur l'actuateur.

Le bras de fibre peut être modélisé comme une poutre cylindrique en silice pleine de longueur L encastrée à une de ses extrémités et libre à l'autre. Il constitue alors un résonateur mécanique. Lorsque ce résonateur est excité à sa fréquence de résonance, le débattement en bout de fibre est maximal (figure 4.22). L'objectif est de réaliser une trajectoire de l'extrémité de la fibre en spirale sortante (figure 4.23) pendant la phase de transition entre l'état de repos et l'état excité, qui permettra un balayage correspondant de l'échantillon par le faisceau sonde. Pour imagier un champ de vue en forme de disque, on cherchera à obtenir une trajectoire circulaire en régime permanent d'excitation du bras de fibre (balayage de la périphérie du disque).



FIGURE 4.22 – Photographie du déplacement réalisé par un bras de fibre à sa fréquence de résonance.

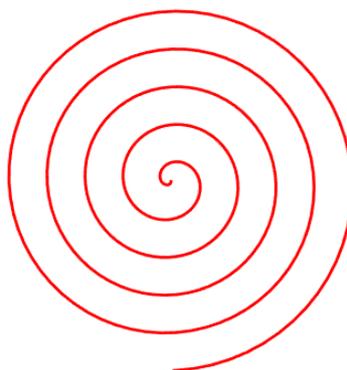


FIGURE 4.23 – Trajectoire en spirale sortante suivie par le bras de fibre.

La fréquence de résonance f_r dépend de la longueur L du bras de fibre et du rayon R de la fibre selon l'expression suivante [117] :

$$f_r = \frac{\beta}{4\pi L^2} \sqrt{\frac{ER^2}{\rho}} \quad (4.20)$$

où $E = 71,7$ GPa est le module d'Young de la silice et $\rho = 2700$ kg/m^3 est la masse volumique de la fibre. β est une constante qui dépend du mode de résonance et des conditions aux limites aux extrémités du bras de fibre. La valeur de β pour le mode fondamental est égale à 3,52 [117]. La figure 4.24 représente l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la longueur du bras de fibre pour une fibre optique de diamètre 125 μm (cas de la fibre 630HP).

La vitesse de balayage du bras de fibre dépend uniquement de sa fréquence de résonance. En effet, chaque spire de la spirale sortante est effectuée avec une période $T_r = 1/f_r$ car la vitesse angulaire de la fibre est constante. Pour obtenir une image de Mueller, il faut réaliser 16 images en intensité correspondant à 16 spirales sortantes constituées chacune de plusieurs dizaines de spires au minimum pour balayer la plus grande partie possible du champ de vue. Afin de répondre à notre objectif de réaliser

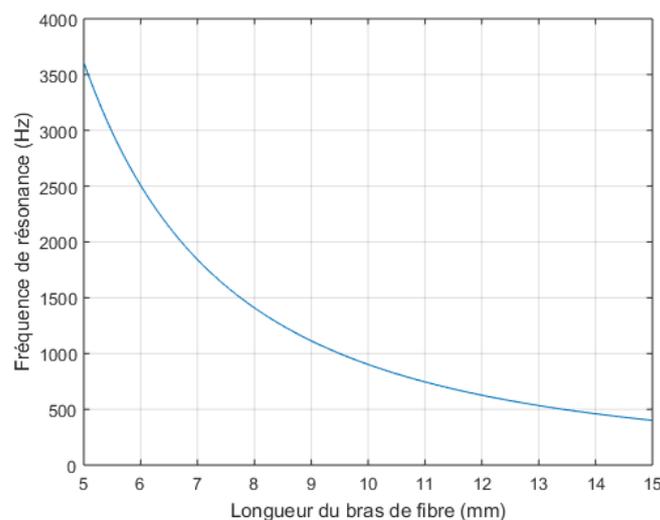


FIGURE 4.24 – Évolution de la fréquence de résonance du bras de fibre en fonction de sa longueur pour une fibre ayant un diamètre égal à $125 \mu\text{m}$.

plusieurs images de Mueller par minute, nous choisissons d'utiliser une fréquence de résonance de l'ordre de 1 kHz qui correspond à une longueur du bras de fibre égale à 9,5 mm. Avec cette fréquence de résonance, il est possible d'obtenir une spire en seulement 1 ms et ainsi de réaliser une image en intensité contenant plusieurs dizaines de spires en moins de 100 ms.

L'insertion de la partie de la fibre contenant le réseau de Bragg RdB 2 à travers l'actuateur piézoélectrique est une opération qui nécessite une très grande dextérité afin de ne pas endommager la fibre et notamment la fracture en angle à son extrémité. Cette opération ainsi que l'assemblage de l'ensemble des éléments de la microsonde sont réalisés par Marc Fabert, qui est le spécialiste de ce type de microsonde à l'institut Xlim. La fibre est en contact avec l'actuateur grâce à une bague adaptatrice positionnée à son extrémité distale (figure 4.20), et elle est fixée au niveau du support par des points de colle. Nous obtenons une fréquence de résonance égale à 1064 Hz, ce qui correspond à une longueur de fibre de 9,2 mm.

En dehors de la résonance, lorsqu'on applique des tensions alternatives d'excitation sur un seul couple d'électrodes, le bras de fibre oscille à la fréquence de ces tensions suivant une trajectoire rectiligne de faible amplitude. À la résonance, le bras de fibre prend une trajectoire elliptique qui ne suit pas le signal de commande. Ceci est causé par le fait que les électrodes ne sont pas disposées suivant les axes propres indépendants du bras de fibre. Ainsi, un fort couplage mécanique se produit entre les deux axes propres lorsqu'une excitation est réalisée par un couple d'électrodes. Pour remédier à ce problème, Kundrat *et al.* ont eu l'idée d'employer des électrodes virtuelles réalisant des excitations orientées

suivant les axes propres \vec{X} et \vec{Y} en effectuant une combinaison linéaire des excitations réelles orientées suivant les axes \vec{x} et \vec{y} définis par les électrodes réelles [118] :

$$\vec{X} = \cos(\theta)\vec{x} + \sin(\theta)\vec{y} \quad (4.21)$$

$$\vec{Y} = -\sin(\theta)\vec{x} + \cos(\theta)\vec{y} \quad (4.22)$$

où θ représente l'angle entre les axes réels et les axes virtuels.

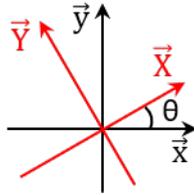


FIGURE 4.25 – Axes \vec{X} et \vec{Y} définis par les électrodes virtuelles décalés d'un angle θ par rapport aux axes \vec{x} et \vec{y} définis par les électrodes réelles.

Afin de réaliser l'excitation suivant les axes définis par les électrodes virtuelles, il faut dans un premier temps déterminer la valeur de l'angle θ . Pour cela, on applique sur les électrodes réelles les tensions V_x et V_y de la forme exprimée ci-dessous car on souhaite générer une excitation seulement suivant l'axe \vec{X} .

$$V_x(t) = \sin(\omega t) \cos(\theta) \quad (4.23)$$

$$V_y(t) = \sin(\omega t) \sin(\theta) \quad (4.24)$$

On fixe d'abord l'angle θ à zéro, ce qui produit une trajectoire elliptique car l'excitation s'effectue suivant l'axe \vec{x} . On modifie ensuite la valeur de θ jusqu'à obtenir une trajectoire rectiligne (pour $\theta = \theta_{opt}$), qui indique que l'excitation s'effectue suivant l'axe propre \vec{X} . La même valeur de θ est obtenue pour l'axe \vec{Y} . Ainsi, avec $\theta = \theta_{opt}$ les électrodes virtuelles permettent de générer l'excitation suivant les deux axes propres orthogonaux du bras de fibre et deux trajectoires parfaitement rectilignes et orthogonales sont obtenues, respectivement suivant \vec{X} et \vec{Y} .

Pour visualiser la trajectoire de l'extrémité de la fibre, le coeur de la fibre est imagé sur un capteur de position bidimensionnel (PSD pour Position Sensing Detector). Le PSD que nous utilisons est du type tétra-latéral (C10443-04 Hamamatsu), c'est-à-dire qu'il fournit quatre tensions permettant de calculer deux grandeurs proportionnelles aux coordonnées x et y du barycentre du faisceau. L'acquisition des positions est réalisée à une fréquence de 250 kHz qui est la fréquence d'échantillonnage de la carte NI USB-6353 que nous utilisons.

À la fréquence de résonance, un déphasage égal à $\pi/2$ se produit entre la commande

électrique et la réponse mécanique du bras de fibre. Ce déphasage varie selon l'écart entre la fréquence d'excitation et la fréquence de résonance [119]. Comme les deux axes propres n'ont pas exactement la même fréquence de résonance (2 Hz d'écart environ), le déphasage n'est pas identique pour les deux axes à la fréquence d'excitation de 1064 Hz. Pour obtenir une trajectoire circulaire lors de l'excitation simultanée des deux axes propres du bras de fibre, nous compensons la différence de déphasage en déphasant les signaux de commande. Au final, les tensions V_X et V_Y délivrées par les électrodes virtuelles ont donc les expressions suivantes pour obtenir un balayage en spirale sortante :

$$V_X(t) = f(t) \cos(\omega t) \quad (4.25)$$

$$V_Y(t) = f(t) \sin(\omega t + \phi_0) \quad (4.26)$$

où ϕ_0 est le terme de phase appliquée pour tenir compte de la différence de déphasage entre les deux axes propres. $f(t)$ est la fonction de modulation d'amplitude qui permet de réaliser la spirale sortante.

Dans notre cas, seul ce type de balayage est possible. En effet, la figure de balayage dépend directement du rapport des fréquences de résonances des axes propres [120]. Ainsi, pour un balayage de type ligne/colonne (raster scan), le rapport entre les fréquences de résonance correspond au nombre de lignes. Il faut donc un très grand écart entre les fréquences pour obtenir un nombre de lignes suffisamment élevé. Pour un balayage de type Lissajous, le rapport entre les fréquences de résonance doit correspondre à celui entre deux nombres premiers entre eux. Dans ce cas, l'écart entre les fréquences de résonance pourra être moins important que dans le cas du raster scan, mais il devra quand même être conséquent.

4.3.1.2 Construction d'une image en intensité

Pour construire une image, il faut d'abord réaliser une calibration qui consiste dans un premier temps à imager le coeur de la fibre sur le PSD et à enregistrer les différentes positions de la face de sortie de la fibre lors d'un balayage (fréquence d'acquisition = 250 kHz). La figure 4.26 est un exemple de trajectoire 2D de la fibre mesurée avec le PSD.

La seconde étape de la calibration consiste à assigner chaque position du bras de fibre mesurée à un pixel de l'image. Si on prend par exemple la figure 4.26 et qu'on considère chaque carré du quadrillage comme un pixel, certaines positions correspondent à un même pixel de l'image. Dans d'autres cas où le nombre de pixels est très important, il y a aussi des pixels auxquels n'est associée aucune position (pixel "nul").

Après la calibration, l'acquisition des intensités est effectuée à la même fréquence d'échantillonnage que pour la mesure des positions du bras de fibre. Sous réserve que

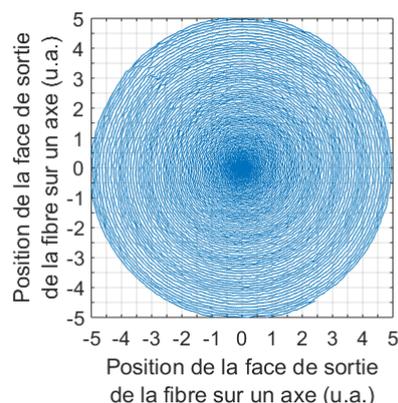


FIGURE 4.26 – Trajectoire 2D de la face de sortie de la fibre mesurée avec le PSD pour un balayage de type spirale avec une modulation d’amplitude par rampe linéaire des tensions d’excitation.

la trajectoire de la face de sortie de la fibre soit parfaitement répétable, on peut faire correspondre les intensités et les positions car elles ont été acquises à la même cadence. Ainsi, chaque intensité sera associée à une position et donc à un pixel de l’image. Par conséquent, lorsque plusieurs positions du bras de fibre correspondent à un pixel, cela signifie que plusieurs intensités correspondent également à ce pixel. Dans ce cas, nous avons décidé de ne conserver que la dernière intensité mesurée pour un pixel donné.

4.3.1.3 Choix de la modulation d’amplitude

En général, lorsqu’on souhaite réaliser un balayage de type spirale, on module l’amplitude du signal sinusoïdal d’excitation par une rampe linéaire (fonction f_1). Ainsi le balayage en spirale couvre un champ de vue en forme de disque. Grâce à la carte NI fonctionnant sous LabVIEW, nous générons un signal de commande de ce type pour exciter chacun des deux axes propres \vec{X} et \vec{Y} du bras de fibre. Avec le PSD, nous visualisons la trajectoire du bras de fibre. Comme on peut le voir suivant un axe dans la figure 4.27, le bras de fibre ne suit pas la commande, c’est-à-dire que la position de la face de sortie de la fibre sur cet axe n’est pas proportionnelle à la tension de commande associée à cet axe, à tout instant.

La trajectoire 2D de la face de sortie de la fibre mesurée par le PSD (figure 4.28) montre que le balayage n’est pas uniforme radialement. En effet, la densité de points de mesure est beaucoup plus élevée au centre qu’en périphérie. Ceci est dû au fait que le bras de fibre a une vitesse angulaire constante et que la fréquence d’échantillonnage est fixe au cours du balayage (250 kHz). Les mesures sont alors acquises à des positions angulaires fixes mais la distance entre les points de mesure augmente à mesure que la dimension des spires augmente.

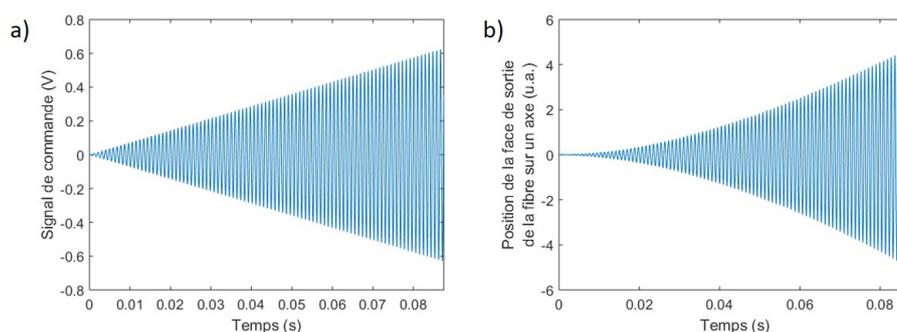


FIGURE 4.27 – a) Signal de commande sinusoïdal modulé par une rampe linéaire générée par la carte NI (avant amplification) ; b) Position de la face de sortie de la fibre sur un axe excité, mesurée avec le PSD.

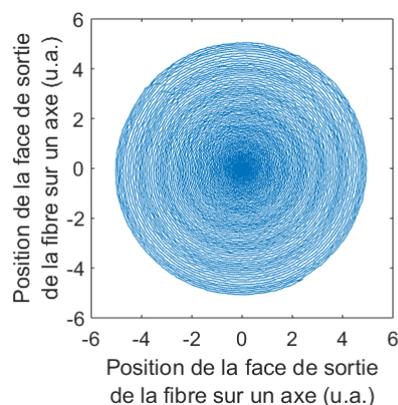


FIGURE 4.28 – Trajectoire 2D de la face de sortie de la fibre mesurée avec le PSD pour un balayage de type spirale avec une modulation d'amplitude par rampe linéaire.

Pour une image de 250 x 250 pixels, nous avons évalué le nombre de positions mesurées par le PSD associées à chaque pixel (figure 4.29 a). Chacun des pixels au centre de l'image est associé à plus de 10 positions mesurées, avec un maximum de 859 positions pour un pixel, alors qu'à l'extrême périphérie il y a au maximum une seule position par pixel.

Ensuite, nous avons aussi déterminé le nombre de pixels non nuls dans le champ de vue (délimité par un cercle vert dans la figure 4.29 b), c'est-à-dire ceux correspondant au minimum à une position du bras de fibre pour laquelle une mesure est effectuée. Seulement 30 % des pixels sont non nuls. Plus précisément, il y en a 58 % dans la partie centrale (délimitée par un cercle bleu de rayon deux fois plus petit que le cercle vert) alors qu'il n'y en a que 20 % dans la partie externe du champ de vue (anneau compris entre les cercles bleu et vert). L'ensemble de ces résultats confirme que la modulation d'amplitude par une rampe linéaire entraîne une très grande densité de points de mesure au centre de l'image et par conséquent une part importante de pixels du champ de vue sont nuls, surtout en périphérie.

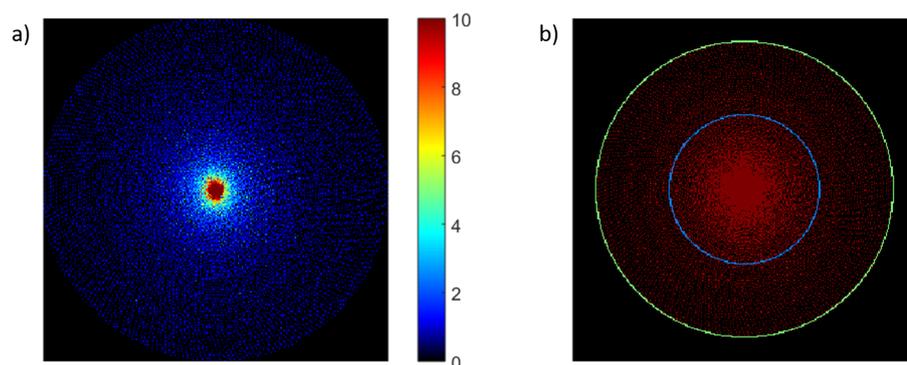


FIGURE 4.29 – a) Nombre de points de mesures associés à chaque pixel ; b) Pixels non nuls (c'est-à-dire associés à au moins un point de mesure) en rouge dans le champ de vue délimité par un cercle vert avec la partie centrale délimitée par un cercle bleu. La partie externe correspond à l'anneau compris entre les cercles bleu et vert.

Afin de rechercher les conditions d'excitation permettant d'aboutir à une densité de points de mesure plus homogène et un nombre de pixels non nuls plus élevé, nous avons étudié les effets de trois autres fonctions d'enveloppe de la modulation sur la trajectoire d'extrémité de la fibre : une fonction racine carrée f_2 , une fonction racine quatrième f_3 et une fonction d'Heaviside f_4 , c'est-à-dire telle que la tension d'amplitude maximale est appliquée dès le début de l'excitation. Pour chacune de ces fonctions d'enveloppe f_i ($i = 1,4$), nous avons effectué un balayage du PSD et enregistré 21875 positions de la trajectoire de la face de sortie de la fibre à la fréquence d'échantillonnage de la carte NI (250 kHz), ce qui correspond à une durée d'acquisition de 87,5 ms. Le signal de commande et la position de la face de sortie de la fibre mesurée par le PSD suivant un axe pour chaque fonction de modulation d'amplitude sont représentés dans la figure 4.30 tandis que les trajectoires 2D de la fibre sont représentées dans la figure 4.31.

Comme on pouvait le prévoir et comme le confirment les évolutions des positions suivant un axe montrées dans les figures 4.27 b, 4.30 b, d et f, plus la pente de l'enveloppe du signal d'excitation sinusoïdal est élevée, plus l'extrémité de la fibre s'éloigne vite de l'axe (position au repos). Or les pentes à l'origine des fonctions enveloppes f_i augmentent avec l'indice i attribué à ces fonctions. Ainsi, la densité de points diminue dans la zone centrale et elle augmente dans la périphérie, lorsqu'on passe de la fonction d'enveloppe f_1 à la fonction f_4 .

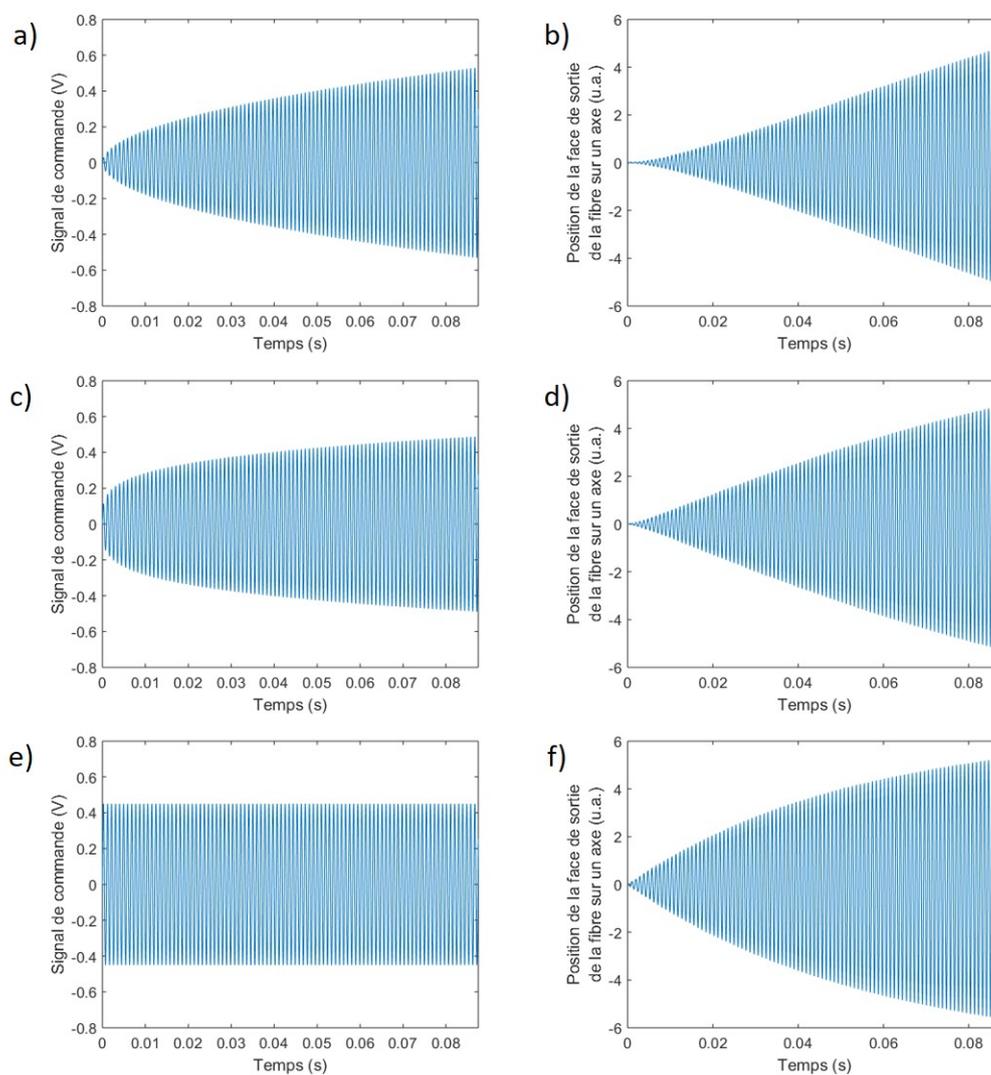


FIGURE 4.30 – Signal de commande sinusoïdal modulé par une fonction racine carrée f_2 (a), par une fonction racine quatrième f_3 (c) et par une fonction de Heaviside f_4 (e) générées par la carte NI (avant amplification). Position de la face de sortie de la fibre suivant un axe mesurée par le PSD pour une modulation par la fonction f_2 (b), par la fonction f_3 (d) et par la fonction f_4 (f).

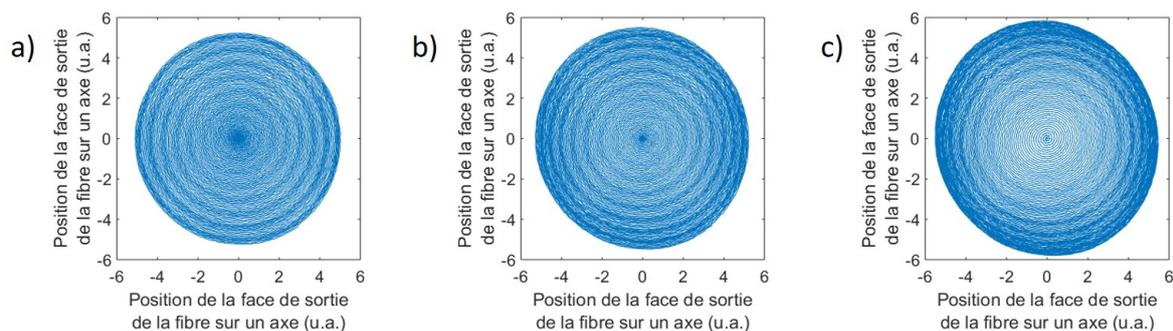


FIGURE 4.31 – Trajectoire 2D de la face de sortie de la fibre mesurée avec le PSD pour un balayage de type spirale avec une modulation d’amplitude par une fonction racine carrée (a), par une fonction racine quatrième (b) et par une fonction de Heaviside (c).

Comme pour la modulation linéaire, nous avons évalué le nombre de points de mesure associés à chaque pixel d’une image de 250 x 250 pixels, *via* la calibration avec le PSD (figure 4.32). Lorsqu’on passe de la fonction de modulation racine carrée à la fonction racine quatrième et à la fonction de Heaviside, le nombre de pixels auxquels sont associées plus d’une position du bras de fibre devient de moins en moins important. Plus particulièrement, on constate une nette diminution du nombre de pixels au centre de l’image auxquels sont associées plus de 10 positions mesurées du bras de fibre (points de mesure). Le nombre maximal de points de mesure associés à un pixel donné est beaucoup plus faible que dans le cas de la modulation linéaire (859). En effet, ce nombre est égal respectivement à 147, 80 et 37 pour la fonction racine carrée, la fonction racine quatrième et la fonction d’Heaviside.

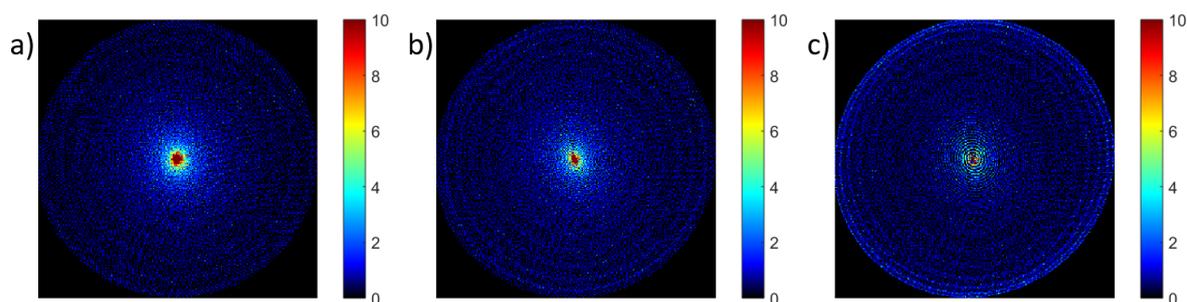


FIGURE 4.32 – Nombre de points de mesure associés à chaque pixel pour un balayage de type spirale avec une modulation d’amplitude par une fonction racine carrée (a), par une fonction racine quatrième (b) et par la fonction d’Heaviside (c).

Pour finir cette étude, nous avons déterminé le nombre de pixels non nuls, c’est-à-dire le nombre de pixels auxquels est associé au moins un point de mesure, dans le champ de vue pour chaque modulation. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau 4.6. Le

pourcentage de pixels non nuls sur l'ensemble du champ est égal à 30 % pour la modulation linéaire alors qu'elle atteint 38,5 % avec la modulation par la fonction d'Heaviside. Dans ce dernier cas, les pixels non nuls sont répartis de la façon la plus homogène dans l'image car le rapport du nombre de pixels non nuls dans la partie centrale de l'image sur le nombre de pixels non nuls dans la partie externe est le plus petit. Pour notre application, nous choisissons donc de moduler l'amplitude de la tension d'excitation par la fonction d'Heaviside, c'est-à-dire d'appliquer une tension d'amplitude constante et maximale dès l'instant $t = 0$.

Fonction de modulation	Pourcentage de pixels non nuls (%)		
	Totalité	Partie centrale	Partie externe
linéaire	30	57,5	20
racine carrée	35	58	27,5
racine quatrième	38	54	32,5
Heaviside	38,5	42	37

Tableau 4.6 – Pourcentage de pixels non nuls pour chaque fonction de modulation.

4.3.1.4 Mécanisme de freinage et étude de la répétabilité du balayage

Pour acquérir des images successives, il est nécessaire d'effectuer chaque nouveau balayage avec les mêmes conditions initiales que le précédent pour espérer une excellente répétabilité de la trajectoire du bras de fibre. Ainsi, il faut que la fibre revienne à sa position de repos entre chaque balayage en spirale. Le temps nécessaire pour que le mouvement de la fibre s'amortisse naturellement après l'arrêt de l'excitation électrique et qu'elle s'immobilise totalement est de l'ordre de quelques centaines de ms. Ce temps d'amortissement est trop long par rapport à notre objectif de réaliser plusieurs dizaines d'images de Mueller par minute. Pour que ce soit le cas, il est indispensable d'imposer un freinage pour accélérer le retour de la fibre sur son axe.

La réalisation d'une image en intensité se passe en trois phases distinctes (figure 4.33). Dans la première phase, le balayage en spirale du bras de fibre est réalisé grâce à l'excitation de l'actuateur piézoélectrique. Dans notre cas, la spirale sortante est réalisée en 87,5 ms exactement. Ensuite, dans la deuxième phase, le signal de commande est déphasé d'une valeur proche de π par rapport au signal de commande initial afin de créer un frein actif qui permet de ramener la fibre vers son axe beaucoup plus rapidement que lorsqu'elle est en régime libre. Enfin, dans la troisième phase, la fibre reste en régime libre à sa position de repos pendant quelques millisecondes avant la réalisation de la prochaine image en intensité. Nous obtenons une durée totale de freinage égale à 37,5 ms. En comptant la durée du balayage et celle du freinage, une image en intensité est alors réalisée en 125 ms, ce qui correspond à une cadence de 8 images en intensité par seconde

et par conséquent une image polarimétrique de Mueller toutes les 2 s.

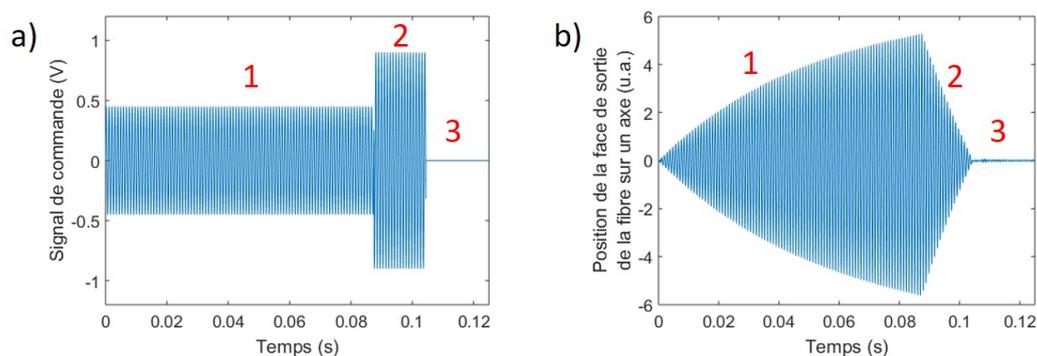


FIGURE 4.33 – Signal de commande (a) et position de la face de sortie de la fibre mesurée par le PSD (b) suivant un axe. La réalisation d'une image en intensité se déroule en 3 phases, 1 : spirale sortante et acquisition de l'image ; 2 : freinage de la fibre ; 3 : régime libre de la fibre autour de sa position de repos.

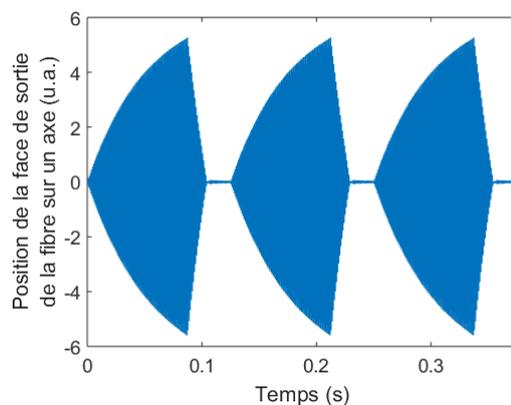


FIGURE 4.34 – Position de la face de sortie de la fibre mesurée par le PSD suivant un axe lors de la réalisation de trois balayages et freinages successifs. Cas d'un freinage optimal.

Dans la situation où la durée de freinage est trop courte, la fibre n'a pas le temps de revenir à sa position de repos avant que le nouveau balayage soit amorcé (figure 4.35 a). La partie centrale d'un échantillon analysé n'est alors pas balayée. En revanche, si la durée de freinage est trop longue, le maintien des commandes électriques qui ont provoqué le freinage entraîne une relance du balayage en spirale sortante (figure 4.35 b). Dans la pratique, les paramètres du freinage (instant de démarrage, phase, amplitude, durée) sont réglés de façon empirique.

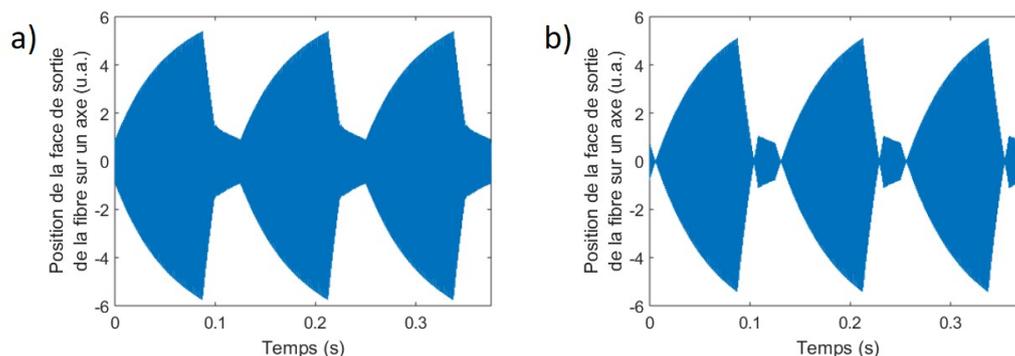


FIGURE 4.35 – Position de la face de sortie de la fibre mesurée par le PSD suivant un axe lors de la réalisation de trois balayages et freinages successifs : a) freinage trop court ; b) freinage trop long.

La reproductibilité de la trajectoire du bras de fibre doit être excellente pour chacun des 16 balayages successifs. Pour vérifier cela, nous avons enregistré et comparé la trajectoire de balayages successifs. On remarque que même les petites irrégularités de la trajectoire en début de balayage sont très bien reproduites d'un balayage à un autre comme il est possible de le voir dans la figure 4.36.

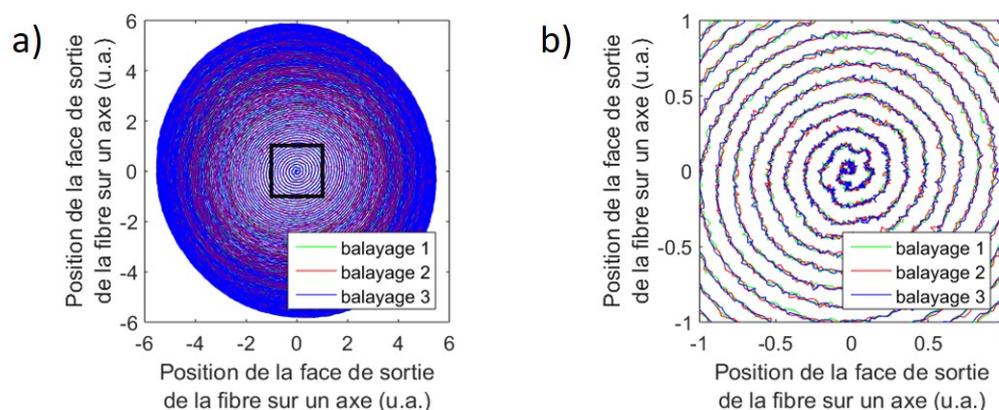


FIGURE 4.36 – a) Trajectoire 2D de la face de sortie de la fibre pour trois balayages successifs (zone centrale encadrée en noire); b) Zoom sur la zone centrale montrant la très grande répétabilité de la trajectoire.

4.3.2 Choix de la micro-optique

La micro-optique, qui est positionnée à l'extrémité distale de la fibre (voir figure 4.5), doit permettre, dans le sens aller, de focaliser le faisceau sortant de la fibre sur l'échantillon puis, dans le sens retour, de collecter la lumière provenant de l'échantillon et de la focaliser sur la face de la fibre. Le cahier des charges présenté au début du

chapitre impose que le diamètre de cette micro-optique soit inférieur à 3 mm. Il faut aussi qu'elle possède un traitement anti-reflet dans le domaine visible pour éviter les réflexions parasites indésirables. En outre, elle doit présenter le moins d'aberrations géométriques possibles pour éviter les distorsions de l'image. Enfin, cet élément optique ne doit surtout pas engendrer d'effets polarimétriques.

Deux types d'éléments optiques très utilisés en endomicroscopie sont les lentilles à gradient d'indice (GRIN pour GRadient INdex) et les doublets achromatiques. Les lentilles GRIN ont des surfaces planes et un profil parabolique d'indice de réfraction qui permettent d'obtenir des lentilles de petites dimensions et également de très petites distances focales. Par exemple, une lentille GRIN peut avoir un diamètre aussi faible que 0,35 mm et une distance focale effective (EFL) égale à 0,3 mm (référence #88-355 Edmund Optics). L'inconvénient majeur de ce type de lentille est qu'elle possède une biréfringence linéaire intrinsèque qui est de plus en plus élevée lorsqu'on s'éloigne du centre de la lentille [121]. Elle se comporte donc comme une lame d'onde avec un retard de phase linéaire variable spatialement. D'ailleurs, la propriété de biréfringence des lentilles GRIN a été exploitée pour concevoir un polarimètre de Mueller miniaturisé [122]. Du fait de sa biréfringence, une lentille GRIN n'est pas compatible pour notre application.

Un doublet achromatique possède de meilleures performances qu'une lentille simple tout en ayant de petites dimensions (diamètre < 3 mm). En effet, il permet de corriger à la fois l'aberration sphérique, l'aberration de coma et comme son nom l'indique, il permet aussi d'éliminer les aberrations chromatiques. De plus, un doublet achromatique ne présente pas de biréfringence intrinsèque. Pour la microsonde, nous choisissons donc d'utiliser ce type d'élément.

Il est possible d'utiliser un seul doublet pour assurer la focalisation du faisceau incident sur l'échantillon. Cependant, l'encombrement est plus important que si on utilise deux doublets : un premier pour collimater le faisceau sortant de la fibre et un deuxième pour focaliser le faisceau sur l'échantillon. Comme exemple, nous considérons le cas où on souhaite avoir un grandissement égal à 1. Pour que ce soit le cas avec un seul doublet, il faut que la face de la fibre se situe à une distance $2f$ du doublet (f étant sa distance focale) d'après les relations de conjugaison et de grandissement de l'optique géométrique. Par contre, si deux doublets sont utilisés, la distance entre la fibre et le premier doublet est égal à f . Afin que la dimension longitudinale de la microsonde soit la plus petite possible, nous choisissons la configuration avec deux doublets.

Comme le diamètre de champ de mode ω_0 de la fibre 630HP est de seulement $4 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ à 630 nm, nous décidons d'utiliser un grandissement égal à 1. Le diamètre du faisceau focalisé sur l'échantillon et par conséquent la résolution pour réaliser les images vaudra alors $4 \mu\text{m}$. Cela signifie que les deux doublets doivent avoir la même distance focale. Afin d'obtenir une microsonde la plus miniaturisée possible, nous sélectionnons un

douplet de 2 mm de diamètre pour respecter le cahier des charges, avec une très courte distance focale effective (3 mm). Les caractéristiques de ce doublet (référence #84-124 Edmund Optics) sont les suivantes :

- diamètre : 2 mm ;
- épaisseur : 1 mm ;
- distance focale effective : 3 mm ;
- distance focale arrière : 1,89 mm ;
- traitement anti-reflet permettant d'avoir une réflectivité inférieure à 0,4 % par surface sur la bande spectrale [425-675] nm.

Pour réduire le plus possible l'encombrement dans la microsonde, les deux doublets sont mis en contact tel que cela est représenté dans la figure 4.37 obtenue avec le logiciel Zemax OpticStudio. La distance entre le premier doublet et l'extrémité de la fibre est égale à la distance focale arrière.

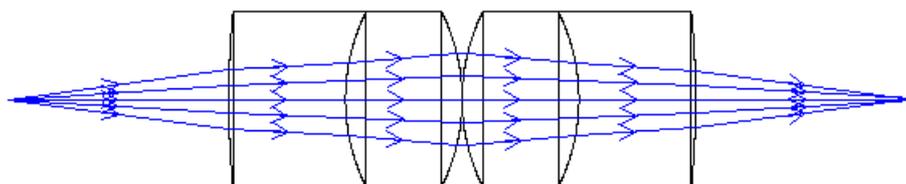


FIGURE 4.37 – Disposition des doublets achromatiques dans la microsonde. Le faisceau laser issu de la fibre est collimaté par le premier doublet puis il est focalisé sur l'échantillon par le deuxième doublet.

L'ensemble des éléments de la microsonde ayant été choisi et étudié, l'assemblage de ces différents éléments à l'intérieur du tube en métal biocompatible peut être réalisé. Les doublets sont maintenus en position dans le tube par deux points de colle. De cette façon, aucune contrainte ne s'exerce sur ces doublets et, par conséquent, aucune biréfringence extrinsèque n'est induite en leur sein. Le schéma et une photographie de la microsonde réalisée sont respectivement montrés dans la figure 4.38 et dans la figure 4.39.

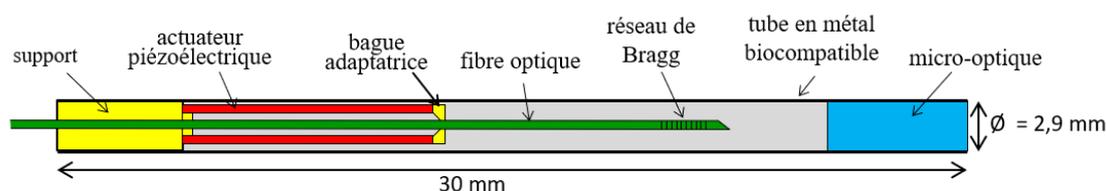


FIGURE 4.38 – Schéma de la microsonde réalisée.



FIGURE 4.39 – Photographie de la microsonde réalisée.

Pour mesurer la taille de champ, nous avons réalisé une image d'une mire rectangulaire (R1L3S3P Thorlabs). L'image représentée dans la figure 4.40 a été réalisée avec 250×250 pixels et avec un signal de commande d'amplitude 0,3 V généré par la carte NI. Après amplification (gain en tension de 25), l'amplitude de la tension qui est délivrée à l'actuateur piézoélectrique est égale à 7,5 V. La taille de champ obtenue est environ de $150 \mu\text{m}$ de diamètre. Elle évolue proportionnellement à la tension de commande appliquée. En effet, la taille de champ est de $200 \mu\text{m}$ de diamètre environ pour une tension avant amplification de 0,4 V alors qu'elle est de $400 \mu\text{m}$ environ pour une tension de 0,8 V. L'étendue maximale du champ de vue que nous avons obtenue est de 1 mm de diamètre. Cependant, pour éviter d'endommager la fibre en réalisant un débattement trop important, nous limitons l'étendue du champ de vue à $400 \mu\text{m}$ de diamètre. Cette étendue est plus grande que l'étendue minimale du champ de vue ($250 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$) que nous avons définie dans le cahier des charges.

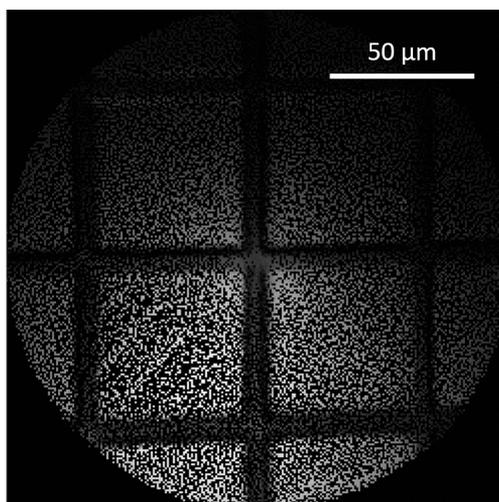


FIGURE 4.40 – Image en intensité d'une mire obtenue avec la microsonde.

L'image en intensité de la mire (figure 4.40) ne présente pas de distorsion. Hormis le niveau de l'intensité qui change en fonction de la combinaison de l'ensemble PSG/PSA, les images successives sont identiques. Néanmoins, des distorsions peuvent apparaître

plusieurs heures après avoir défini les paramètres du freinage et après avoir enregistré la trajectoire du bras de fibre avec le PSD. Généralement, le freinage n'est plus correctement réalisé et la partie centrale de la zone analysée n'est plus totalement balayée. Pour obtenir à nouveau des images sans distorsions, il suffit de modifier très légèrement les paramètres du freinage.

La microsonde que nous avons réalisée possède les caractéristiques suivantes :

- longueur : 30 mm ; diamètre : 2,9 mm ;
- cadence d'acquisition : 8 images en intensité/s soit 1 image de Mueller en 2 s ;
- résolution optique ($\sim w_0$) : 4 μm ;
- étendue maximale du champ de vue : 400 μm de diamètre ;
- réflectivité R du réseau de Bragg : $R(\lambda_1) = 0,52$ et $R(\lambda_2) < 10^{-6}$;
- incertitude sur les retards mesurés, due au retard de phase linéaire différentiel dans le RdB $< \pm 5^\circ$.

La réflectivité du réseau de Bragg à λ_1 est le seul critère du cahier des charges qui n'a pas pu être respecté. Cependant, comme nous l'avons indiqué précédemment, cela pourra entraîner une perturbation uniquement pour des échantillons non diffusants tel qu'un miroir ou une lame d'onde. Lors de l'analyse d'échantillons biologiques qui sont des échantillons fortement diffusants, le niveau du signal parasite à λ_1 sera suffisamment faible pour ne pas perturber la mesure. Malgré cet inconvénient, la microsonde remplit les conditions requises pour permettre de réaliser une image polarimétrique de Mueller endoscopique, par la méthode bichromatique :

- en premier lieu, le balayage réalisé par le bras de fibre présente l'excellente répétabilité exigée d'une image en intensité à l'autre ;
- le retard de phase linéaire différentiel engendré dans la sonde entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 est de 3° seulement, ce qui signifie que l'incertitude sur les mesures de retard de phase linéaire dans les échantillons caractérisés sera limitée à $\pm 3^\circ$;
- ses petites dimensions permettent d'envisager son insertion dans le canal opérateur d'un endoscope usuel.

Enfin, cette microsonde permet de réaliser des images à une cadence d'une image de Mueller toutes les 2 s, ce qui reste encore un peu faible pour une application aisée *in vivo* mais permet de s'approcher des cadences souhaitées (quelques images par seconde).

4.3.3 Réalisation d'une image de Mueller avec l'endomicroscope

Par la méthode bichromatique, nous réalisons d'abord une image de Mueller d'un miroir de renvoi placé en sortie de microsonde, perpendiculairement au faisceau incident, à la place d'un échantillon. La puissance délivrée par la diode à λ_1 est fixée à 70 mW afin

que le RPLD induit dans le réseau de Bragg RdB 2 inscrit dans la fibre de la microsonde soit le plus faible possible, c'est-à-dire environ 3° .

L'image de Mueller, représentée dans la figure 4.41, est mesurée sur une zone de $150 \mu\text{m}$ de diamètre environ. Cette image est constituée de 250×250 pixels (résolution optique : $4 \mu\text{m}$) et elle est normalisée par le coefficient m_{11} . Pour combler les pixels vides de l'image de Mueller (ceux auxquels aucun point de mesure n'a été associé), nous avons mis au point un programme Matlab d'interpolation spatiale par pondération inverse à la distance. L'interpolation est effectuée directement à partir des matrices de Mueller brutes des pixels non vides. L'image de Mueller ainsi qu'une matrice mesurée au centre de la zone analysée (voir la matrice M_{miroir} en 4.27) montrent que les matrices mesurées sont quasi identiques à la matrice identité car les coefficients m_{11} , m_{22} , m_{33} et m_{44} sont quasiment égaux à 1 alors que tous les autres coefficients sont quasi nuls. Les coefficients légèrement supérieurs à 1 tels qu'on peut le voir dans la matrice M_{miroir} témoignent d'une légère non-physicité des matrices mesurées.

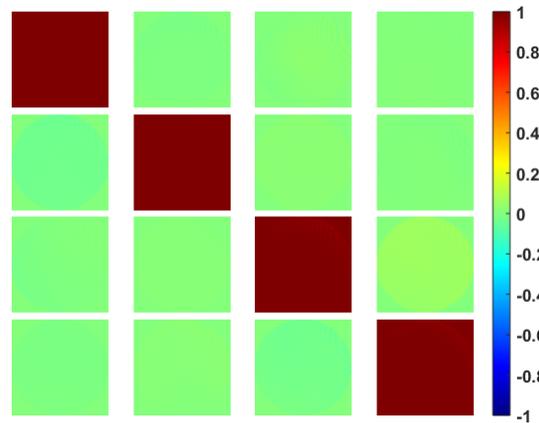


FIGURE 4.41 – Image de Mueller de l'endomicroscope effectuée avec la méthode bichromatique.

$$\mathbf{M}_{\text{miroir}} = \begin{bmatrix} 1,000 & -0,006 & 0,009 & 0,004 \\ -0,031 & 1,021 & 0,026 & 0,003 \\ -0,005 & 0,009 & 1,006 & 0,061 \\ -0,013 & 0,016 & -0,023 & 1,008 \end{bmatrix} \quad (4.27)$$

L'image du retard de phase linéaire (figure 4.42), obtenue à partir de la décomposition de Lu et Chipman, montre que le retard est très faible avec une valeur moyenne de $2,3^\circ$. Cette valeur correspond à la valeur du retard différentiel induit dans le réseau RdB 2. Ces résultats confirment que le très faible RPLD de l'endomicroscope est entièrement dû au réseau de Bragg et que les doublets achromatiques n'engendrent pas d'effets polarimétriques pour ce qui les concerne.

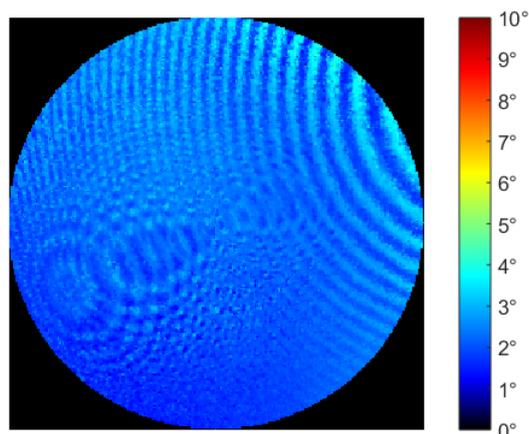


FIGURE 4.42 – Retard de phase linéaire mesuré avec un miroir de renvoi et correspondant au RPLD de l’endomicroscope, pour une zone balayée de $150\ \mu\text{m}$ de diamètre (250×250 pixels).

On remarque dans la partie supérieure droite de l’image du retard des franges qui semblent être des franges d’égale inclinaison obtenues quand on focalise un faisceau cohérent sur un interféromètre de Fabry-Pérot. Comme le contraste est très faible, cela signifie que le Fabry-Pérot est très déséquilibré. Il disparaît quand un obstacle est glissé entre la sortie de la microsonde et le miroir. Il n’est donc pas occasionné par des phénomènes d’interférence au sein de la microsonde. On en conclut que ce Fabry-Pérot est constitué de la face avant et de la face arrière du miroir de renvoi. Bien que le phénomène observé soit indésirable, il est de très faible ampleur (retards mesurés dans les différentes franges compris entre 0° et $\sim 2^\circ$) et il ne perturbera pas fortement les futures mesures pour lesquelles on utiliserait ce miroir de renvoi. Évidemment, il sera préférable de ne pas avoir à utiliser ce miroir.

4.4 Caractérisations polarimétriques d’échantillons avec l’endomicroscope

4.4.1 Un échantillon calibré : une lame d’onde $\lambda/8$

Comme premier échantillon, nous analysons une lame d’onde $\lambda/8$ d’ordre 0 à $633\ \text{nm}$. En réalité, le retard de phase linéaire de cette lame mesurée avec notre polarimètre en espace libre donne une valeur de 92° à λ_1 et de 91° à λ_2 . Avec la méthode bichromatique, nous réalisons une image de Mueller d’une zone de $150\ \mu\text{m}$ de diamètre environ (250×250 pixels, résolution optique : $4\ \mu\text{m}$) de la lame. Le miroir de renvoi utilisé dans la mesure de

la sous-section 4.3.3 est placé derrière la lame, perpendiculairement au faisceau incident, pour effectuer la mesure sur un aller-retour. Enfin, le programme d'interpolation spatiale est utilisé pour combler les pixels vides de l'image de Mueller.

L'image de Mueller normalisée par le terme m_{11} (figure 4.43) et la matrice de Mueller $\mathbf{M}_{\lambda/8}$ d'un pixel au centre de l'image (voir en 4.28) indiquent comme attendu que la diatténuation et la polarisation sont négligeables car les coefficients respectivement de la première ligne et de la première colonne sont quasi nuls (valeur absolue $\leq 0,028$). De plus, on retrouve les relations caractéristiques entre les coefficients de la matrice de Mueller d'un retardeur linéaire orienté : les coefficients m_{42} et m_{43} sont respectivement les opposés des coefficients m_{24} et m_{34} , tandis que $m_{23} = m_{32}$. Cependant un écart un peu plus grand de 0,043 est présent entre les valeurs absolues des coefficients m_{34} et m_{43} .

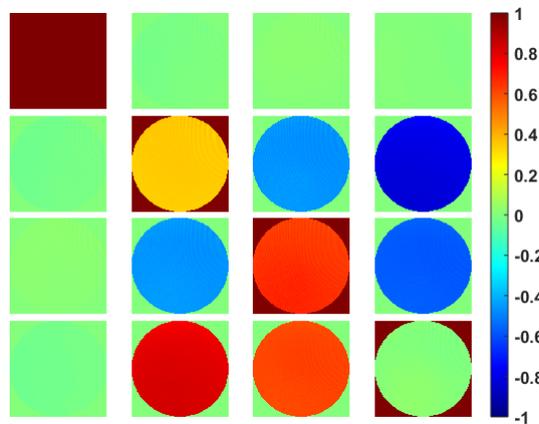


FIGURE 4.43 – Image de Mueller d'une lame d'onde $\lambda/8$ mesurée sur un aller-retour avec l'endomicroscope.

$$\mathbf{M}_{\lambda/8} = \begin{bmatrix} 1,000 & -0,006 & 0,015 & 0,005 \\ -0,018 & 0,350 & -0,460 & -0,823 \\ 0,012 & -0,453 & 0,669 & -0,574 \\ -0,028 & 0,821 & 0,617 & 0,023 \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

Les images du retard de phase linéaire et de l'orientation des axes neutres de ce retard sont représentées dans la figure 4.44. Le retard de phase linéaire a une valeur moyenne de $88,7^\circ$ sur l'ensemble de l'image, ce qui représente un écart d'un peu plus de 2° par rapport au retard de la lame mesurée en espace libre. Cet écart est dû au RPLD engendré par l'endomicroscope. Comme pour la mesure effectuée avec le miroir seul, on remarque des franges dans la partie supérieure de l'image du retard, à nouveau imputables au miroir. L'orientation des axes neutres du retard a une valeur moyenne égale à 63° . On rappelle que cette mesure n'a aucun sens physique particulier puisqu'elle dépend fortement du conditionnement de la fibre. Cependant, sous réserve que ce conditionnement

ne change pas, elle pourra être utilisée pour faire des comparaisons avec d'autres mesures d'orientation des axes neutres.

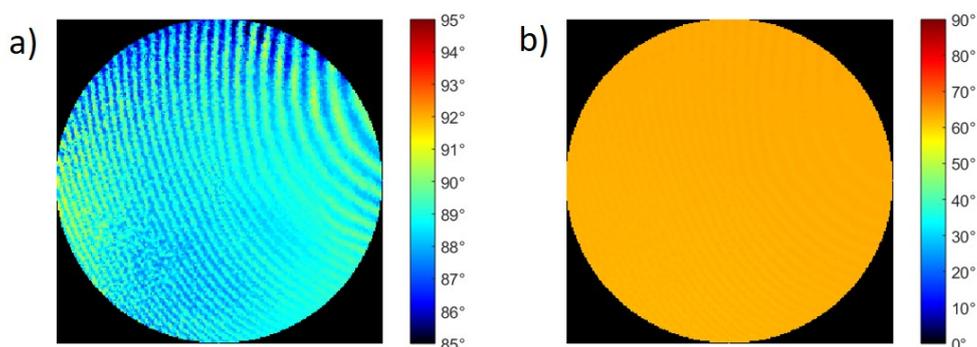


FIGURE 4.44 – Image du retard de phase linéaire (a) et image de l'orientation des axes neutres du retard (b) d'une lame $\lambda/8$.

En conservant le conditionnement de la fibre à l'identique, nous modifions l'orientation de la lame une première fois de 20° environ puis à nouveau de 20° environ dans le même sens. L'orientation mesurée des axes neutres passe de 63° à 44° puis à 22° . Il y a bien 20° d'écart environ entre l'orientation des axes neutres entre chaque mesure successive.

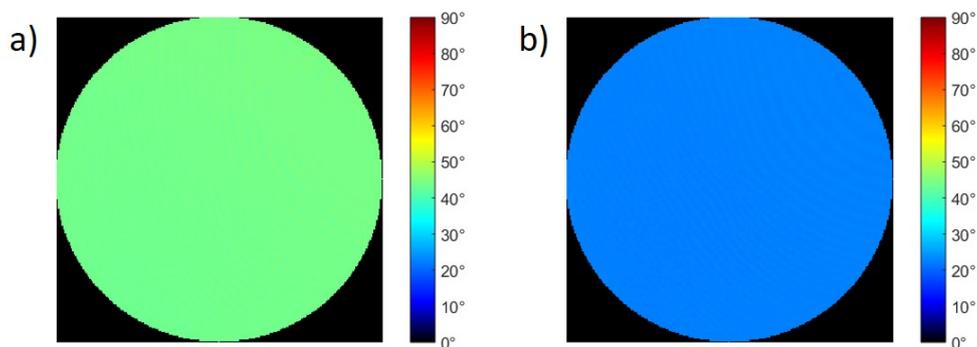


FIGURE 4.45 – Images de l'orientation des axes neutres de la lame $\lambda/8$. L'orientation de la lame est modifiée de 20° (a) puis à nouveau de 20° (b) dans le même sens par rapport à l'orientation initiale de la figure 4.44.

4.4.2 Un échantillon biologique : collagène de type I

Nous analysons maintenant un échantillon de collagène de type I ($30\ \mu\text{m}$ d'épaisseur) issu d'un tendon de queue de rat. Il s'agit du même échantillon biologique que celui analysé avec le scanner à miroirs galvanométriques (figure 3.20). En utilisant l'endomicroscope avec la méthode bichromatique, nous réalisons une image de Mueller avec une taille de champ de $400\ \mu\text{m}$ de diamètre environ (250×250 pixels, résolution optique : $4\ \mu\text{m}$) correspondant à la zone entourée en rouge dans la figure 4.46. L'image de Mueller obtenue et normalisée par le coefficient m_{11} est affichée dans la figure 4.47. Les pixels vides de l'image sont comblés grâce au programme d'interpolation spatiale.

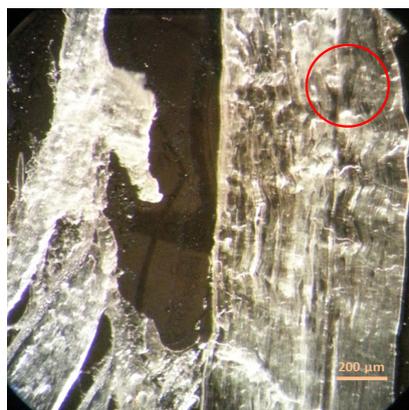


FIGURE 4.46 – Photographie d'un échantillon de collagène de type I issu d'un tendon de queue de rat. La zone analysée est entourée en rouge.

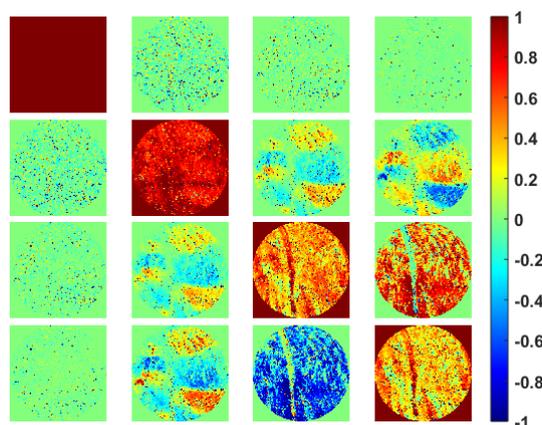


FIGURE 4.47 – Image de Mueller d'un échantillon de collagène de type I issu d'un tendon de queue de rat mesurée avec l'endomicroscope à fibre résonnante en utilisant la méthode bichromatique.

Les valeurs des coefficients de la première ligne et de la première colonne indiquent respectivement que la diatténuation et la polarisation sont très faibles sur une grande

partie de la zone analysée. Cette analyse effectuée directement sur l'image de Mueller est confirmée par les images de la diatténuation linéaire D_L et de la diatténuation circulaire D_C obtenues grâce à la décomposition de Lu et Chipman (figure 4.48). À cause de la biréfringence linéaire du collagène, cet échantillon présente du retard de phase linéaire δ_l qui dépasse 90° dans certaines parties de l'image. On observe des orientations d'axes neutres $\alpha(\delta_l)$ similaires de pixel à pixel qui témoignent de l'organisation régulière des fibres de collagène au sein de l'échantillon. Le retard de phase circulaire δ_c est quasi nul sur l'ensemble de l'image.

Un taux de dépolarisation Δ conséquent ($> 0,1$) est présent dans plusieurs parties de l'échantillon. On constate que plus le signal utile rétrodiffusé par l'échantillon est faible, plus ce taux est élevé. La présence d'un signal parasite, dû à des réflexions provenant essentiellement du cube séparateur en amont de la fibre endoscopique, perturbe la mesure de la réponse polarimétrique mesurée de l'échantillon et fait apparaître un taux de dépolarisation non nul. Dans les parties de l'échantillon où le rapport du signal utile sur le signal parasite est le plus élevé, le taux de dépolarisation est quasi nul. Ainsi, la dépolarisation mesurée semble être uniquement causée par le signal parasite. Pourtant, de la dépolarisation a été mise en évidence dans les tissus biologiques dans de nombreuses études où des mesures grand champ en espace libre ont été réalisées. La mesure de la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode constitue un problème particulier dont l'étude fera l'objet du chapitre 5.

Les images du retard de phase linéaire et de l'orientation des axes neutres de l'échantillon obtenues avec l'endomicroscope sont représentées dans la figure 4.49 (e et f). Les images obtenues par Jérémy Vizet avec le scanner à platines de translation motorisées (180 x 200 pixels, durée d'acquisition : plusieurs heures) et les images que nous avons réalisées avec le scanner à miroirs galvanométriques (126 x 126 pixels, durée d'acquisition : 7 s) sur ce même échantillon sont également représentées dans la figure 4.49. Après recalage, les orientations des axes neutres du retard mesurées avec l'endomicroscope sont les mêmes que celles mesurées avec le scanner à platines de translation motorisées et avec le scanner à miroirs galvanométriques, sur l'ensemble de l'image. Par contre, le retard de phase linéaire est légèrement moins élevé en moyenne que celui obtenu avec le scanner à platines de translation mais il est similaire au retard mesuré avec le scanner à miroirs. Nous attribuons cette différence au fait que, les mesures de Jérémy Vizet et celles réalisées au cours de cette thèse ayant été effectuées à trois ans d'intervalle, les propriétés de l'échantillon ont pu changer au cours du temps. Avec l'endomicroscope, les images sont acquises en un temps beaucoup plus court : la durée d'acquisition est maintenant de 2 s alors qu'elle est de 7 s avec le scanner à miroirs et surtout de plusieurs heures avec le scanner à platines de translation. De plus, l'endomicroscope possède des dimensions suffisamment petites pour réaliser des mesures endoscopiques alors que les deux autres

scanners ne sont pas compatibles avec une utilisation de ce type.

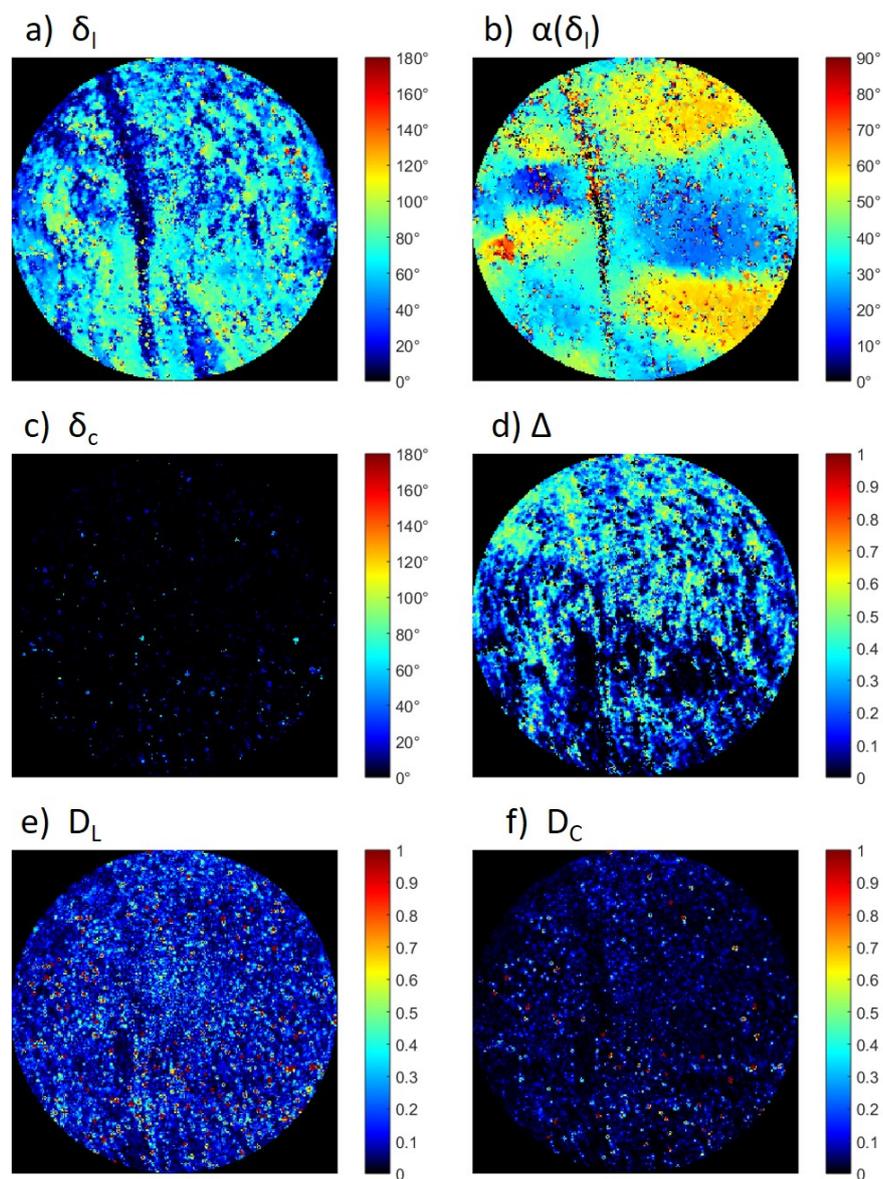


FIGURE 4.48 – Caractéristiques polarimétriques issues de l'image de Mueller de l'échantillon de collagène de type I obtenues par la décomposition de Lu et Chipman.

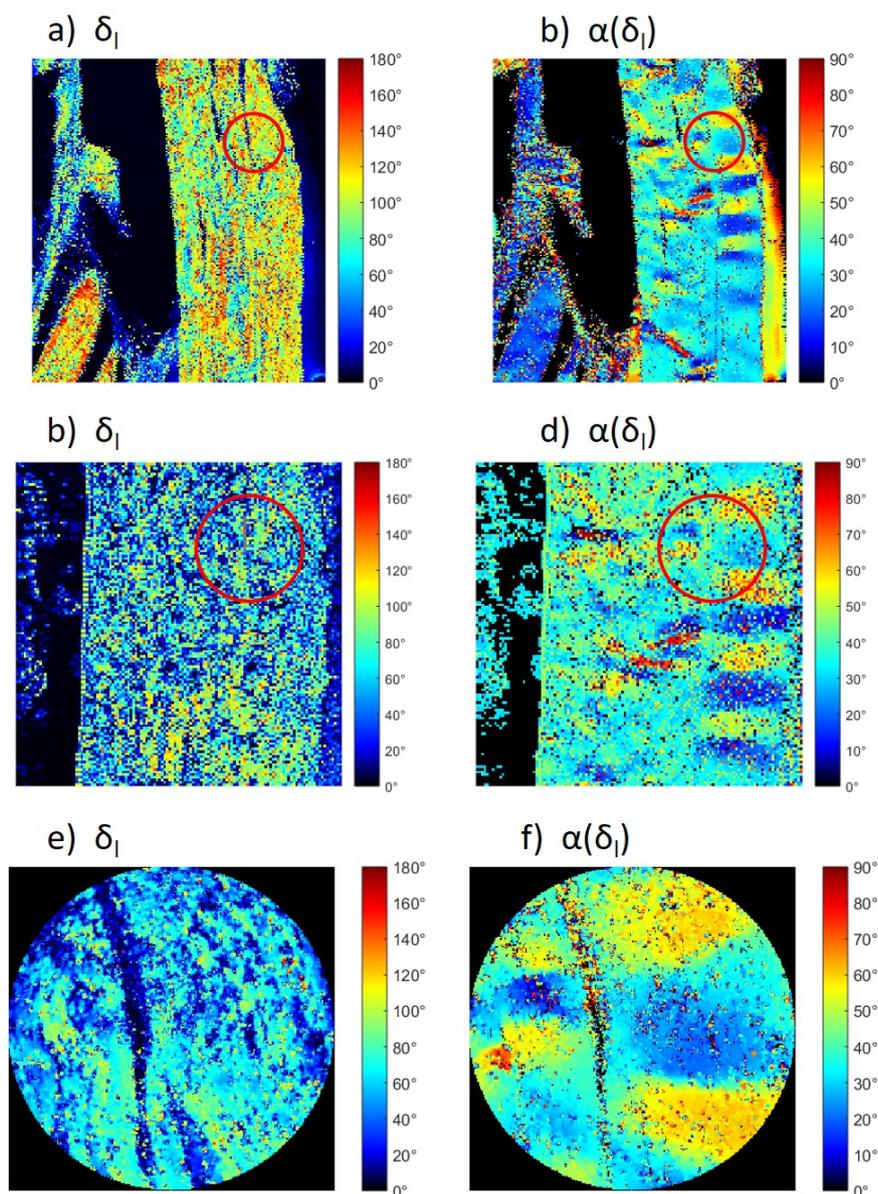


FIGURE 4.49 – Images du retard de phase linéaire δ_l et de l’orientation des axes neutres $\alpha(\delta_l)$ obtenues : par Jérémy Vizet avec le scanner à platines de translation motorisées (a et b) ; avec le scanner galvanométrique (c et d) ; et avec l’endomicroscope (e et f). La zone entourée en rouge dans les images a, b, c et d correspond à la zone analysée dans les images e et f.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé le premier endomicroscope fondé sur un système de balayage à fibre résonnante adapté à l’imagerie polarimétrique de Mueller. Pour cela, la première étape a été de remplacer le filtre dichroïque massif à l’extrémité distale de la fibre endoscopique par un réseau de Bragg photoinscrit dans le coeur de la fibre.

Plusieurs réseaux respectant le cahier des charges imposé par les caractéristiques spectrales des diodes lasers utilisées ont été fabriqués. Nous avons caractérisé polarimétriquement ces réseaux en utilisant la méthode bichromatique. Ils introduisent un retard de phase linéaire différentiel (RPLD) qui dépend de la forme spectrale de la source et de celle du réseau. Nous avons déterminé la configuration qui permet d'avoir le RPLD le plus faible et le plus stable temporellement. Dans la configuration retenue, le RPLD du réseau est de 3° seulement.

Dans la deuxième étape, nous avons mis au point l'endomicroscope en choisissant comme micro-optiques des doublets achromatiques qui sont neutres polarimétriquement et en concevant un système de balayage à fibre résonnante. Un bras de fibre mis en résonance par un actuateur piézoélectrique à une fréquence de 1064 Hz permet de balayer un échantillon en réalisant une spirale sortante. Pour obtenir une densité de points de mesure la plus homogène possible, nous avons choisi d'utiliser une fonction d'Heaviside pour la modulation d'amplitude, c'est-à-dire que la tension d'amplitude maximale est appliquée dès le début du balayage. Avec cet endomicroscope, une image de Mueller est acquise en 2 s seulement.

Les images polarimétriques réalisées sur un échantillon biologique indiquent que la dépolarisation mesurée ne correspond pas à une dépolarisation spatiale réelle mais qu'elle est principalement due à un trop faible rapport signal utile/signal parasite. Ainsi, la dépolarisation ne semble pas accessible directement lorsqu'elle est mesurée à travers une fibre monomode contrairement à une mesure grand champ. La mesure de la dépolarisation spatiale à travers une fibre monomode est le sujet du dernier chapitre de cette thèse.

Chapitre 5

Mesure de la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode

Sommaire

5.1	Problématique de la mesure de la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode	150
5.1.1	Rappels sur la dépolarisation ; cas de la dépolarisation spatiale	150
5.1.2	Étude d'une solution pour évaluer la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode	155
5.2	Mesure de la dépolarisation spatiale de différents échantillons par la méthode de la somme des matrices des pixels voisins	161
5.2.1	Un échantillon non diffusant : une lame d'onde $\lambda/8$	161
5.2.2	Un échantillon très fortement diffusant : le Spectralon	163
5.2.3	Divers échantillons biologiques	167
5.3	Conclusion	176

5.1 Problématique de la mesure de la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode

Outre le retard de phase, un très grand nombre de tissus biologiques présentent de la dépolarisation spatiale dont la mesure apporte des informations sur l'organisation de ces tissus à l'échelle micrométrique, pouvant ainsi aider à diagnostiquer des déstructurations de la matrice extracellulaire consécutives au développement d'une pathologie. De nombreuses études, dont certaines ont déjà été signalées au chapitre 2, démontrent l'utilité de la mesure de la dépolarisation pour l'aide au diagnostic de ces pathologies et pour mieux délimiter l'étendue de celles-ci dans les tissus biologiques [67][68]. Par exemple, la mesure de la dépolarisation à différentes longueurs d'onde d'échantillons de côlon atteints par un cancer a permis de distinguer la zone saine de la zone pathologique [67]. De plus, elle a aussi permis de différencier les stades d'avancements du cancer au sein de la zone pathologique.

Il est donc très important que notre endomicroscope permette une évaluation fiable de la dépolarisation spatiale induite par les tissus analysés. Or, comme nous allons le voir dans la suite, l'emploi d'une fibre optique monomode dans notre dispositif pour guider le faisceau sonde et pour rapatrier la lumière à analyser polarimétriquement ne permet pas une mesure directe de la dépolarisation spatiale, comme cela peut être fait avec un polarimètre classique en espace libre. Dans ce chapitre, après quelques rappels sur la dépolarisation en général et sur la dépolarisation spatiale en particulier, nous allons expliquer en quoi le déport de la lumière par la fibre complique la mesure et nous proposerons une solution pour contourner ce problème. Dans un deuxième temps, nous présenterons et commenterons les résultats de mesures de dépolarisation spatiale que nous avons réalisées sur différents types de cibles.

5.1.1 Rappels sur la dépolarisation ; cas de la dépolarisation spatiale

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre 1 de cette thèse, la dépolarisation de la lumière est un phénomène polarimétrique pouvant intervenir lors de l'interaction d'un faisceau lumineux avec un milieu physique ("échantillon"), qui se traduit par une diminution du degré de polarisation (DOP) de l'onde lumineuse incidente. La lumière renvoyée ou transmise est alors partiellement ($0 < DOP < 1$) ou totalement ($DOP = 0$) dépolarisée selon la capacité de l'échantillon à dépolariser la lumière.

La dépolarisation peut être d'origine temporelle, spectrale ou spatiale. Dans le cas de la dépolarisation temporelle, l'état de polarisation du faisceau analysé change de manière non déterministe dans un intervalle de temps plus court que le temps de réponse

du détecteur. Autrement dit, pour qu'un faisceau analysé soit considéré comme non dépolarisé ($DOP = 1$), il faut que le temps de réponse du détecteur soit plus court que le temps moyen entre deux changements de l'état de polarisation de ce faisceau. Dans ce cas, l'état de polarisation est identifié à tout instant. Au contraire, lorsque le détecteur n'est pas suffisamment rapide pour suivre l'évolution de l'état de polarisation du faisceau détecté, celui-ci est considéré comme dépolarisé temporellement. À noter qu'un système constitué d'un interféromètre de Michelson sensible à la polarisation et d'un tube photomultiplicateur fonctionnant en régime d'absorption à deux photons a récemment été développé avec un temps de réponse inférieur à 1 fs pour mesurer le "temps de polarisation" de sources lumineuses dépolarisées temporellement [123]. Ce temps de polarisation correspond à l'intervalle de temps au cours duquel l'état de polarisation de la lumière émise ne change pas de façon significative.

Dans le cas de la dépolarisation spectrale, l'état de polarisation renvoyé ou transmis par l'échantillon change de façon incohérente en fonction de la longueur d'onde du spectre de la source lumineuse. Le DOP est égal à 1 seulement si la largeur spectrale de la source est suffisamment petite ou qu'un filtre passe-bande positionné en amont du détecteur est suffisamment sélectif pour que le détecteur reçoive un seul état de polarisation.

Pour un état de polarisation incident donné, un échantillon est un dépolariseur spatial si la distribution des états de polarisation renvoyés ou transmis varie de manière incohérente d'un point à l'autre de l'échantillon. Ainsi, la dépolarisation de l'onde lumineuse renvoyée ou transmise par l'échantillon est due à la superposition incohérente de plusieurs ondes lumineuses avec différents états de polarisation [124]. Comme les ondes sont incohérentes entre elles, le vecteur de Stokes $\vec{\mathbf{S}}_{\mathbf{T}}$ de l'onde lumineuse partiellement ou totalement dépolarisée provenant de l'échantillon est égale à la somme des vecteurs de Stokes $\vec{\mathbf{S}}_1, \vec{\mathbf{S}}_2, \dots, \vec{\mathbf{S}}_n$ d'ondes lumineuses totalement polarisées :

$$\vec{\mathbf{S}}_{\mathbf{T}} = \vec{\mathbf{S}}_1 + \vec{\mathbf{S}}_2 + \dots + \vec{\mathbf{S}}_n \quad (5.1)$$

La valeur du DOP du vecteur de Stokes $\vec{\mathbf{S}}_{\mathbf{T}}$ dépend de la similitude des vecteurs de Stokes constituant la somme. Plus ces vecteurs sont différents, plus le DOP est faible. Le degré de similitude des vecteurs de Stokes peut être évalué à l'aide de la sphère de Poincaré. En effet, plus les vecteurs sont différents, plus les points correspondants sur la sphère sont éloignés. Par exemple, une onde lumineuse totalement dépolarisée peut être obtenue avec une simple superposition de deux ondes lumineuses de même intensité et ayant deux états de polarisation orthogonaux (correspondant à des points diamétralement opposés sur la sphère de Poincaré), tels que les états de polarisation rectiligne horizontal

et vertical :

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = 2 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

Il existe quelques matériaux ou substances qui présentent un fort pouvoir dépolarisant spatialement. Les colloïdes en font partie. Ce sont des mélanges qui contiennent des particules en suspension, formant un système à deux phases séparées. L'exemple de colloïdes le plus connu est le lait. Il existe également des colloïdes solides tels que le rubis doré (appelé également verre groseille à cause de sa couleur rouge) qui est un verre auquel du chlorure d'or a été ajouté lorsque le verre était en fusion. Le verre obtenu contient une phase solide (l'or colloïdal) dispersée dans une autre phase solide (le verre). Des dispositifs et des matériaux manufacturés présentent un comportement quasi identique à celui d'un dépolariseur idéal. Une sphère intégrante est un dépolariseur spatial idéal à toute longueur d'onde entre 450 nm et 850 nm [125]. Le Spectralon, qui est un matériau créé par l'entreprise Labsphere, se comporte aussi comme un dépolariseur spatial idéal entre 500 nm et 1000 nm [2]. Enfin, comme nous l'avons indiqué précédemment, les tissus biologiques présentent de la dépolarisation spatiale qui est plus ou moins importante selon le type de tissu et selon les pathologies qui peuvent se développer au sein des tissus.

Comme les dépolarisations temporelle et spectrale, la dépolarisation spatiale induite par un échantillon analysé est un phénomène dont l'évaluation est relative étant donné que sa mesure dépend à la fois de l'échantillon, bien sûr, mais aussi des conditions de la mesure, en particulier de la taille de la zone imagée sur un pixel du détecteur. La figure 5.1 permet de visualiser l'influence de la taille de cette zone imagée, représentée par le cadre rouge sur fond bleu, sur la mesure de la dépolarisation spatiale. Cette zone imagée dépend du système d'imagerie utilisé et de la taille d'un pixel du détecteur.

Dans un premier cas (première ligne de la figure), la zone imagée sur un pixel est très étendue, par exemple parce que ce pixel est de grande taille. Dans la situation décrite figure 5.1 a, pour un état de polarisation incident donné, l'échantillon ("échantillon 1") renvoie les mêmes états de polarisation elliptiques sur toute sa surface. Il est alors considéré comme non dépolarisant. Le DOP du faisceau émergent est donc égal à 1. Dans le cas d'un autre échantillon ("échantillon 2", figure 5.1 b), les états de polarisation renvoyés par cet échantillon ne sont pas tous identiques. La dépolarisation spatiale mesurée étant due à l'intégration, sur le pixel considéré du détecteur, de l'intensité de plusieurs faisceaux lumineux dans différents états de polarisation, l'échantillon 2 est considéré comme dépolarisant. Son DOP est inférieur à 1 et peut même être égal à 0 si l'échantillon 2 est un dépolariseur idéal.

Dans le deuxième cas (deuxième ligne), pour les mêmes échantillons et le même état de

polarisation incident, la zone imagée sur un pixel du détecteur est plus petite, par exemple parce que, le système d'imagerie étant inchangé, la taille d'un pixel du détecteur est plus petite. L'échantillon 1 est toujours perçu comme non dépolarisant puisque les états de polarisation sont les mêmes quelle que soit la zone analysée (figure 5.1 c). En revanche, en ce qui concerne l'échantillon 2, le détecteur reçoit de la lumière provenant d'une zone où les états de polarisation sont identiques (figure 5.1 d). Dans cette zone, l'échantillon 2 est maintenant perçu comme non dépolarisant. À travers cet exemple, on voit bien que la taille de la zone imagée sur un pixel, et donc la surface de détection jouent un rôle primordial dans la détermination de la dépolarisation spatiale.

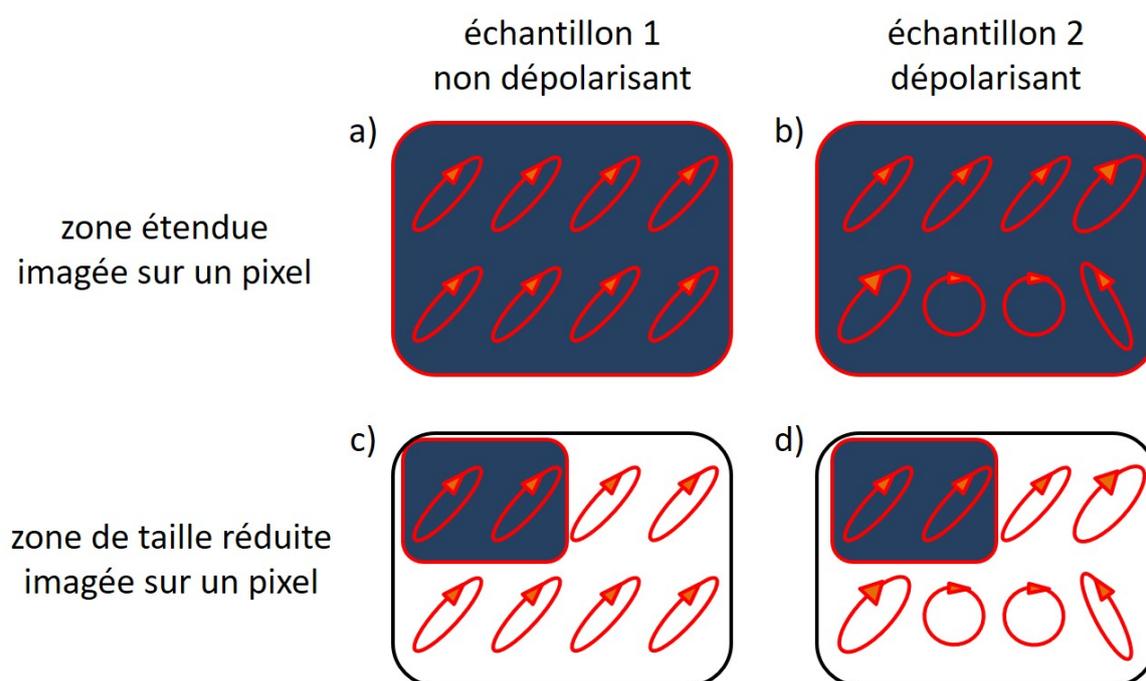


FIGURE 5.1 – Influence de la taille de la zone imagée sur un pixel du détecteur sur la mesure de la dépolarisation spatiale d'un échantillon. La surface de la zone imagée est représentée par le cadre rouge sur fond bleu tandis que la surface de l'échantillon est délimitée par le cadre noir.

De nombreuses recherches ont été conduites afin d'étudier l'évolution de la valeur de la dépolarisation spatiale en fonction de la diversité et du nombre d'états de polarisation collectés par un détecteur. Elles ont notamment été menées au cours de la dernière décennie par Zerrad *et al.* [126], Pouget *et al.* [127] et Dupont *et al.* [128]. Dans ces deux dernières études, un faisceau laser monochromatique est utilisé comme faisceau sonde pour qu'il n'y ait ni dépolarisation spectrale ni dépolarisation temporelle. Le faisceau laser collimaté est envoyé sur un échantillon. La lumière diffusée par l'échantillon présente un aspect granulaire très contrasté résultant d'interférences entre les multiples ondes diffusées par l'échantillon et qui sont plus ou moins déphasées entre elles. Cette figure de tavelure,

ou granularité laser, est plus communément connue sous sa dénomination anglaise de “speckle”. Pour contrôler le nombre de grains de speckle tombant sur chaque pixel de la caméra, un diaphragme circulaire est placé au niveau de la lentille permettant d’imager l’échantillon sur le détecteur qui est une caméra CCD. L’image d’un point de l’échantillon correspond alors à la figure de diffraction du diaphragme dont la plus grande partie de l’énergie lumineuse est contenue dans la tache centrale circulaire (tache d’Airy). Le diamètre ϕ de cette tache a pour expression :

$$\phi = 1,22 \frac{\lambda d}{a} \quad (5.3)$$

où λ est la longueur d’onde du faisceau laser, d est la distance entre la lentille et le capteur CCD et a est le rayon du diaphragme circulaire. La taille d’un grain de speckle sur le détecteur dépend du diamètre de la tache d’Airy. Comme λ et d sont constants dans cette situation, la taille d’un grain est inversement proportionnelle à l’ouverture du diaphragme.

Pour déterminer l’état de polarisation au sein d’un grain de speckle, Pouget *et al.* ont utilisé une ouverture du diaphragme suffisamment petite pour qu’un grain de speckle recouvre quelques milliers de pixels [127]. Ils ont montré que la polarisation est identique sur toute l’étendue d’un grain de speckle quel que soit le régime de diffusion (de surface ou de volume). Cependant, l’état de polarisation peut être différent d’un grain à l’autre lorsque l’échantillon est dépolarisant spatialement. Dans cette situation, la dépolarisation spatiale mesurée au niveau d’un pixel du détecteur est non nulle si ce pixel reçoit plusieurs contributions, c’est-à-dire la lumière provenant de plusieurs grains de speckle.

Dans notre dispositif endoscopique, la fibre optique qui sert à guider le faisceau sonde jusqu’à l’extrémité du scanner et qui collecte une petite fraction de la lumière diffusée par l’échantillon pour la rapatrier vers le système d’analyse est une fibre qui fonctionne en régime monomode. Elle ne supporte donc qu’un seul mode spatial, le mode fondamental LP_{01} , qui se décompose sur la base des deux modes polarisés linéairement et orthogonaux HE_{11x} et HE_{11y} . Sur le trajet aller du faisceau sonde, son cœur de $3,5 \mu\text{m}$ de diamètre se comporte comme une source ponctuelle qui éclaire une zone très petite de l’échantillon. Par exemple, avec notre microsonde qui fonctionne avec un grandissement de 1, la taille de la zone éclairée correspond au diamètre du champ de mode ω_0 qui vaut $4 \mu\text{m}$. Dans le cas d’un polarimètre classique en espace libre, au contraire, la totalité du champ de vue (jusqu’à plusieurs cm^2) est éclairée par le faisceau sonde. Au retour, dans notre dispositif, le cœur opère aussi un filtrage spatial très étroit sur le faisceau diffusé par l’échantillon. Mais un tel filtrage spatial existe aussi dans un polarimètre en espace libre équipé d’une caméra CCD, la dimension du filtre spatial étant alors celle d’un pixel élémentaire. Finalement, la grande différence que l’on peut relever entre les deux dispositifs est que, dans notre

polarimètre à fibre, la lumière récoltée à un instant donné provient uniquement de la petite zone éclairée à cet instant, alors que dans le cas du polarimètre en espace libre la lumière tombant sur un pixel peut provenir de n'importe quel point du champ de vue.

Dans notre polarimètre endoscopique à fibre optique, chaque grain de speckle du faisceau diffusé tombant sur le cœur de la fibre se couple dans le mode fondamental avec une efficacité de couplage égale à l'intégrale de recouvrement normalisée entre ce grain et le mode guidé. Le mode fondamental excité est donc la somme des contributions de chacun des grains, qui sont toutes superposées spatialement dans ce mode. D'autre part, l'existence du speckle en entrée indique que le faisceau est cohérent et donc que les contributions des grains excitateurs au mode fondamental sont cohérentes entre elles. En conséquence, la lumière rétroguidée est totalement polarisée, l'état de polarisation du mode guidé résultant d'une combinaison linéaire pondérée des différentes contributions. À l'autre extrémité, le faisceau émergent de la fibre demeure totalement polarisé et ne comprend qu'un seul grain de speckle (faisceau quasi gaussien). Ainsi, après analyse, et quelle que soit la taille de la surface détectrice, le détecteur détectera l'intensité provenant d'un seul grain de speckle complètement polarisé et le DOP mesuré sera donc toujours égal à 1.

En conclusion, même si le faisceau diffusé par l'échantillon est spatialement dépolarisé, notre polarimètre de Mueller à fibre ne permet pas de mesurer cette dépolarisation spatiale par une simple mesure ponctuelle, à cause du double rôle joué par la fibre : éclairage ponctuel par le faisceau sonde et filtrage spatial strict opéré sur le faisceau diffusé. Dans la suite de ce chapitre, nous proposons un moyen plus élaboré permettant d'évaluer la dépolarisation spatiale d'un échantillon, à partir de mesures effectuées à travers la fibre.

5.1.2 Étude d'une solution pour évaluer la dépolarisation spatiale à travers une fibre optique monomode

L'utilisation d'un polarimètre en espace libre avec une grande taille de champ éclairé permet de mesurer de la dépolarisation, comme cela a déjà été fait sur un très grand nombre de tissus biologiques. Cette dépolarisation traduit une variation spatiale des états de polarisation qui correspond également à une variation de la réponse polarimétrique, représentée par la matrice de Mueller, d'un point à un autre de l'échantillon. Ainsi, un échantillon dépolarisant est équivalent à la combinaison parallèle de plusieurs zones non dépolarisantes de cet échantillon [124]. La matrice de Mueller \mathbf{M} de cet échantillon est alors égale à la somme des matrices de Mueller de zones non dépolarisantes $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \dots, \mathbf{M}_n$:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \dots + \mathbf{M}_n \quad (5.4)$$

Cette décomposition proposée par Gil et Bernabeu est basée sur la même approche

que celle de Cloude présentée au chapitre 1 [28]. Pour rappel, la décomposition de Cloude stipule qu'une matrice de Mueller \mathbf{M} dépolarisante peut être représentée par la somme de quatre matrices de Mueller non dépolarisantes ($\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \mathbf{M}_3, \mathbf{M}_4$). Le poids de chacune des matrices est égal aux valeurs propres λ_i (avec $i = 1, 2, 3, 4$) de la matrice de covariance associée à la matrice \mathbf{M} :

$$\mathbf{M} = \lambda_1 \mathbf{M}_1 + \lambda_2 \mathbf{M}_2 + \lambda_3 \mathbf{M}_3 + \lambda_4 \mathbf{M}_4 \quad \text{avec} \quad \lambda_i \geq 0 \quad (5.5)$$

La matrice de Mueller \mathbf{M} est non dépolarisante seulement si une des valeurs propres de la matrice de covariance est nettement supérieure aux autres.

Comme nous l'avons déjà souligné plus haut, l'intensité détectée à un instant donné sur un pixel de la caméra d'un polarimètre en espace libre peut résulter de contributions de différentes zones de l'échantillon, car celui-ci est éclairé dans son entier. C'est pourquoi, la matrice de Mueller mesurée avec cet instrument permet de mettre en évidence de la dépolarisation spatiale, s'il en existe. Au contraire, la nature de notre dispositif à fibre ne permet d'éclairer qu'une zone très petite à un instant donné, de sorte que l'intensité détectée dans un pixel donné à cet instant ne pourra provenir que de cette zone. En conséquence, la matrice de Mueller produite sera une matrice non dépolarisante.

Pour contourner ce problème et réussir à évaluer la dépolarisation spatiale à travers la fibre optique monomode, nous proposons de réaliser, pour chaque pixel, la somme de sa matrice de Mueller avec les matrices des pixels voisins et de normaliser la matrice de Mueller obtenue par son coefficient m_{11} . Ensuite, nous utilisons la décomposition de Lu et Chipman pour extraire la matrice dépolarisation \mathbf{M}_Δ . Pour rappel, cette matrice est une matrice diagonale qui s'écrit de la façon suivante :

$$\mathbf{M}_\Delta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad |a|, |b|, |c| \leq 1 \quad (5.6)$$

Nous calculons à partir de la matrice dépolarisation \mathbf{M}_Δ le taux de dépolarisation Δ :

$$\Delta = 1 - \frac{|a| + |b| + |c|}{3} \quad 0 \leq \Delta \leq 1 \quad (5.7)$$

Si les matrices de Mueller sont semblables, le taux de dépolarisation sera faible. Par contre, si les matrices sont très différentes les unes des autres, le taux de dépolarisation sera élevé. Les différentes opérations nécessaires pour calculer le taux de dépolarisation sont effectuées grâce à un programme MATLAB que nous avons conçu. L'ensemble des 8 pixels directement contigus avec le pixel considéré sera appelé "première couronne de

pixels” dans la suite. De même, l’ensemble des 16 pixels contigus à la première couronne sera appelé “deuxième couronne de pixels”, etc. En fixant à N le nombre de couronnes autour du pixel d’intérêt, le nombre de pixels voisins pris en considération dans les calculs sera donc égal à $(2N + 1)^2 - 1$: 8 pixels voisins si $N = 1$ (figure 5.2 a), 24 pixels voisins si $N = 2$ (figure 5.2 b), etc.

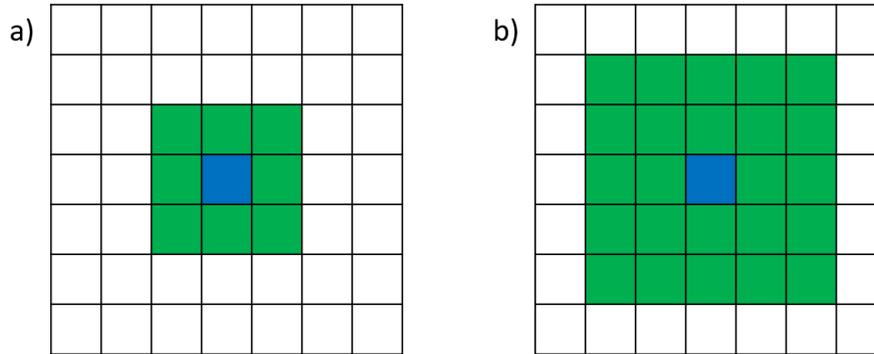


FIGURE 5.2 – Le taux de dépolarisation est calculé à partir de la somme de la matrice de Mueller d’un pixel donné (en bleu) et des matrices de ses pixels voisins (en vert). 8 pixels voisins sont utilisés lorsqu’une couronne est sélectionnée ($N = 1$) (a) tandis que 24 pixels voisins sont utilisés lorsqu’on choisit de travailler avec deux couronnes de pixels ($N = 2$) (b).

Avant de mesurer la dépolarisation spatiale de différents échantillons dont des tissus biologiques avec la méthode ci-dessus, nous allons étudier numériquement l’évolution de la dépolarisation en fonction de la diversité des matrices de Mueller. Comme nous l’avons indiqué précédemment, les tissus biologiques présentent principalement du retard de phase linéaire en plus de la dépolarisation. C’est pourquoi, pour notre étude, nous utilisons des matrices de Mueller correspondant à des matrices d’éléments retardeurs linéaires. À partir de la méthode proposée précédemment, nous allons calculer le taux de dépolarisation d’une matrice de Mueller correspondant à la somme d’un très grand nombre de matrices (10000 matrices) pour différentes plages de variations du retard de phase linéaire $\psi\delta_l$ ainsi que pour différentes plages de variations de l’orientation des axes neutres $\psi\theta$. Dans nos simulations :

- la plage de variation du retard de phase linéaire $\psi\delta_l$ augmente de 0° à 90° par pas de 5° autour d’une valeur centrale δ_{l0} ;
- la plage de variation de l’orientation des axes neutres du retard $\psi\theta$ augmente de 0° à 180° par pas de 5° autour d’une valeur centrale $\theta_0 = 0^\circ$.

Le retard et l’orientation des axes neutres de chaque matrice sont définis à partir d’une distribution aléatoire uniforme. Les résultats des simulations effectuées pour trois valeurs centrales de retard δ_{l0} : 45° , 90° et 135° sont représentés dans la figure 5.3 et les valeurs

du taux de dépolariation obtenues pour les valeurs minimales et maximales des plages de variation du retard et de l'orientation des axes neutres sont contenues dans le tableau 5.1.

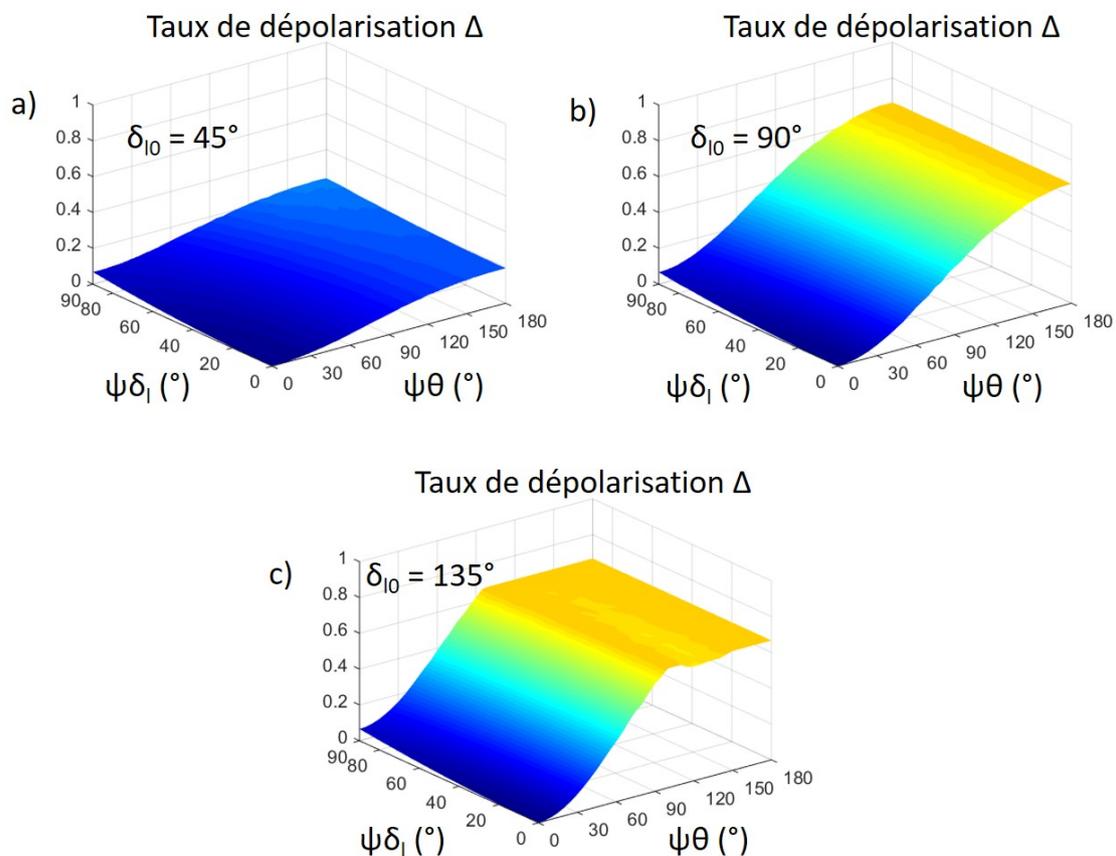


FIGURE 5.3 – Évolution du taux de dépolariation Δ calculé en fonction de la plage de variation de l'orientation des axes neutres $\psi\theta$ autour d'une valeur centrale $\theta_0 = 0^\circ$ et en fonction de la plage de variation du retard de phase linéaire $\psi\delta_l$ autour d'une valeur centrale de retard δ_{l0} de 45° (a), 90° (b) et 135° (c).

		Taux de dépolariation Δ		
$\psi\theta$ (°)	$\psi\delta_l$ (°)	$\delta_{l0} = 45^\circ$	$\delta_{l0} = 90^\circ$	$\delta_{l0} = 135^\circ$
0	0	0	0	0
0	90	0,07	0,07	0,07
180	0	0,20	0,67	0,67
180	90	0,24	0,67	0,67

Tableau 5.1 – Valeurs du taux de dépolariation Δ pour les valeurs minimales et maximales des plages de variations du retard de phase linéaire $\psi\delta_l$ et de l'orientation des axes neutres $\psi\theta$. $\psi\delta_{l0}$ est la valeur du retard autour de laquelle le retard varie.

Ces simulations permettent de tirer plusieurs enseignements :

- si le retard δ_l est constant : $\delta_l = \delta_{l0}$ et $\psi\delta_l = 0^\circ$. Δ augmente de plus en plus lorsque $\psi\theta$ augmente. De plus, Δ est aussi de plus en plus élevé lorsque la valeur centrale du retard δ_{l0} augmente ;
- si l'orientation des axes neutres θ est constante : $\theta = \theta_0 = 0^\circ$ et $\psi\theta = 0^\circ$. Δ augmente de plus en plus lorsque $\psi\delta_l$ augmente, et de manière identique quelle que soit la valeur du retard δ_{l0} ;
- pour des plages de variations du retard $\psi\delta_l$ et de l'orientation des axes neutres $\psi\theta$ fixées, le taux de dépolarisation Δ augmente avec δ_{l0} ;
- Δ atteint une valeur maximale qui vaut $2/3$ lorsque $\psi\delta_l$ et/ou $\psi\theta$ sont suffisamment grandes.

On constate finalement que le taux de dépolarisation obtenu est d'autant plus élevé que :

- la plage de distribution de l'orientation des axes neutres des différentes matrices additionnées est large et/ou la plage de distribution de leurs retards, autour de la valeur centrale choisie, est étendue. Autrement dit, on trouve un taux de dépolarisation d'autant plus élevé que la variété des matrices ajoutées est grande, ce qui correspond qualitativement au résultat que l'on pouvait prévoir ;
- la valeur centrale du retard, autour de laquelle on fixe l'étendue de la plage des variations possibles du retard, est grande.

Cependant, il n'est pas possible d'obtenir une dépolarisation totale ($\Delta = 1$) avec un échantillon qui présente uniquement du retard de phase linéaire, comme c'est le cas dans les simulations présentées ici. Effectivement, nos calculs montrent que, dans cette situation, le taux de dépolarisation ne peut dépasser la valeur maximale de $2/3$. Pour dépasser cette valeur, il faut que d'autres effets polarimétriques interviennent. Par exemple, si l'échantillon présente de la diatténuation linéaire en plus du retard linéaire, la variété des matrices ajoutées est encore plus grande. En effet, selon la valeur de la diatténuation en différents points de l'échantillon, les coefficients de la première ligne et de la première colonne ne sont pas identiques alors qu'ils valent 0 lorsqu'il y a uniquement du retard linéaire.

À partir de la simulation précédente effectuée avec la valeur centrale du retard de 135° , nous avons ajouté la même valeur de diatténuation linéaire à chaque matrice de Mueller mais avec une orientation des axes d'atténuation orthogonaux dont la plage de variation est de 180° autour de 0° . Les résultats de simulations réalisées pour trois valeurs de diatténuation linéaire D_L : 0,1 ; 0,5 et 0,9 sont représentés dans la figure 5.4. On remarque que le taux de dépolarisation maximal Δ_{max} augmente avec la diatténuation linéaire. Bien que la plage de variation de l'orientation des axes d'atténuation soit très

large, Δ_{max} augmente seulement de 1.10^{-3} environ pour $D_L = 0,1$ et de $0,03$ pour $D_L = 0,5$ par rapport à la situation où il n'y a que du retard linéaire. Δ_{max} augmente beaucoup plus en passant de $0,67$ à $0,83$ lorsque la diatténuation linéaire est égale à $0,9$. Cette valeur de diatténuation s'approche de celle d'un polariseur linéaire, ce type de composant présentant une diatténuation linéaire tendant vers 1 à 10^{-2} voire 10^{-4} près, suivant le modèle.

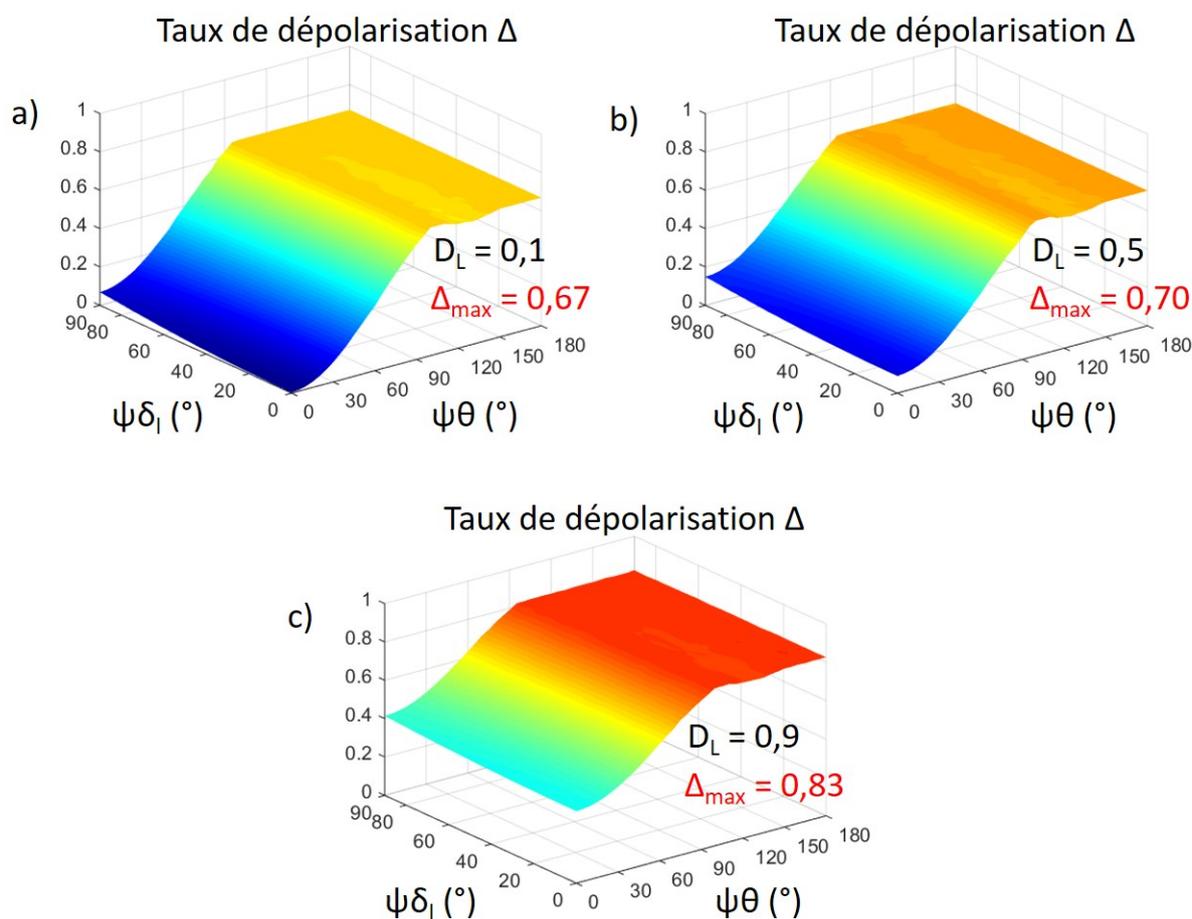


FIGURE 5.4 – Évolution du taux de dépolarisation Δ en fonction de la plage de variation de l'orientation des axes neutres $\psi\theta$ autour d'une valeur centrale $\theta_0 = 0^\circ$ et en fonction de la plage de variation du retard de phase linéaire $\psi\delta_l$ autour d'une valeur centrale de retard δ_{l0} de 135° . La diatténuation linéaire D_L est égale à $0,1$ (a), $0,5$ (b) et $0,9$ (c) et la plage de variation de l'orientation des axes d'atténuation est de 180° autour d'une valeur centrale de 0° .

Les simulations numériques nous ont permis de tester la méthode de la somme des matrices de pixels voisins et d'étudier l'évolution de la dépolarisation spatiale en fonction de la diversité des matrices de Mueller. Il est difficile de conclure sur l'exactitude des valeurs de dépolarisation trouvées car il n'existe pas de référence avec laquelle faire des comparaisons. Cependant, toutes les tendances observées (augmentation du taux de

dépolarisation avec la variété des matrices sommées) vont dans le sens de nos prévisions, ce qui nous encourage à mettre en œuvre expérimentalement la méthode de la somme des matrices pour évaluer la dépolarisation spatiale de différents échantillons. C'est ce travail qui est présenté dans la prochaine partie.

5.2 Mesure de la dépolarisation spatiale de différents échantillons par la méthode de la somme des matrices des pixels voisins

Dans un premier temps, nous allons déterminer la dépolarisation spatiale de deux échantillons manufacturés dont les propriétés de dépolarisation sont connues et ont été mesurées dans plusieurs études avec un polarimètre de Mueller en espace libre. Dans un deuxième temps, nous analyserons trois échantillons biologiques dont les propriétés de dépolarisation spatiale sont inconnues. Les images sont faites soit avec le scanner à miroirs galvanométriques (126×126 pixels), soit avec la microsonde à fibre résonnante (250×250 pixels). Le scanner à miroirs galvanométriques a été utilisé dans la première partie de la thèse, tant que la microsonde était encore en phase de conception. Dès que celle-ci a été fabriquée et validée, elle a remplacé le scanner à miroirs galvanométriques dans nos mesures. Dans l'idéal, pour permettre des comparaisons plus rigoureuses, les mesures effectuées initialement avec le scanner à miroirs galvanométriques devraient être refaites avec la microsonde.

5.2.1 Un échantillon non diffusant : une lame d'onde $\lambda/8$

Le premier échantillon que nous analysons est une lame d'onde $\lambda/8$ d'ordre 0 à 633 nm qui est un échantillon non diffusant. Il s'agit de la lame déjà analysée aux chapitres 3 et 4. En utilisant l'endomicroscope avec la méthode bichromatique, nous réalisons une image de Mueller d'une région de $150 \mu\text{m}$ de diamètre environ de la lame (250×250 pixels, résolution optique : $4 \mu\text{m}$). Pour analyser la lame sur un aller-retour, un miroir de renvoi est positionné juste derrière celle-ci, perpendiculairement au faisceau incident. Pour remplir les pixels vides de l'image (ceux pour lesquels aucune mesure n'est effectuée lors du balayage avec le microscanner), une interpolation spatiale à pondération inverse à la distance est effectuée, en utilisant les matrices mesurées dans l'environnement de ces pixels vides. Cette interpolation est nécessaire afin que le taux de dépolarisation de chaque pixel soit calculé en utilisant le même nombre de matrices.

La décomposition de Lu et Chipman de la matrice de chaque pixel permet de vérifier que la zone analysée présente un retard et une orientation des axes neutres très homogènes

malgré la présence de franges d'égale inclinaison qui entraînent une légère modification des valeurs mesurées (voir les images déjà montrées au chapitre 4, figure 4.44). L'image du taux de dépolarisation obtenue sans réaliser la somme de matrices ($N = 0$) montre que la dépolarisation est quasi nulle sur l'ensemble de l'image avec une valeur maximale de $3,5 \cdot 10^{-4}$ (figure 5.5 a). Comme la lame d'onde $\lambda/8$ présente essentiellement du retard de phase linéaire, il est possible d'appliquer la méthode de la somme des matrices voisines sur les matrices retard obtenues après décomposition des matrices brutes. Lorsque le taux de dépolarisation est calculé à partir de cette méthode, la valeur obtenue est quasiment nulle sur toute l'image comme on peut le voir dans la figure 5.5 b, c et d. En effet, quel que soit le nombre de matrices voisines utilisées pour réaliser la somme, la valeur maximale du taux de dépolarisation est comprise entre 10^{-4} et 10^{-3} . Ceci s'explique par le fait que les matrices de Mueller sont toutes quasiment identiques entre pixels voisins. La méthode de la somme des matrices voisines conduit donc à la conclusion que la lame d'onde n'est pas un élément dépolarisant, comme on pouvait l'espérer.

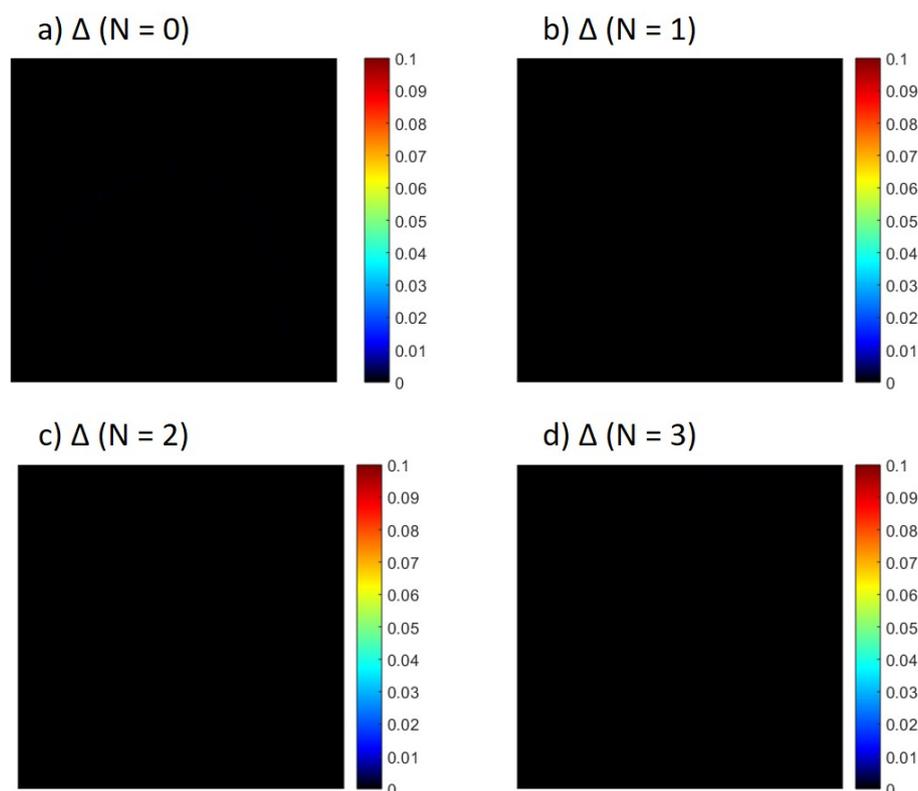


FIGURE 5.5 – Images du taux de dépolarisation d'une lame d'onde $\lambda/8$ obtenues sans réaliser la somme de matrices de pixels voisins ($N = 0$) (a) et en effectuant pour chaque pixel la somme de la matrice de ce pixel avec les matrices des 8 pixels voisins ($N = 1$) (b), des 24 pixels voisins ($N = 2$) (c), des 48 pixels voisins ($N = 3$) (d).

5.2.2 Un échantillon très fortement diffusant : le Spectralon

Le Spectralon, créé par l'entreprise Labsphere, est un matériau constitué d'une poudre d'un polymère thermoplastique (polytétrafluoroéthylène ou PTFE) qui a été compressée afin d'obtenir un solide [129]. Il présente un comportement diffusant hautement lambertien à cause de sa structure poreuse dans laquelle une lumière incidente subit de multiples réflexions. Le Spectralon est notamment utilisé comme étalon de réflexion diffuse. Suivant les paramètres de fabrication, la réflectivité diffuse de l'échantillon de Spectralon considéré peut varier de 2 % à 99 %. Pour nos expériences, nous choisirons un échantillon de forte réflectivité diffuse : supérieure à 99 % dans la gamme de longueurs d'onde de 400 nm à 1500 nm et supérieure à 95 % de 250 nm à 2500 nm [130]. C'est la réflectivité diffuse la plus élevée parmi tous les matériaux ou couches minces connus dans la gamme UV, visible et proche infrarouge.



FIGURE 5.6 – Photographie d'une pièce de Spectralon issue du [site internet](#) de l'entreprise Edmund optics.

Nous réalisons une image de Mueller d'une zone de $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ (126×126 pixels) d'un échantillon de Spectralon en utilisant le scanner à miroirs galvanométriques. Pour la détection du signal à λ_2 , c'est-à-dire celui provenant de l'échantillon, nous utilisons un tube photomultiplicateur (Hamamatsu H7422-40) à la place de la photodiode car le niveau de signal en retour collecté par la fibre est très faible. Les caractéristiques polarimétriques issues de la décomposition de l'image de Mueller sont représentées dans la figure 5.7. Les valeurs correspondant à une intensité trop faible (c'est-à-dire pour laquelle le rapport signal utile/signal parasite est inférieur au seuil requis pour obtenir une mesure fiable) (voir chapitre 4, sous-section 4.1.1) sont mises à zéro.

On constate que le Spectralon présente une réponse polarimétrique qui change fortement d'un point à l'autre de la zone analysée. En effet, le retard de phase linéaire (δ_l), l'orientation des axes neutre ($\alpha(\delta_l)$), la diatténuation linéaire (D_L) et la diatténuation circulaire (D_C) sont très différents selon la partie de l'image considérée. Par contre, le retard de phase circulaire (δ_c) est faible sur une très grande partie de l'image. Au regard de l'analyse conduite dans la sous-section 5.1.1, le taux de dépolarisation calculé par décomposition de la matrice de Mueller mesurée pour chaque pixel devrait être nul quel

que soit le pixel considéré, à cause du double rôle de filtrage joué par la fibre monomode. Or nous remarquons dans l'image du taux de dépolarisation Δ montrée figure 5.7 f que des valeurs de dépolarisation faibles mais non nulles sont obtenues pour certains pixels. Ces valeurs correspondent à des valeurs d'intensité insuffisantes (rapport signal utile/signal parasite faible) et aussi à une non physique plus ou moins importante de certaines matrices mesurées.

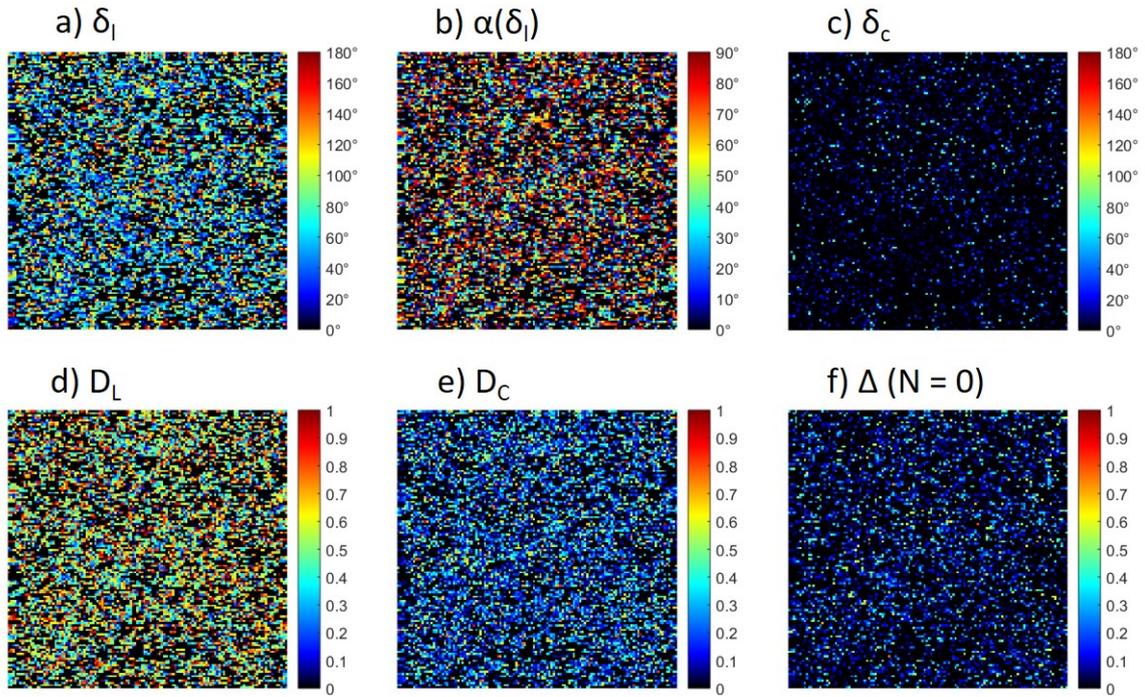


FIGURE 5.7 – Caractéristiques polarimétriques extraites de l'image de Mueller d'une zone du Spectralon obtenues par la décomposition de Lu et Chipman. Le taux de dépolarisation Δ est déterminé pour chaque pixel sans réaliser la somme de pixels voisins ($N = 0$).

Quoiqu'il en soit, de manière générale, les valeurs de dépolarisation mesurées à travers la fibre optique sans mettre en oeuvre la méthode de la somme des matrices voisines ne permettent pas de retrouver les résultats obtenus dans le cadre de plusieurs études portant sur des caractérisations polarimétriques en espace libre du Spectralon, avec une taille de champ étendue, et qui montrent que le Spectralon se comporte comme un dépolariseur idéal [2][131][132]. Pour tenter de retrouver la dépolarisation spatiale du Spectralon à l'aide des mesures effectuées à travers la fibre endoscopique monomode, nous appliquons la méthode de la somme de matrices de pixels voisins. Pour chaque pixel de l'image, nous réalisons la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec les matrices des 8 pixels voisins ($N = 1$), des 24 pixels voisins ($N = 2$) et des 48 pixels voisins ($N = 3$). Nous décomposons ensuite les matrices sommes obtenues par la méthode de Lu et Chipman.

Les images de dépolarisation obtenues dans les trois cas ($N = 1$, $N = 2$, $N = 3$) sont présentées dans la figure 5.8.

La dépolarisation calculée est très différente d'une région à l'autre de l'image avec une valeur maximale qui atteint 0,81 (dans l'image pour laquelle $N = 1$). Les fortes valeurs de dépolarisation obtenues traduisent une très grande diversité, au niveau local, des réponses polarimétriques mesurées. La dépolarisation calculée dépend du nombre de matrices utilisées pour réaliser la somme comme cela est visible lorsque N augmente de 1 à 3. Comme on pouvait le prévoir, plus le nombre de matrices ajoutées augmente (N croissant), plus l'écart-type de la distribution des dépolarisations diminue (figure 5.9), c'est-à-dire que la dépolarisation tend vers une valeur représentant le taux de dépolarisation de l'ensemble de la zone analysée.

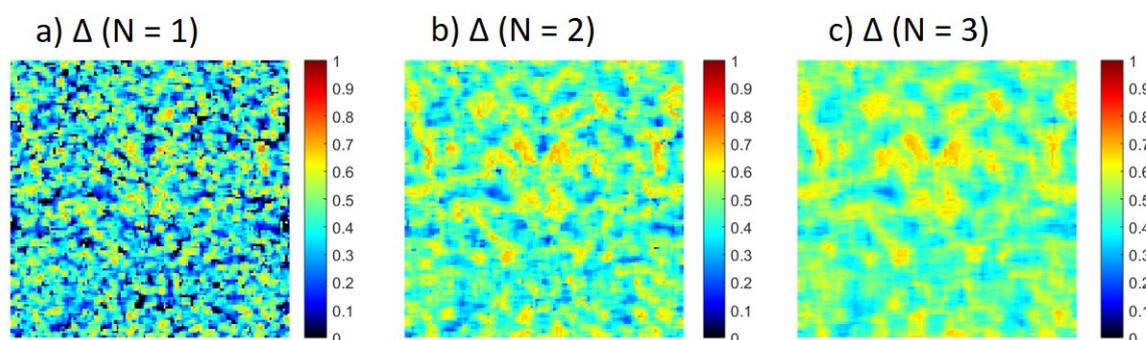


FIGURE 5.8 – Images du taux de dépolarisation Δ du Spectralon obtenues en réalisant pour chaque pixel la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec celles des 8 pixels voisins ($N = 1$), des 24 pixels voisins ($N = 2$) et des 48 pixels voisins ($N = 3$).

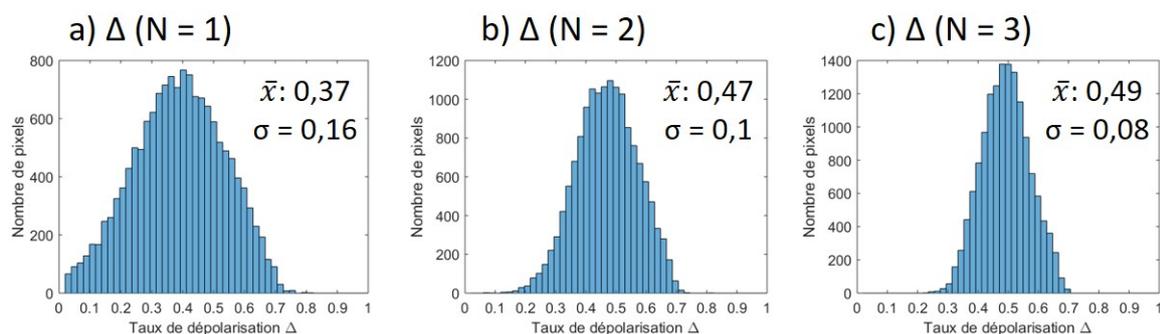


FIGURE 5.9 – Histogrammes du taux de dépolarisation Δ du Spectralon obtenus en réalisant pour chaque pixel la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec celles des 8 pixels voisins ($N = 1$) (a), des 24 pixels voisins ($N = 2$) (b) et des 48 pixels voisins ($N = 3$) (c). \bar{x} est la valeur moyenne et σ est l'écart-type des valeurs de Δ .

La matrice de Mueller normalisée \mathbf{M}_{S99} de la somme de l'ensemble des matrices de Mueller de la zone analysée est donnée ci-dessous :

$$\mathbf{M}_{S99} = \begin{bmatrix} 1,000 & -0,006 & 0,003 & 0,003 \\ -0,030 & 0,628 & 0,011 & -0,017 \\ -0,012 & 0,005 & 0,610 & 0,003 \\ -0,010 & 0,018 & 0,023 & 0,221 \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

Cette matrice correspond essentiellement à la matrice de Mueller d'un élément dépolarisateur car les coefficients m_{22} , m_{33} et m_{44} sont beaucoup plus élevés que les valeurs absolues des autres coefficients qui sont proches de zéro. En se fiant à cette matrice, on peut conclure que :

- le Spectralon se comporte comme un dépolarisateur partiel parce que les coefficients m_{22} , m_{33} et m_{44} sont différents de zéro ;
- le taux de dépolarisation directement calculé à partir de la matrice brute \mathbf{M}_{S99} est égal à 0,51 ;
- la dépolarisation spatiale induite par le Spectralon est peu sensible à l'orientation d'un état de polarisation rectiligne car les coefficients m_{22} et m_{33} ont des valeurs proches ;
- un état de polarisation circulaire est plus dépolarisé par le Spectralon qu'un état rectiligne car le coefficient m_{44} est nettement plus petit que les coefficients m_{22} et m_{33} .

Les taux de dépolarisation obtenus avec la méthode de la somme de matrices voisines indiquent que le Spectralon est un élément fortement dépolarisant alors qu'il apparaît faiblement dépolarisant lorsque cette méthode n'est pas appliquée ($N = 0$). Néanmoins, les valeurs de dépolarisation lorsque le Spectralon est éclairé sous incidence normale ne correspondent pas à celle d'un dépolarisateur idéal ($\Delta \simeq 1$) comme cela a été mis en évidence dans plusieurs études réalisées en espace libre portant sur cet échantillon de forte réflectivité diffuse (99 %) [131][132]. Cependant, il est difficile de comparer les résultats que nous avons obtenus avec les résultats de ces études car les conditions expérimentales sont très différentes. Par exemple, J. M. Sanz *et al.* ont mesuré en espace libre la matrice de Mueller de façon ponctuelle avec une zone éclairée de 600 μm de diamètre correspondant à la taille du spot lumineux au niveau de l'échantillon [132]. Dans notre cas, nous balayons avec le scanner à miroirs galvanométriques une surface de 500 μm de côté avec un spot lumineux sur l'échantillon de 13 μm environ (46 fois plus petit que la taille du spot utilisé par J. M. Sanz *et al.*) et une partie de la lumière rétrodiffusée par l'échantillon est collectée par une fibre monomode avant d'être analysée par le PSA. Or, comme on l'a vu dans la sous-section 5.1.1, la mesure de la dépolarisation spatiale dépend fortement des conditions

de mesure. D'ailleurs, Dupont *et al.* ont montré que la somme des vecteurs de Stokes sur une surface de plus en plus grande du détecteur entraîne une diminution du DOP mesuré de la lumière diffusée par le Spectralon, c'est-à-dire une dépolarisation mesurée de plus en plus importante et le DOP est quasiment égal à zéro pour une surface du détecteur suffisamment grande [128].

Même si les valeurs numériques de taux de dépolarisation spatiale trouvées dans nos expériences diffèrent de celles publiées dans la littérature, les tendances sont les mêmes : en particulier, les résultats que nous avons obtenus avec la lame d'onde et avec le Spectralon montrent que la méthode de la somme de matrices voisines permet de rendre compte de la variété des matrices de Mueller mesurées dans des régions plus ou moins grandes d'un échantillon selon le nombre de matrices voisines considéré. Bien qu'elle mérite d'être mieux validée par des études plus approfondies, cette méthode de la somme des matrices voisines paraît intéressante pour l'analyse de tissus biologiques.

5.2.3 Divers échantillons biologiques

À présent, nous allons nous consacrer à la mesure de la dépolarisation de tissus biologiques qui est le domaine d'application visé, en appliquant la méthode d'addition des matrices voisines que nous avons expérimentée précédemment avec la lame d'onde non dépolarisante et avec l'étalon de diffusion dépolarisant (Spectralon).

Le premier échantillon (E1) est issu d'un muscle tibial antérieur d'une souris. Il a été coupé dans la longueur du muscle avec une épaisseur de $30 \mu\text{m}$ et il a ensuite été déposé sur un miroir afin d'être analysé. Ce type de muscle est constitué de tissu musculaire strié. Les cellules musculaires (les myocytes) sont composées de myofilaments constitués eux-mêmes de filaments épais (la myosine) et de filaments fin (l'actine). Les filaments de myosine sont considérés comme anisotrope et à l'origine de la biréfringence du tissu musculaire [133].

Nous avons tout d'abord réalisé l'image de Mueller de l'échantillon avec notre endomicroscope polarimétrique, par la méthode bichromatique ($400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$; 250×250 pixels; résolution optique : $4 \mu\text{m}$). Cette image est affichée dans la figure 5.10 et les images des caractéristiques polarimétriques extraites de la décomposition de Lu et Chipman sont montrées dans la figure 5.11.

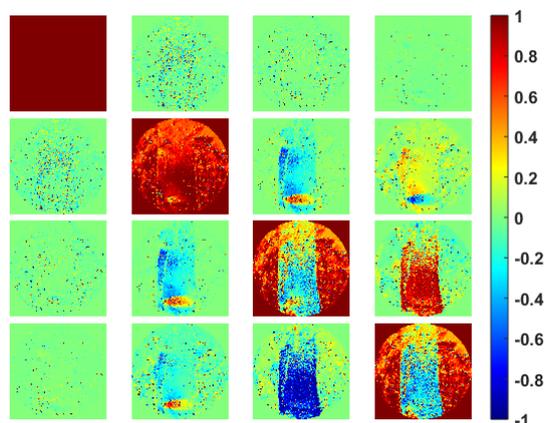


FIGURE 5.10 – Image de Mueller d’un échantillon d’un muscle tibiale antérieure d’une souris (épaisseur de $30 \mu\text{m}$) réalisée avec notre endomicroscope polarimétrique en utilisant la méthode bichromatique.

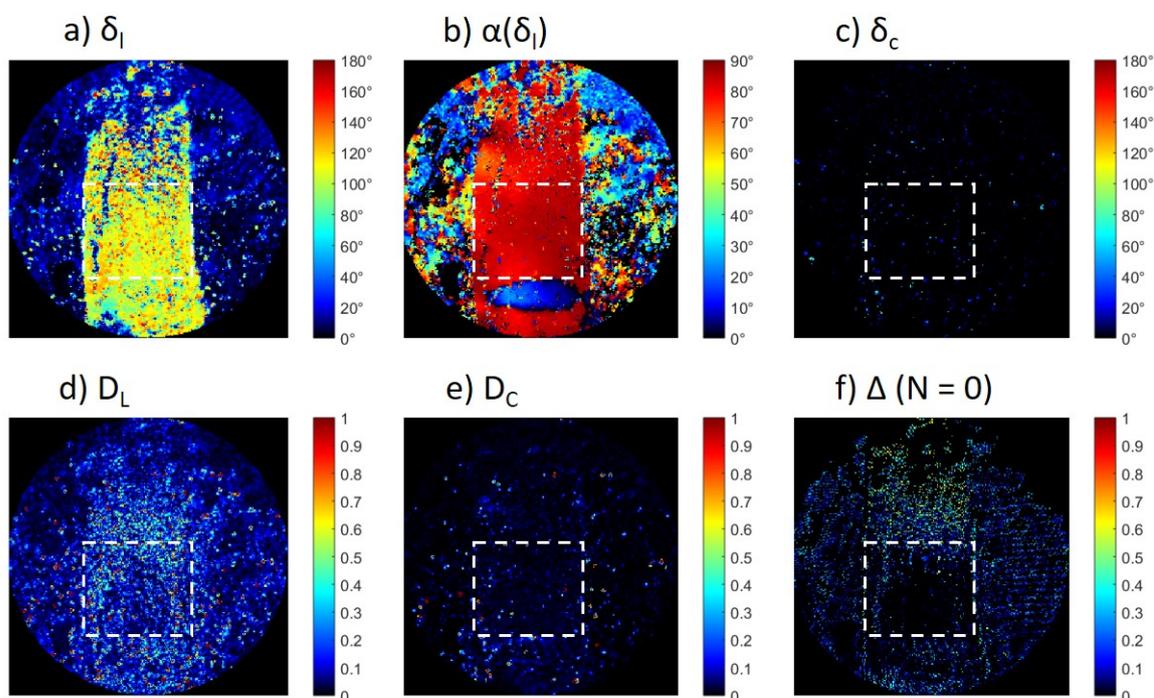


FIGURE 5.11 – Caractéristiques polarimétriques issues de l’image de Mueller obtenues par la décomposition de Lu et Chipman. Le taux de dépolarisation Δ est calculé pour chaque pixel sans réaliser la somme des matrices de pixels voisins ($N = 0$).

La présence d’un retard de phase linéaire δ_l élevé et homogène dans la partie centrale de l’image révèle bien l’anisotropie du tissu musculaire attribuée aux filaments de myosine. L’orientation des axes neutres $\alpha(\delta_l)$ est également très homogène, ce qui signale une structure très régulière du tissu dans cette partie. Au bas de l’image, on remarque aussi

une orientation différente mais continue de pixel à pixel (région en bleu, correspondant à une orientation des axes neutres relative de 10° à 20°) qui indique une autre orientation des filaments de myosine. Dans la partie supérieure de la zone étudiée de l'échantillon, on note une variation importante du retard et de l'orientation des axes neutres. Le taux de dépolarisation γ est aussi le plus élevé. Ceci est dû à un rapport du signal utile sur le signal parasite plus faible. En effet, à cause de la fracture en angle de la fibre, l'intensité du signal utile provenant de l'échantillon est plus petite dans la partie supérieure de l'image que dans la partie inférieure. En déplaçant l'échantillon de quelques centaines de μm en-dessous ou au-dessus de la zone analysée ici, nous retrouvons pour cette région un retard de phase linéaire très proche de celui mesuré précédemment au milieu de l'image et une orientation des axes neutres identique.

Nous allons concentrer notre attention sur la région de l'échantillon encadrée par des lignes pointillées blanches qui est la région où le signal utile est le plus grand et donc où le signal parasite a le moins d'influence. On constate sur les figures 5.11 a et b que le retard de phase linéaire et l'orientation des axes neutres semblent à peu près constants dans la région considérée. En effet, la plage de variations des retards mesurés s'étend sur seulement 10° autour de 110° pour la très grande majorité des pixels, et celle de l'orientation des axes neutres s'étend sur seulement 5° autour de 85° , comme le montrent les histogrammes de la figure 5.12. Compte tenu de ce que nous ont montré les simulations, on devrait trouver une dépolarisation faible. Effectivement, en appliquant la méthode d'addition des matrices, le taux de dépolarisation est inférieur à 0,2 dans la plus grande partie de la région considérée comme on peut le voir dans les images du taux de dépolarisation (figure 5.13). Ce résultat met en évidence la grande uniformité de la réponse polarimétrique de l'échantillon dans cette zone.

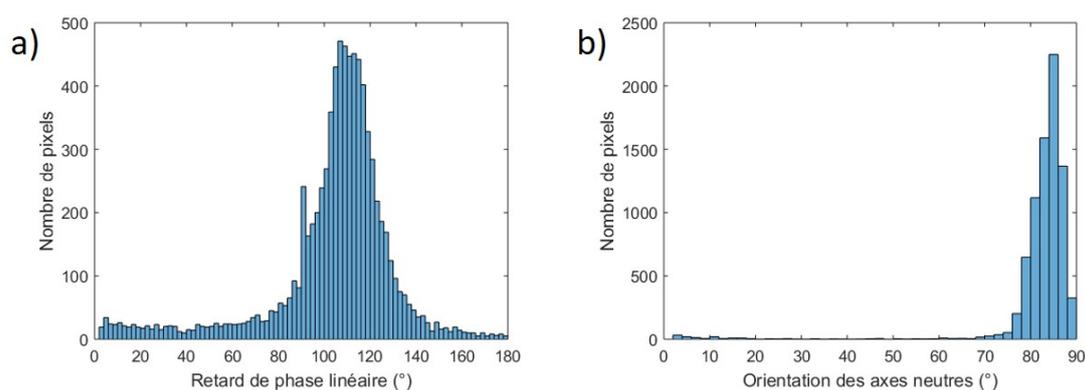


FIGURE 5.12 – Histogrammes du retard de phase linéaire (a) et de l'orientation des axes neutres (b) de la région d'intérêt encadrée par des lignes blanches discontinues (amplitude des classes des histogrammes : 2°).

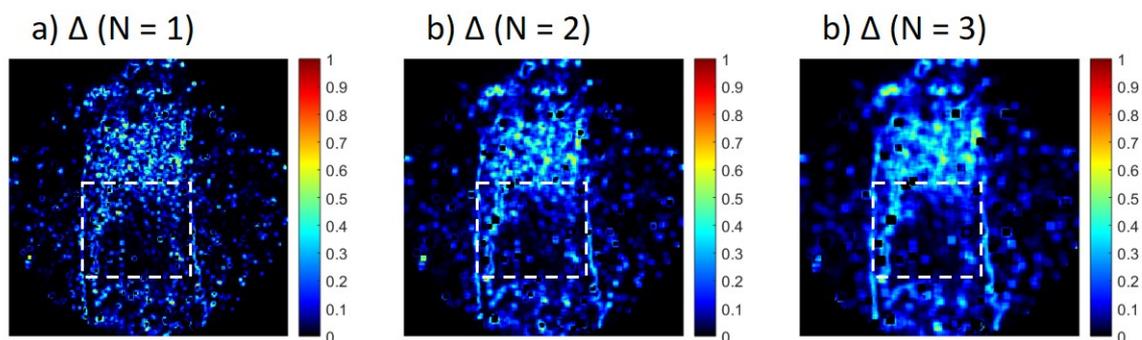


FIGURE 5.13 – Images du taux de dépolarisation Δ obtenues en réalisant pour chaque pixel la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec celles des 8 pixels voisins ($N = 1$), des 24 pixels voisins ($N = 2$) et des 48 pixels voisins ($N = 3$).

Le deuxième échantillon (E2) étudié est un échantillon de tendon de queue de rat contenant du collagène de type I. Il a une épaisseur de $8 \mu\text{m}$ et il a été déposé sur un miroir comme les échantillons biologiques analysés précédemment. Une zone de $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ (126×126 pixels) a été balayée par le scanner à miroirs galvanométriques. L'image de Mueller et les caractéristiques polarimétriques de cette zone sont présentées respectivement dans la figure 5.14 et dans la figure 5.15. La diatténuation et la polarisance sont très faibles sur la majeure partie de l'échantillon comme cela est visible sur la première ligne et la première colonne de l'image de Mueller et aussi sur les images de la diatténuation linéaire D_L et de la diatténuation circulaire D_C . Le retard de phase circulaire δ_c est quasi nul dans la zone analysée. L'échantillon crée essentiellement du retard de phase linéaire δ_l . Enfin, le taux de dépolarisation déterminé directement à partir de la matrice de Mueller de chaque pixel est inférieur à 0,1 sur la majeure partie de l'image.

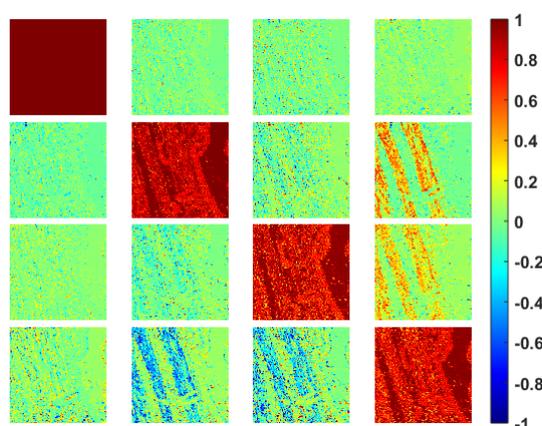


FIGURE 5.14 – Image de Mueller d'un échantillon d'un tendon de queue de rat (épaisseur de $30 \mu\text{m}$) contenant du collagène de type I réalisée avec le scanner à miroirs galvanométriques.

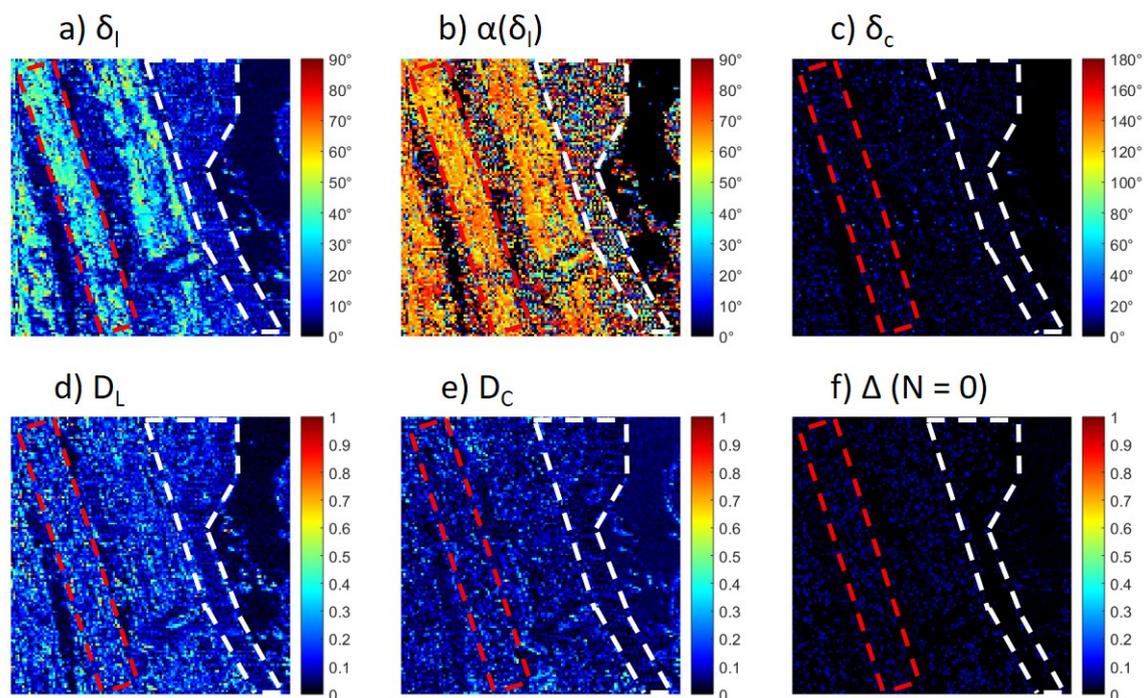


FIGURE 5.15 – Caractéristiques polarimétriques extraites de l’image de Mueller obtenues par la décomposition de Lu et Chipman. Le taux de dépolarisation Δ est calculé pour chaque pixel sans réaliser la somme des matrices des pixels voisins ($N = 0$). Les régions encadrées en rouge et en blanc sont nommées respectivement régions E2.1 et E2.2.

Trois régions dont l’une est encadrée en rouge (région E2.1) présentent un retard plus élevé. Le retard et l’orientation des axes neutres est similaire dans chacune de ces régions. En effet, le retard de phase linéaire est principalement compris entre 20° et 40° (figure 5.16 a) et l’orientation des axes neutres est comprise entre 60° et 70° (figure 5.16 b). Cette grande uniformité du retard et de l’orientation des axes neutres semble indiquer la présence de fibres de collagène. Dans la région encadrée en blanc (région E2.2), les orientations des axes neutres sont distribuées de manière assez homogène dans toute la plage angulaire entre 0° et 90° , ce qui suggère qu’il n’y a pas de biréfringence linéaire marquée dans cette région (figure 5.16 d). Ceci est confirmé par les faibles valeurs de retard mesurées (comprises entre 0° et 20°) (figure 5.16 c) qui signalent l’absence de fibres de collagène dans cette région.

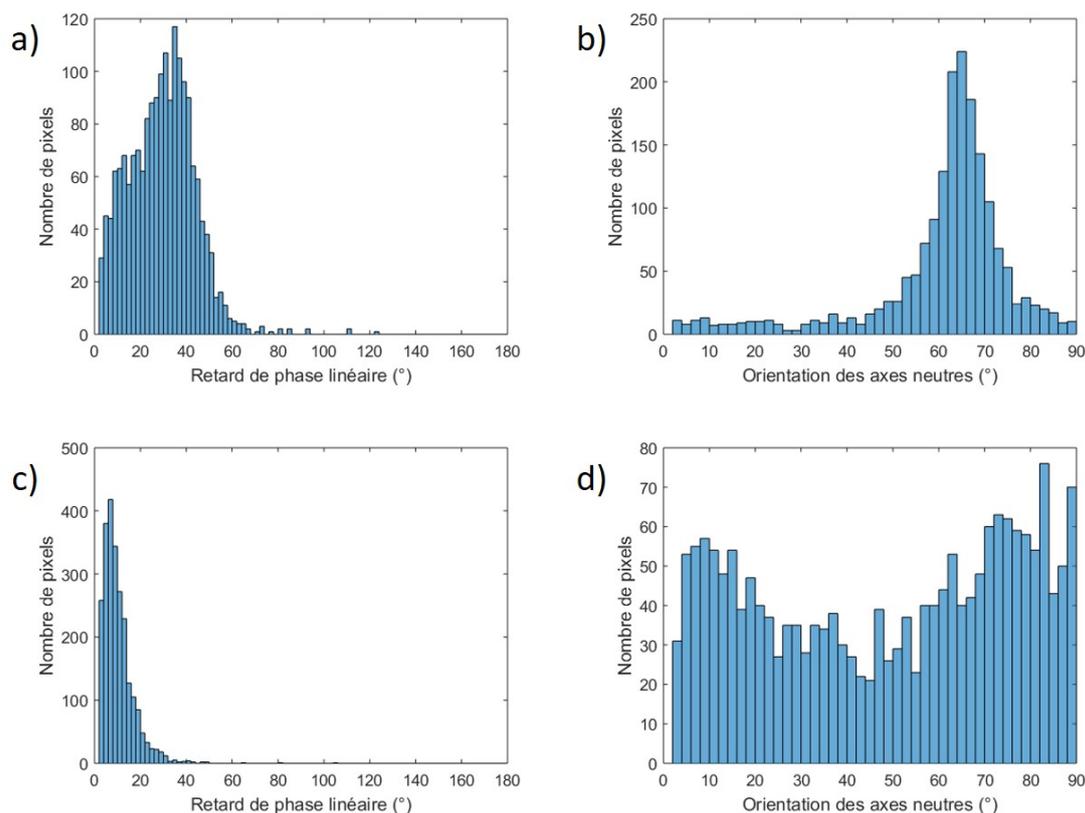


FIGURE 5.16 – Histogrammes du retard de phase linéaire et de l’orientation des axes neutres de la région E2.1 encadrée en rouge (a et b) et de la région E2.2 encadrée en blanc (c et d) (amplitude des classes des histogrammes : 2°).

En appliquant la méthode de la somme des matrices, la dépolarisation spatiale obtenue est faible avec une valeur inférieure à 0,1 sur la quasi totalité de l’image (figure 5.17). Dans la région E2.1, les caractéristiques polarimétriques, plus particulièrement le retard de phase linéaire et l’orientation des axes neutres, sont proches d’un pixel à un autre. Ainsi, elles ne sont pas assez diverses localement pour engendrer une dépolarisation spatiale élevée. Dans la région E2.2, la dépolarisation est aussi très faible (nettement inférieure à 0,1) malgré des orientations des axes neutres variées. Ceci est dû au fait que le retard est très similaire d’un pixel à l’autre dans cette région et que, de surcroît, il est assez faible avec des valeurs inférieures à 20° . Ce résultat est en bon accord avec les conclusions des simulations, qui montraient que la dépolarisation est de plus en plus faible lorsque le retard diminue même si l’orientation des axes neutres est très différente d’un pixel à un autre.

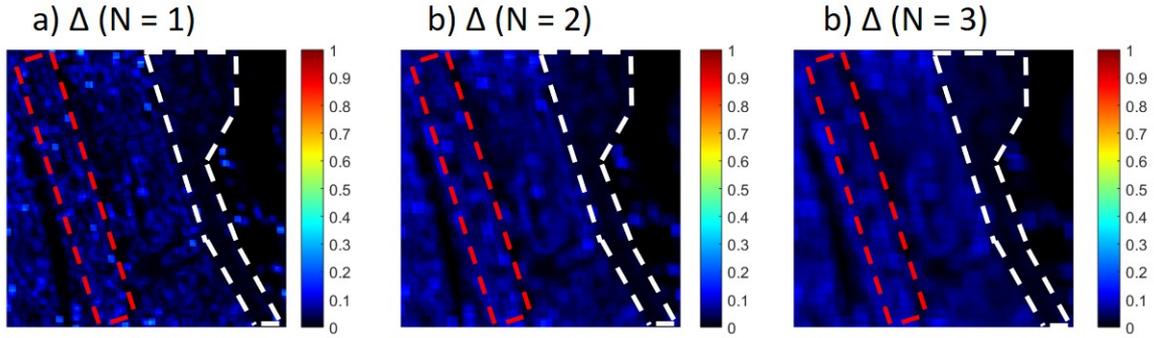


FIGURE 5.17 – Images du taux de dépolarisation Δ obtenues en réalisant pour chaque pixel la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec celles de 8 pixels voisins ($N = 1$), de 24 pixels voisins ($N = 2$) et de 49 pixels voisins ($N = 3$).

Le troisième et dernier échantillon (E3) que nous avons étudié provient aussi d'un tendon de queue de rat. Il a été coupé au microtome avec une épaisseur de $40 \mu\text{m}$ avant d'être déposé sur un miroir. Avec le scanner à miroirs galvanométriques, nous réalisons une image de Mueller (figure 5.18) d'une zone de $750 \mu\text{m} \times 750 \mu\text{m}$ (126×126 pixels) environ de l'échantillon. Les images des caractéristiques polarimétriques sont montrées dans la figure 5.19.

Comme l'échantillon de tendon E2 analysé précédemment, certaines parties de cet échantillon de tendon présentent du retard de phase linéaire. Il y a une variation importante à la fois du retard et de l'orientation des axes neutres dans certaines régions telles que celle encadrée en blanc (région E3.1). Cependant, lorsqu'on n'emploie pas la méthode de la somme des matrices voisines, cela ne se traduit pas par un taux de dépolarisation élevé à cause du filtrage spatial effectué par la fibre monomode. La dépolarisation est identique à celle mesurée dans la région encadrée en rouge (région E3.2) où le retard et l'orientation sont plus homogènes comme cela est visible avec les histogrammes de la figure 5.20.

En revanche, en calculant le taux de dépolarisation à partir de la somme de matrices de Mueller proches, des valeurs de dépolarisation élevées apparaissent (figure 5.21). Dans la région E3.1 notamment, la dépolarisation dépasse 0,6 pour certains pixels alors qu'elle est nettement plus petite dans la région 2. Ce résultat montre que les réponses polarimétriques sont très différentes localement dans certaines régions de l'échantillon comme cela est aussi visible sur les images du retard linéaire et de l'orientation des axes neutres. Les régions où le retard et l'orientation sont semblables de pixel à pixel, qui correspondent à une faible dépolarisation spatiale, sont plus petites que celles de l'échantillon de tendon E2. Cela semble signifier que l'organisation des fibres de collagène est moins régulière dans l'échantillon E3 que dans l'échantillon E2.

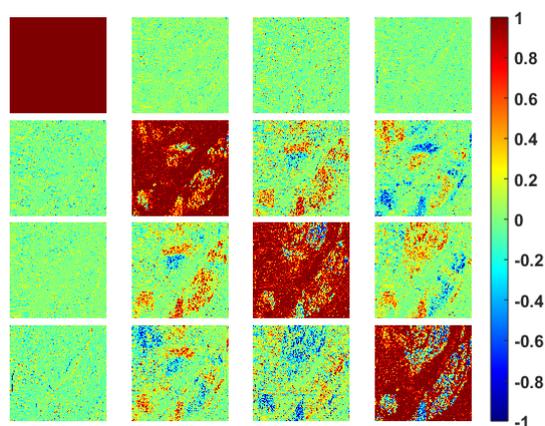


FIGURE 5.18 – Image de Mueller d'un échantillon d'un tendon de queue de rat (épaisseur de $40 \mu\text{m}$) contenant du collagène de type I réalisée par la méthode bichromatique avec le scanner à miroirs galvanométriques.

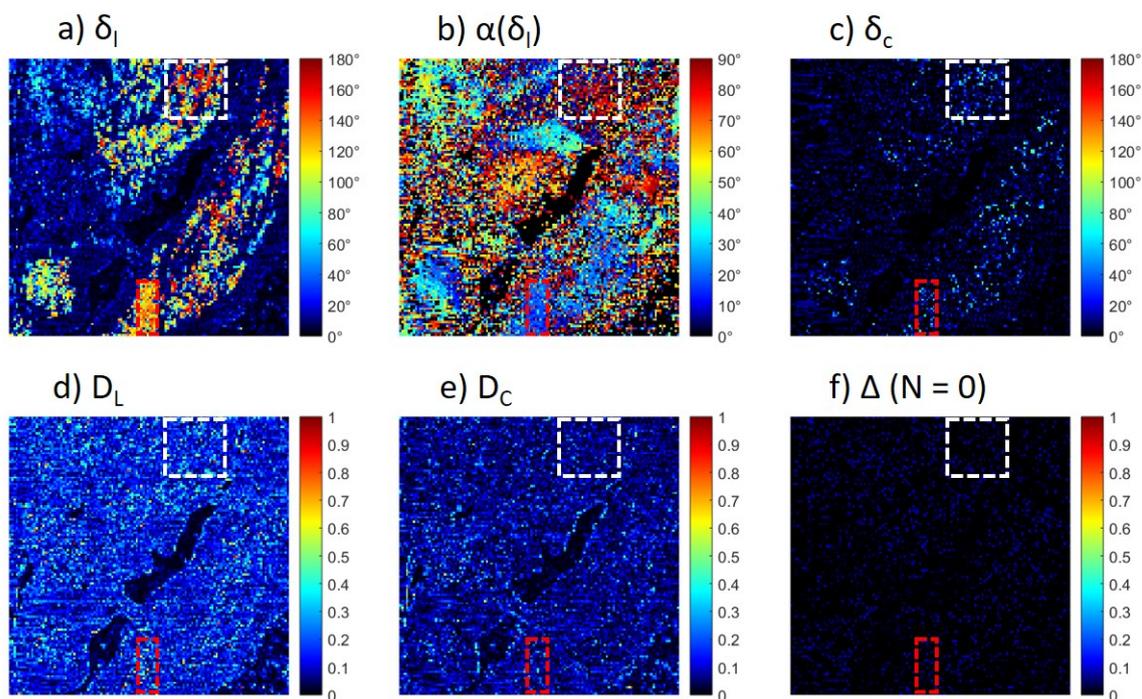


FIGURE 5.19 – Caractéristiques polarimétriques extraites de l'image de Mueller obtenues par la décomposition de Lu et Chipman. Le taux de dépolarisation Δ est calculé pour chaque pixel sans réaliser la somme des matrices des pixels voisins ($N = 0$).

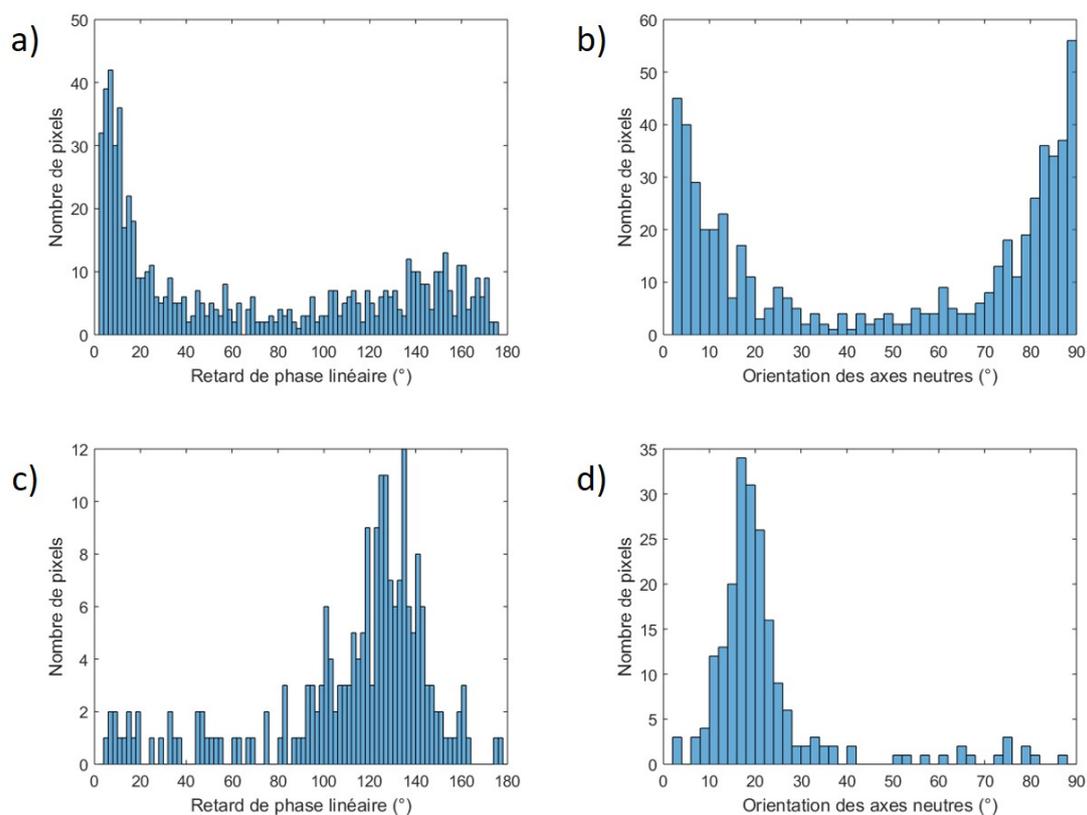


FIGURE 5.20 – Histogrammes du retard de phase linéaire et de l’orientation des axes neutres de la région 1 encadrée en blanc (a et b) et de la région 2 encadrée en rouge (c et d) (amplitude des classes des histogrammes : 2°).

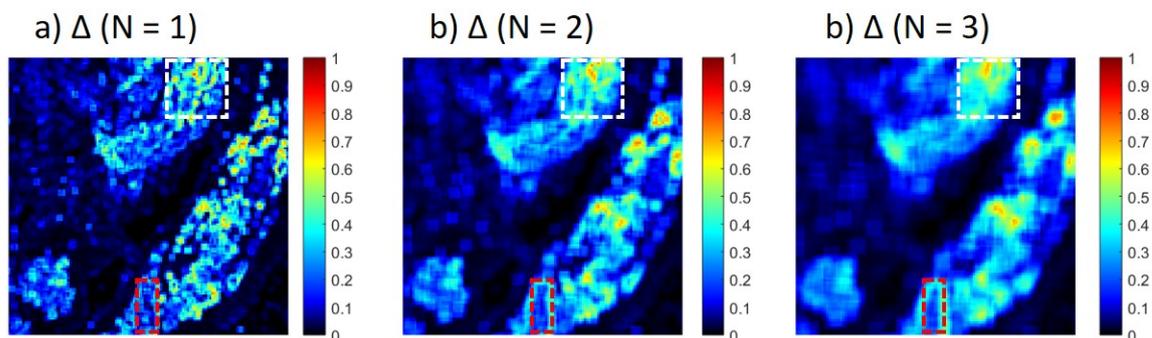


FIGURE 5.21 – Images du taux de dépolarisation Δ obtenues en réalisant pour chaque pixel la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec 8 pixels voisins ($N = 1$), 24 pixels voisins ($N = 2$) et 49 pixels voisins ($N = 3$).

5.3 Conclusion

Contrairement à un polarimètre de Mueller en espace libre classique dont le faisceau sonde éclaire toute la surface de l'échantillon à tout instant, notre endomicroscope n'éclaire qu'une zone ponctuelle de cet échantillon à chaque instant (image du cœur de la fibre monomode endoscopique par l'optique de focalisation de la microsonde) et il réalise un balayage temporel pour permettre la reconstruction d'une image. Nous avons vu dans ce chapitre qu'à cause de cet éclairage ponctuel d'une part, et du filtrage spatial strict effectué par la fibre sur la lumière diffusée par la zone éclairée d'autre part, la lumière analysée à chaque instant est totalement polarisée. Cet état de fait empêche donc une évaluation directe de la dépolarisation spatiale sur une zone étendue, lors d'une mesure polarimétrique avec notre endomicroscope.

Pour permettre d'évaluer la dépolarisation spatiale à partir de mesures réalisées avec cet instrument, nous nous sommes basés sur l'approche de Gil et Bernabeu qui considère que la matrice de Mueller d'un élément dépolarisant correspond à la somme des matrices de Mueller de zones non dépolarisantes de cet échantillon.

Ainsi, pour chaque pixel d'une image, nous avons proposé de réaliser la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec les matrices des 8, 24 ou 48 pixels voisins, suivant le nombre de couronnes (1, 2 ou 3 respectivement) considérées autour de ce pixel, puis de décomposer la matrice somme obtenue par la méthode de Lu et Chipman afin d'extraire une matrice dépolarisation permettant, finalement de calculer un taux de dépolarisation spatiale associé à ce pixel et son ensemble de pixels voisins. Nous avons d'abord réalisé des simulations numériques qui ont montré que le taux de dépolarisation trouvé par notre méthode est d'autant plus élevé que la variété des matrices ajoutées est grande, ce qui est en bon accord avec nos attentes. Par exemple, dans le cas d'un échantillon présentant uniquement du retard de phase linéaire, la dépolarisation augmente lorsque la plage de distribution du retard et celle de l'orientation des axes neutres est de plus en plus grande. Cependant, nous avons pu voir que, dans ce cas, le taux de dépolarisation atteint une valeur maximale de $2/3$, qui est dépassée seulement si l'échantillon présente d'autres effets polarimétriques, tels que la diatténuation, en plus du retard linéaire.

Pour chercher à valider cette méthode, nous avons ensuite caractérisé une lame d'onde qui est un échantillon non diffusant et un matériau appelé Spectralon qui est un échantillon fortement diffusant. La dépolarisation quasi nulle que nous avons obtenue sur l'ensemble de la zone analysée de la lame d'onde témoigne de la très grande uniformité de la réponse polarimétrique en tout point de cette lame. Concernant le Spectralon, nous avons trouvé des valeurs de dépolarisation élevées (> 0.5) mais sensiblement différentes de celles obtenues dans d'autres études réalisées à partir de mesures en espace libre. Ceci s'explique, au moins pour partie, par les conditions expérimentales très différentes dans les deux cas.

Cependant, du point de vue qualitatif, notre méthode de somme des matrices des pixels voisins donne des résultats cohérents : elle a permis de vérifier que le Spectralon est un matériau fortement dépolarisant.

Enfin, nous avons analysé différents tissus biologiques : du muscle et du tendon. Les résultats obtenus montrent que la dépolarisation déterminée par la méthode d'addition des matrices est faible ($\Delta < 0,2$) lorsque l'organisation du tissu est régulière alors qu'elle est nettement plus élevée (valeur maximale obtenue : $\Delta > 0,6$) lorsque la structure du tissu est désordonnée. Ainsi, nous avons pu construire des images en dépolarisation permettant de faire apparaître des contrastes au sein d'un tissu biologique susceptibles de fournir des renseignements utiles sur l'organisation fibrillaire de ce tissu à l'échelle micrométrique.

Conclusion générale et perspectives

L'étude bibliographique présentée au début du manuscrit met en évidence que très peu de méthodes permettent de réaliser de la polarimétrie de Mueller, même incomplète, de manière déportée. On constate même qu'à ce jour, aucune d'entre elles ne remplit convenablement toutes les conditions imposées par l'imagerie endoscopique opérationnelle. Parmi les techniques existantes, celle qui paraît la mieux adaptée pour permettre à terme la réalisation d'images de Mueller *in vivo* à travers une fibre optique est la méthode différentielle à deux longueurs d'onde (dite "méthode bichromatique") démontrée précédemment à l'institut Xlim dans le cadre de la thèse de Jérémy Vizet. Cette méthode est basée sur les mesures simultanées de la matrice de Mueller de la fibre seule à une longueur d'onde λ_1 et de celle de l'ensemble "fibre + échantillon" à une longueur d'onde λ_2 proche grâce à un filtre dichroïque placé à l'extrémité distale de la fibre. Un traitement mathématique adapté appliqué à ces deux matrices permet d'extraire la réponse polarimétrique de l'échantillon. Mais, jusqu'à présent, il n'avait été possible de réaliser des images polarimétriques avec cette méthode qu'en déplaçant l'échantillon devant la fibre fixe, avec un dispositif de déplacement volumineux, à une cadence excessivement basse (plusieurs dizaines de minutes par image). De surcroît, cette méthode ne permettait pas de mesurer directement la dépolarisation spatiale qui est pourtant un paramètre important pour caractériser structurellement les tissus biologiques.

Pour pouvoir envisager une mise en œuvre opérationnelle, *in vivo*, d'un polarimètre de Mueller endoscopique fondé sur la méthode bichromatique, il est indispensable de combler ces lacunes. C'est pourquoi nous nous sommes fixé pour objectif dans cette thèse de concevoir, réaliser et caractériser un endomicroscope innovant, capable de produire des images de Mueller complètes à travers une fibre optique par la méthode bichromatique, incluant l'évaluation de la dépolarisation spatiale, à cadence élevée, grâce à un système de balayage miniaturisé de taille compatible avec l'endoscopie.

D'abord, nous nous sommes attachés à réduire la durée d'acquisition des données nécessaires à la construction d'une image polarimétrique en modifiant la procédure d'acquisition utilisée avec le polarimètre de Mueller. La nouvelle procédure d'acquisition permet de limiter au strict minimum le nombre de commutations des PSG/PSA du polarimètre car elle requiert seulement 16 commutations quel que soit le nombre N de

pixels considérés, alors que la procédure initiale nécessitait $16 \times N$ commutations. Pour mettre en place et valider la nouvelle procédure, nous avons développé un scanner à miroirs galvanométriques dont nous avons caractérisé polarimétriquement l'ensemble de ces éléments constitutifs. Afin que le scanner soit le plus neutre possible polarimétriquement, nous avons choisi les miroirs galvanométriques présentant le retard de phase linéaire le plus faible. Au final, nous avons pu ramener le temps de réalisation d'une image de Mueller de 126×126 pixels à 7 s seulement.

Après l'étude des différentes solutions possibles, notre choix du système de balayage pour la microsonde de l'endomicroscope s'est porté sur un scanner à fibre résonnante excitée par un actuateur piezoélectrique. La première étape a été de remplacer le filtre dichroïque massif à l'extrémité distale de la fibre par un filtre dichroïque miniaturisé. Pour obtenir les caractéristiques spectrales nécessaires à la réalisation de la méthode bichromatique (réflexion minimale de 60 % à la première longueur d'onde $\lambda_1 = 633$ nm et réflexion maximale de 10^{-4} à la seconde longueur d'onde $\lambda_2 = 639$ nm), notre choix s'est porté vers la réalisation de la fonction de filtrage spectral à l'aide d'un réseau de Bragg photoinscrit dans le cœur de la fibre, près de la face de sortie. Dans le cadre d'une collaboration avec l'université polytechnique de Mons (Belgique), plusieurs réseaux de Bragg remplissant ces conditions sur les coefficients de réflexion ont été fabriqués. Nous avons ensuite effectué une caractérisation polarimétrique de ces réseaux avec la méthode bichromatique. La mesure différentielle réalisée avec cette méthode fournit une réponse polarimétrique qui est en fait celle de la partie de la fibre non mesurée à λ_1 , c'est-à-dire celle de la partie aval du réseau de Bragg. Pour chacun des réseaux, nous avons relevé l'existence d'un retard de phase linéaire différentiel susceptible de fausser la mesure d'un échantillon, pouvant aller de 3° à 65° . Comme l'ont montré les simulations que nous avons conduites, ce retard différentiel augmente avec l'inclinaison des traits du réseau.

Avec un des réseaux présentant le retard différentiel le plus faible (réseau "RdB 2" avec un retard différentiel mesuré compris entre 5° et 8°), nous avons étudié l'influence du spectre de la diode à λ_1 sur la valeur du retard différentiel. En changeant la température interne et la puissance délivrée par cette diode (et donc le courant d'injection), nous avons modifié son spectre d'émission et nous avons constaté que le retard différentiel du réseau RdB 2 pouvait alors varier de 3° à 18° environ. Ces variations peuvent s'expliquer par le fait que chaque longueur d'onde du spectre est réfléchié plus ou moins efficacement par le réseau, et donc qu'elle parcourt celui-ci plus ou moins profondément. Par la suite, pour construire la microsonde, nous avons utilisé la fibre avec le réseau RdB 2 et les images réalisées ont été faites avec le réglage de la diode à λ_1 pour lequel le retard différentiel est limité à 3° .

La deuxième étape de la réalisation de la microsonde a consisté à concevoir et fabriquer le système de balayage par mise en résonance de l'extrémité de la fibre incluant le réseau

RdB 2, à l'aide d'un actuateur piezoélectrique. À une fréquence de résonance de 1 kHz environ, une trajectoire en spirale sortante de l'extrémité de la fibre est obtenue avec un champ de vue limité à $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ dans la plupart de nos mesures. Un balayage dans une configuration donnée des PSG/PSA est alors effectué en 87,5 ms, suivi d'une phase de freinage de 37,5 ms. Des séries de mesures de la trajectoire de l'extrémité de la fibre ont montré que la reproductibilité de celle-ci est excellente d'un balayage à l'autre, répondant ainsi aux exigences de la procédure accélérée d'acquisition. Avec ce microscanner, 2 s suffisent maintenant pour réaliser les 16 séquences d'acquisitions nécessaires à la construction d'une image de Mueller. Ce système de balayage est enfermé dans une microsonde cylindrique devant un système d'imagerie à base de doublets achromatiques insensibles à la polarisation permettant de réaliser des images avec une résolution optique de $4 \mu\text{m}$. Cette microsonde mesure 30 mm de long sur 2,9 mm de diamètre, c'est-à-dire que ses dimensions sont suffisamment petites pour une application en endoscopie opérationnelle.

Afin de valider l'endomicroscope de Mueller, nous avons d'abord mesuré la réponse polarimétrique d'une lame d'onde $\lambda/8$, sur un aller retour. Puis nous avons utilisé l'endomicroscope pour caractériser un échantillon de tendon de queue de rat contenant du collagène de type I. Nous avons pu retrouver les résultats qui avaient déjà été obtenus avec cet échantillon dans le cadre de la thèse de Jérémy Vizet, en particulier les orientations des axes neutres du retard, témoignant d'une organisation régulière des fibres de collagène.

La dernière partie du manuscrit est consacrée à la mesure de la dépolarisation spatiale à travers la fibre endoscopique. À cause de l'éclairage ponctuel et du filtrage spatial très étroit opéré par la fibre monomode sur la lumière diffusée par l'échantillon, la lumière émergeant de la fibre est totalement polarisée. Par conséquent, le détecteur reçoit un seul état de polarisation. Il n'est alors pas possible de déterminer directement la dépolarisation spatiale lors d'une mesure polarimétrique avec notre endomicroscope. Pour évaluer la dépolarisation, nous avons réalisé pour chaque pixel la somme de la matrice de Mueller de ce pixel avec les matrices des pixels voisins, puis déterminé le taux de dépolarisation de la matrice résultante. Des simulations numériques nous ont permis de vérifier que la dépolarisation augmente avec la variété des matrices ajoutées ainsi qu'avec l'ampleur du retard moyen de ces matrices.

Pour chercher à valider notre méthode, nous avons analysé deux échantillons manufacturés dont les propriétés de dépolarisation étaient connues : une lame de phase non dépolarisante spatialement et un étalon de réflexion diffuse (Spectralon). Comme prévu, une dépolarisation nulle est trouvée pour la lame de phase. Concernant le Spectralon, on trouve une dépolarisation spatiale pouvant atteindre 0,8 lorsque 9 matrices sont ajoutées. Ces résultats montrent bien que la méthode proposée permet de mettre en évidence l'existence d'une dépolarisation spatiale. Cependant, les valeurs trouvées sont sensiblement

différentes (plus faibles) que celles publiées dans la littérature au sujet du Spectralon. Cet écart peut probablement être attribué au fait que les conditions de nos mesures sont très différentes de celles des mesures faites par ailleurs. Pour terminer, nous avons caractérisé plusieurs échantillons biologiques (muscle et tendon), ce qui nous a permis de mettre en évidence des contrastes sur les images de dépolarisation entre les zones où l'organisation du tissu est régulière et les zones où la structure du tissu est désordonnée.

A l'issue de cette thèse, nous disposons du premier endomicroscope polarimétrique de Mueller, compatible avec les exigences de l'endoscopie opérationnelle. Cependant, des améliorations pourraient encore être apportées et certains aspects de l'étude pourraient être approfondis.

D'abord, avant de réaliser des images polarimétriques de Mueller *in vivo*, une étape primordiale consistera à analyser des tissus biologiques épais (plusieurs mm d'épaisseur). Comme le niveau de signal en retour risque d'être faible, il faudra réduire drastiquement le signal parasite dû essentiellement à des réflexions se produisant au sein du cube séparateur pour que les mesures ne soient pas faussées. En vue de l'utilisation des images de Mueller pour l'aide au diagnostic médical, des images de tissus sains et de tissus pathologiques devront être réalisées et comparées dans un premier temps aux images grand champ réalisées avec un polarimètre de Mueller en espace libre. Dans un deuxième temps, les images obtenues avec l'endomicroscope devront être comparées avec celles réalisées avec des techniques d'imagerie optiques de référence, par exemple l'imagerie par génération de second harmonique pour le collagène, et avec des images histologiques.

Concernant l'endomicroscope en lui-même, ses performances pourront être améliorées en augmentant la cadence d'acquisition d'une image de Mueller et en améliorant la résolution optique. De plus, des méthodes d'interpolation spatiale plus élaborées que la pondération inverse à la distance pourront être utilisées pour combler les pixels vides, en particulier lors de l'analyse d'échantillons présentant des réponses polarimétriques variées de pixel à pixel.

La méthode bichromatique a montré qu'elle permettait de déterminer les caractéristiques polarimétriques des réseaux de Bragg photoinscrits. Une étude pourrait être menée sur un grand nombre de réseaux pour évaluer l'influence de chacune de leurs caractéristiques (longueur, amplitude de la modulation d'indice, inclinaison des traits du réseau) ainsi que l'influence de l'orientation de l'état de polarisation rectiligne du faisceau d'insolation UV sur la valeur de la biréfringence photo-induite. Cela permettrait d'avoir une meilleure connaissance des causes de la biréfringence photo-induite et de créer des réseaux avec une biréfringence la plus faible possible. Ces réseaux pourraient ensuite être utilisés pour réaliser d'autres microsondes pour l'imagerie polarimétrique de Mueller.

Annexe A

La matrice de Jones

La réponse polarimétrique d'un élément non dépolarisant peut être décrite par une matrice 2x2 à coefficients complexes, appelée "matrice de Jones". Cette matrice permet de faire le lien entre un état de polarisation incident représentée par un vecteur de Jones $\vec{\mathbf{E}}$ et un état de polarisation émergent représenté par un vecteur de Jones $\vec{\mathbf{E}}'$:

$$\vec{\mathbf{E}}' = \mathbf{J}\vec{\mathbf{E}} \quad (\text{A.1})$$

soit :

$$\begin{bmatrix} E_1' \\ E_2' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

La matrice de Jones d'un système optique constitué de n éléments en série est le produit des matrices de Jones de ces éléments dans l'ordre inverse de celui des éléments rencontrés au cours de la propagation du faisceau lumineux incident :

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n \mathbf{J}_{n-1} \dots \mathbf{J}_2 \mathbf{J}_1 \quad (\text{A.3})$$

La matrice de Jones \mathbf{J}_{rot} d'un élément optique de matrice \mathbf{J} incliné d'un angle θ dans un plan Oxy peut être déterminée de la manière suivante :

$$\mathbf{J}_{\text{rot}} = \mathbf{R}(\theta) \mathbf{J} \mathbf{R}(-\theta) \quad (\text{A.4})$$

où $\mathbf{R}(\theta)$ correspond à la matrice rotation :

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Toute matrice de Jones peut être transformée en une matrice de Mueller à partir de l'expression suivante [2] :

$$\mathbf{M} = \mathbf{A}(\mathbf{J} \otimes \mathbf{J}^*)\mathbf{A}^{-1} \quad (\text{A.6})$$

où \otimes est le produit de Kronecker, \mathbf{J}^* est la matrice adjointe de \mathbf{J} et \mathbf{A} est la matrice suivante :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.7})$$

En revanche, il n'existe pas de matrice de Jones associée à une matrice de Mueller caractérisant un milieu dépolarisant, car le formalisme de Jones permet de décrire uniquement des milieux non dépolarisants.

Matrices de Jones d'éléments retardeurs

La matrice de Jones d'un élément retardeur linéaire introduisant un retard δ_l et avec une orientation θ des axes neutres par rapport au repère choisi a la forme suivante :

$$\mathbf{J}_{\mathbf{R}_L} = \begin{bmatrix} e^{i\delta_l} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta & e^{i\delta_l} \sin \theta \cos \theta \\ e^{i\delta_l} \sin \theta \cos \theta & e^{i\frac{\delta_l}{2}} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Pour sa part, la matrice de Jones d'un élément provoquant un retard circulaire δ_c est indépendante de l'orientation θ :

$$\mathbf{J}_{\mathbf{R}_C} = \begin{bmatrix} \cos \delta_c/2 & \sin \delta_c/2 \\ -\sin \delta_c/2 & \cos \delta_c/2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Matrices de Jones d'éléments diatténuateurs

Dans un repère particulier, les deux états propres d'un élément diatténuateur linéaire correspondent à des états de polarisation rectilignes horizontal et vertical. Ces états sont transmis respectivement avec un taux de transmission en amplitude α_H et α_V . Un élément diatténuateur linéaire, avec une orientation θ des axes neutres par rapport au repère choisi, possède alors la matrice de Jones suivante :

$$\mathbf{J}_{\mathbf{D}_L} = \begin{bmatrix} \alpha_H \cos^2 \theta + \alpha_V \sin^2 \theta & (\alpha_H - \alpha_V) \sin \theta \cos \theta \\ (\alpha_H - \alpha_V) \sin \theta \cos \theta & \alpha_H \cos^2 \theta + \alpha_V \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (\text{A.10})$$

Un élément diatténuateur circulaire transmet les états de polarisation circulaires gauche et droit respectivement avec un taux de transmission en amplitude α_G et α_D .

Sa matrice de Jones a pour expression :

$$\mathbf{J}_{\mathbf{Dc}} = \begin{bmatrix} \alpha_G + \alpha_D & (\alpha_G - \alpha_D)e^{-i\frac{\pi}{2}} \\ (\alpha_G - \alpha_D)e^{i\frac{\pi}{2}} & \alpha_G + \alpha_D \end{bmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Annexe B

Expression mathématique du retard de phase d'un système optique constitué de deux éléments retardeurs linéaires en série

Un système optique constitué d'un élément retardeur linéaire 1 (avec un retard δ_1 et une orientation des axes neutres θ_1) de matrice de Mueller \mathbf{M}_1 suivi d'un autre élément retardeur linéaire 2 (avec un retard δ_2 et une orientation des axes neutres θ_2) de matrice de Mueller \mathbf{M}_2 possède une matrice de Mueller \mathbf{M} qui s'écrit de la façon suivante :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 \quad (\text{B.1})$$

La matrice \mathbf{M} de ce système optique est donc celle d'un élément retardeur linéaire de retard δ et d'orientation θ :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta \cos \delta & \sin 2\theta \cos 2\theta (1 - \cos \delta) & -\sin 2\theta \sin \delta \\ 0 & \sin 2\theta \cos 2\theta (1 - \cos \delta) & \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta \cos \delta & \cos 2\theta \sin \delta \\ 0 & \sin 2\theta \sin \delta & -\cos 2\theta \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Le coefficient m_{44} de la matrice \mathbf{M} contenant l'information du retard linéaire correspond au produit de la dernière ligne de la matrice \mathbf{M}_2 par la dernière colonne de la matrice \mathbf{M}_1 :

$$m_{44} = \begin{bmatrix} 0 & \sin 2\theta_2 \sin \delta_2 & -\cos 2\theta_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ -\sin 2\theta_1 \sin \delta_1 \\ \cos 2\theta_1 \sin \delta_1 \\ \cos \delta_1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

En développant la relation précédente, on obtient :

$$m_{44} = A(C + D) + B \quad (\text{B.4})$$

où A, B, C et D ont pour expression :

$$A = -\sin \delta_1 \sin \delta_2 \quad (\text{B.5})$$

$$B = \cos \delta_1 \cos \delta_2 \quad (\text{B.6})$$

$$C = \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 \quad (\text{B.7})$$

$$D = \cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2 \quad (\text{B.8})$$

En utilisant les formules de linéarisation trigonométriques B.9 et B.10 ci-dessous appliquées aux expressions A, B, C et D, on obtient la relation B.11 :

$$\cos a \cos b = \frac{1}{2}[\cos(a - b) + \cos(a + b)] \quad (\text{B.9})$$

$$\sin a \sin b = \frac{1}{2}[\cos(a - b) - \cos(a + b)] \quad (\text{B.10})$$

$$m_{44} = -\frac{1}{2} \cos(\delta_1 - \delta_2)[\cos 2(\theta_1 - \theta_2) - 1] + \frac{1}{2} \cos(\delta_1 + \delta_2)[\cos 2(\theta_1 - \theta_2) + 1] \quad (\text{B.11})$$

Puis, sachant que $\cos 2a = 2 \cos^2 a - 1 = 1 - 2 \sin^2 a$, on peut réécrire la relation B.11 sous la forme :

$$m_{44} = \cos(\delta_1 - \delta_2) \sin^2(\theta_1 - \theta_2) + \cos(\delta_1 + \delta_2) \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \quad (\text{B.12})$$

Enfin, le retard linéaire δ est obtenu à partir de l'expression de m_{44} :

$$\begin{aligned} \delta &= \arccos(m_{44}) \\ &= \arccos[\cos(\delta_1 - \delta_2) \sin^2(\theta_1 - \theta_2) + \cos(\delta_1 + \delta_2) \cos^2(\theta_1 - \theta_2)] \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

En définissant $\Theta = \theta_1 - \theta_2$ comme étant l'angle entre l'orientation des axes neutres de l'élément retardeur 1 et ceux de l'élément retardeur 2, la relation précédente prend la forme finale suivante :

$$\delta = \arccos[\cos(\delta_1 - \delta_2) \sin^2 \Theta + \cos(\delta_1 + \delta_2) \cos^2 \Theta] \quad (\text{B.14})$$

Bibliographie

- [1] J. Clerk Maxwell, “A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field,” *Phil. Trans. R. Soc.*, vol. 155, pp. 459–512, 1865.
- [2] D. Goldstein, *Polarized Light Third Edition*. CRC Press, 2010.
- [3] S. Ohsuka and H. Takamoto, “Photon terrace : Let’s learn about light.” [Online]. Available : <http://photonterrace.net/en/photon/category/>
- [4] S. Huard, *Polarisation de la lumière*. Masson, 1993.
- [5] R. Bakarar, “Analytic proofs of the Arago-Fresnel laws for the interference of polarized light,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 10, no. 1, pp. 180–185, 1993.
- [6] G. G. Stokes, *On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources*, ser. Cambridge Library Collection - Mathematics. Cambridge University Press, 2009, vol. 3, p. 233–258.
- [7] R. C. Jones, “A New Calculus for the Treatment of Optical Systems,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 31, no. 7, pp. 488–493, 1941.
- [8] H. Poincaré, *Théorie Mathématique de la Lumière*. Éditions Jacques Gabay, 1995.
- [9] S. Norvez, “Les cristaux liquides: d’un état insoupçonné de la matière aux écrans plats,” *L’actualité chimique*, pp. 148–152, 2014.
- [10] Z. F. Yu, C. W. Pirnstill, and G. L. Coté, “Dual-modulation, dual-wavelength, optical polarimetry system for glucose monitoring,” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 21, no. 8, 2016.
- [11] R. Bentley, “From Optical Activity in Quartz to Chiral Drugs: Molecular Handedness in Biology and Medicine.” *Perspectives in Biology and Medicine*, vol. 38, no. 2, pp. 188–229, 1995.
- [12] A. I. Lvovsky, “Fresnel equations,” in *Encyclopedia of Optical and Photonic Engineering*. Taylor and Francis Group, 2015.
- [13] R. A. Chipman, “Polarization analysis of optical systems,” *Optical Engineering*, vol. 28, no. 2, 1989.
- [14] E. A. Land, “Some Aspects of the Development of Sheet Polarizers,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 41, no. 12, pp. 957–963, 1951.

- [15] L. T. McDonald, E. D. Finlayson, B. D. Wilts *et al.*, “Circularly polarized reflection from the scarab beetle *Chalcothea smaragdina*: light scattering by a dual photonic structure,” *Interface Focus*, vol. 7, no. 4, 2017.
- [16] P. Soleillet, “Sur les paramètres caractérisant la polarisation partielle de la lumière dans les phénomènes de fluorescence,” *Ann. Phys.*, vol. 10, no. 12, pp. 23–97, 1929.
- [17] F. Perrin, “Polarisation de la lumière diffusée par les milieux isotropes troubles,” *J. Phys. Radium*, vol. 3, no. 3, pp. 41–51, 1942.
- [18] H. Mueller, “Foundation of Optics (abstract),” in *Proceedings of the Winter Meeting of the Optical Society*, 1948, p. 661.
- [19] N. G. Parke III, “Matrix optics,” Ph.D. dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1948.
- [20] R. A. Chipman, *Handbook of Optics, Vol.2 : Devices, Measurements and Properties*, 2nd ed. McGraw-Hill, 1994, ch. 22 Polarimetry.
- [21] G. R. Bird and W. A. Shurecliff, “Pile-of-Plates Polarizers for the Infrared: Improvement in Analysis and Design,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 49, no. 3, pp. 235–237, 1959.
- [22] R. A. Chipman, “Depolarization,” in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, vol. 3754, 1999, pp. 14–20.
- [23] R. Ossikovski, “Analysis of depolarizing Mueller matrices through a symmetric decomposition,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 26, no. 5, pp. 1109–1118, 2009.
- [24] S.-Y. Lu and R. A. Chipman, “Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 13, no. 5, pp. 1106–1113, 1996.
- [25] J. Morio and F. Goudail, “Influence of the order of diattenuator, retarder, and polarizer in polar decomposition of Mueller matrices,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 19, pp. 2234–2236, 2004.
- [26] R. M. A. Azzam, “Propagation of partially polarized light through anisotropic media with or without depolarization: A differential 4×4 matrix calculus,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, no. 12, pp. 1756–1767, 1978.
- [27] R. Ossikovski, “Differential matrix formalism for depolarizing anisotropic media,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 12, pp. 2330–2332, 2011.
- [28] H. Arwin, R. Magnusson, E. Garcia-Caurel *et al.*, “Sum decomposition of Mueller-matrix images and spectra of beetle cuticles,” *Optics Express*, vol. 23, no. 3, pp. 1951–1966, 2015.
- [29] J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault *et al.*, “Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications,” *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 22, pp. 5453–5469, 2006.

- [30] F. Snik, J. H. H. Rietjens, G. van Harten *et al.*, “[SPEX: the spectropolarimeter for planetary exploration](#),” in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, vol. 7731. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2010.
- [31] M. Garcia, C. Edmiston, R. Marinov *et al.*, “[Bio-inspired color-polarization imager for real-time in situ imaging](#),” *Optica*, vol. 4, no. 10, pp. 1263–1271, 2017.
- [32] M. Garcia, T. Davis, S. Blair *et al.*, “[Bioinspired polarization imager with high dynamic range](#),” *Optica*, vol. 5, no. 10, pp. 1240–1246, 2018.
- [33] F. Snik, S. Jeffers, C. Keller *et al.*, “[The upgrade of HARPS to a full-Stokes high-resolution spectropolarimeter](#),” in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, vol. 7014. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2008.
- [34] H. M. Schmid, A. Bazzon, R. Roelfsema *et al.*, “[SPHERE/ZIMPOL high resolution polarimetric imager - I. System overview, PSF parameters, coronagraphy, and polarimetry](#),” *A&A*, vol. 619, no. 22, 2018.
- [35] P. J. Wu and J. T. Walsh Jr., “[Stokes polarimetry imaging of rat tail tissue in a turbid medium: degree of linear polarization image maps using incident linearly polarized light](#),” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 11, no. 1, pp. 1–10, 2006.
- [36] P. Ghassemi, P. Lemailet, J. C. Ramella-Roman *et al.*, “[Out-of-plane Stokes imaging polarimeter for early skin cancer diagnosis](#),” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 17, no. 7, pp. 1–10, 2012.
- [37] R. M. A. Azzam, “[Stokes-vector and Mueller-matrix polarimetry \[Invited\]](#),” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 33, no. 7, pp. 1396–1408, 2016.
- [38] D. H. Goldstein, “[Mueller matrix dual-rotating retarder polarimeter](#),” *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 31, pp. 6676–6683, 1992.
- [39] B. Laude-Bouleisteix, “[Développements instrumentaux en imagerie tomographique et polarimétrique](#),” Ph.D. dissertation, École Polytechnique, 2004.
- [40] E. Garcia-Caurel, A. De Martino, J.-P. Gaston *et al.*, “[Application of Spectroscopic Ellipsometry and Mueller Ellipsometry to Optical Characterization](#),” *Appl. Spectrosc.*, vol. 67, no. 1, pp. 1–21, 2013.
- [41] A. Vitkin, N. Ghosh, and A. De Martino, *Photonics : Scientific Foundations, Technology and Applications, Volume IV*, 1st ed. John Wiley & Sons, Inc., 2015, ch. 7 Tissue Polarimetry.
- [42] B. Wang and J. List, “[Basic optical properties of the photoelastic modulator: Part I. Useful aperture and acceptance angle](#),” in *Proceedings of SPIE - The*

- International Society for Optical Engineering*, vol. 5888. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2005.
- [43] L. Hirschy, B. Wang, J. Wolf *et al.*, “Basic optical properties of the photoelastic modulator. Part III: thermal properties,” in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, vol. 8486. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2012.
- [44] M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune *et al.*, “Snapshot Mueller matrix polarimeter by wavelength polarization coding,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 21, pp. 13 660–13 668, 2007.
- [45] A. Le Gratiet, S. Rivet, M. Dubreuil *et al.*, “100 kHz Mueller polarimeter in reflection configuration,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 4, pp. 645–648, 2015.
- [46] S. N. Savenkov, *Mueller Matrix Polarimetry in Material Science, Biomedical and Environmental Applications*. New York, NY : Springer New York, 2013, pp. 1175–1253. [Online]. Available : https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5176-1_29
- [47] T. J. Fellers and M. W. Davidson, “Introduction to the reflection of light.” [Online]. Available : <https://www.olympus-lifescience.com/fr/microscope-resource/primer/lightandcolor/reflectionintro/>
- [48] C. Amra, “Diffusion de la lumière par les rugosités d’interface et les hétérogénéités de volume. Application à la caractérisation de microstructure dans les composants interférentiels,” *Collection SFO*, vol. 8, pp. 203–226, 2003.
- [49] C. Ash, M. Dubec, K. Donne *et al.*, “Effect of wavelength and beam width on penetration in light-tissue interaction using computational methods,” *Lasers Med Sci*, vol. 32, pp. 1909–1918, 2017.
- [50] D. Brewster, “XI. On the affections of light transmitted through crystallized bodies,” *Phil. Trans. R. Soc.*, vol. 104, pp. 187–218, 1814.
- [51] —, “III. Experiments on the depolarisation of light as exhibited by various mineral, animal, and vegetable bodies, with a reference of the phenomena to the general principles of polarisation. By David Brewster, LL. D. F. R. S. Edin and F. S. A. Edin. In a letter addressed to the Right Hon. Sir Joseph Banks, Bart. K. B. P. R. S.,” *Phil. Trans. R. Soc.*, vol. 105, pp. 29–53, 1815.
- [52] H. F. Garrard, “Use of polarized light in color photography of mucous membranes,” *Arch Derm Syphilol.*, vol. 60, no. 3, p. 425, 1949.
- [53] R. R. Anderson, “Polarized Light Examination and Photography of the Skin,” *JAMA*, vol. 127, no. 7, pp. 1000–10 005, 1991.
- [54] S. L. Jacques, J. C. Ramella-Roman, and K. Lee, “Imaging superficial tissues with polarized light,” *Lasers Surg. Med.*, vol. 26, no. 2, pp. 119–129, 2000.

- [55] —, “Imaging skin pathology with polarized light,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 7, no. 3, pp. 329–340, 2002.
- [56] J. Kim, R. John, P. J. Wu *et al.*, “In vivo characterization of human pigmented lesions by degree of linear polarization image maps using incident linearly polarized light,” *Lasers Surg. Med.*, vol. 42, no. 1, pp. 76–85, 2010.
- [57] S. Goldsmith and A. Kopeloff, “Use of Polarized-Light Microscopy as an Aid in the Diagnosis of Silicosis,” *N Engl J Med*, vol. 265, pp. 233–235, 1961.
- [58] M. W. Davidson, “Introduction to compensators and retardation plates.” [Online]. Available : <https://www.olympus-lifescience.com/fr/microscope-resource/primer/techniques/polarized/compensators/>
- [59] E. Pascual, F. Sivera, and A. Mariano, “Synovial fluid analysis for crystals,” *Curr Opin Rheumatol.*, vol. 23, no. 2, pp. 161–169, 2011.
- [60] K. W. T. K. Chin, A. F. Engelsman, P. T. K. Chin *et al.*, “Evaluation of collimated polarized light imaging for real-time intraoperative selective nerve identification in the human hand,” *Biomed. Opt. Express*, vol. 8, no. 9, pp. 4122–4134, 2017.
- [61] W. S. Bickel, J. F. Davidson, D. R. Huffman *et al.*, “Application of Polarization Effects in Light Scattering: A New Biophysical Tool,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 73, no. 2, pp. 486–490, 1976.
- [62] A. H. Hielscher, A. A. Eick, J. R. Mourant *et al.*, “Backscattering Mueller Matrix Analysis for Biomedical Optical Diagnostics,” in *Biomedical Optical Spectroscopy and Diagnostics*, 1998.
- [63] J. Bueno and P. Artal, “Double-pass imaging polarimetry in the human eye,” *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 1, pp. 64–66, 1999.
- [64] M. H. Smith, P. Burke, A. Lompadó *et al.*, “Mueller matrix imaging polarimetry in dermatology,” in *Biomedical Diagnostic, Guidance, and Surgical-Assist Systems II*, 2000.
- [65] R. A. Chipman, P.-Y. Gerligand, E. A. Sornsin *et al.*, “Polarization diversity active imaging : Mueller matrix imaging polarimetry of spheres and cones,” The University of Alabama in Huntsville, Tech. Rep., 1997.
- [66] M. F. G. Wood, N. Ghosh, M. A. Wallenburg *et al.*, “Polarization birefringence measurements for characterizing the myocardium, including healthy, infarcted, and stem-cell-regenerated tissues,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 15, no. 4, 2010.
- [67] A. Pierangelo, A. Benali, M.-R. Antonelli *et al.*, “Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 2, pp. 1582–1593, 2011.

- [68] A. Tata, A. Gribble, M. Ventura *et al.*, “Wide-field tissue polarimetry allows efficient localized mass spectrometry imaging of biological tissues,” *Chem. Sci.*, vol. 7, no. 3, pp. 2162–2169, 2016.
- [69] M. Kupinski, M. Boffety, F. Goudail *et al.*, “Polarimetric measurement utility for pre-cancer detection from uterine cervix specimens,” *Biomed. Opt. Express*, vol. 9, no. 11, pp. 5691–5702, 2018.
- [70] H. Delacour, A. Servonnet, A. Perrot *et al.*, “La courbe ROC (receiver operating characteristic) : principes et principales applications en biologie clinique,” *Ann Biol Clin*, vol. 63, no. 2, pp. 145–154, 2005.
- [71] J. Vizet, J. Rehbinder, S. Deby *et al.*, “In vivo imaging of uterine cervix with a Mueller polarimetric colposcope,” *Sci Rep*, vol. 7, no. 2471, 2017.
- [72] T. Chartier, A. Hideur, C. Özkul *et al.*, “Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers,” *Appl. Opt.*, vol. 40, no. 30, pp. 5343–5353, 2001.
- [73] J. Desroches, D. Pagnoux, F. Louradour *et al.*, “Fiber-optic device for endoscopic polarization imaging,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 21, 2009.
- [74] J. Fade and M. Alouini, “Depolarization remote sensing by orthogonality breaking,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 043901, Jul 2012. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.043901>
- [75] N. Ortega-Quijano, J. Fade, M. Roche *et al.*, “Orthogonality-breaking sensing model based on the instantaneous Stokes vector and the Mueller calculus,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 33, no. 4, pp. 434–446, 2016.
- [76] J. Fade, E. Schaub, and M. Alouini, “Depolarization Sensing by Orthogonality Breaking: a microwave-photonics approach for snapshot polarimetric imaging,” in *OPTRO 2014*, Paris, France, Jan. 2014, p. 2967942. [Online]. Available : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00956924>
- [77] F. Parnet, J. Staes, J. Fade *et al.*, “Orthogonality-breaking polarimetric sensing modalities for selective polarization imaging,” *Opt. Lett.*, vol. 45, no. 6, pp. 1423–1426, 2020.
- [78] J. Qi and D. S. Elson, “A high definition Mueller polarimetric endoscope for tissue characterisation,” *Sci Rep*, vol. 6, no. 25953, 2016.
- [79] T. C. Wood and D. S. Elson, “Polarization response measurement and simulation of rigid endoscopes,” *Biomed. Opt. Express*, vol. 1, no. 2, pp. 463–470, 2010.
- [80] S. Forward, A. Gribble, S. Alali *et al.*, “Flexible polarimetric probe for 3×3 Mueller matrix measurements of biological tissue,” *Sci Rep*, vol. 7, no. 11958, 2017.

- [81] Y. Fu, Z. Huang, H. He *et al.*, “Flexible 3×3 Mueller Matrix Endoscope Prototype for Cancer Detection,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 67, no. 7, pp. 1700–1712, 2018.
- [82] S. Rivet, A. Bradu, and A. Podoleanu, “70 kHz full 4x4 Mueller polarimeter and simultaneous fiber calibration for endoscopic applications,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 18, pp. 23 768–23 786, 2015.
- [83] S. Manhas, J. Vizet, S. Deby *et al.*, “Demonstration of full 4×4 Mueller polarimetry through an optical fiber for endoscopic applications,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 3, pp. 3047–3054, 2015.
- [84] J. Vizet, “Conception d’un dispositif de caractérisation polarimétrique de Mueller à travers une fibre optique endoscopique, destiné à l’imagerie biomédicale avancée,” Ph.D. dissertation, Université de Limoges, 2015.
- [85] J. Vizet, S. Manhas, J. Tran *et al.*, “Optical fiber-based full Mueller polarimeter for endoscopic imaging using a two-wavelength simultaneous measurement method,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 21, no. 2, 2016.
- [86] B. Drevillon and A. De Martino, “Liquid crystal based polarimetric system, a process for the calibration of this polarimetric system, and a polarimetric measurement process,” U.S. Patent 20 040 130 717, 2004.
- [87] E. Compain, S. Poirier, and B. Drevillon, “General and self-consistent method for the calibration of polarization modulators, polarimeters, and Mueller-matrix ellipsometers,” *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 16, pp. 3490–3502, 1999.
- [88] M. Hughes and Y. Guang-Zhong, “High speed, line-scanning, fiber bundle fluorescence confocal endomicroscopy for improved mosaicking,” *Biomed. Opt. Express*, vol. 6, no. 4, pp. 1241–1252, 2015.
- [89] X. Chen, K. L. Reichenbach, and C. Xu, “Experimental and theoretical analysis of core-to-core coupling on fiber bundle imaging,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21 598–21 607, 2008.
- [90] P. Ferrand, “GPScan.VI: A general-purpose LabVIEW program for scanning imaging or any application requiring synchronous analog voltage generation and data acquisition,” *Computer Physics Communications*, vol. 192, pp. 342–347, 2015.
- [91] L. Sun and S. Edlou, “Low-birefringence lens design for polarization sensitive optical systems,” in *Novel Optical Systems Design and Optimization IX*, J. M. Sasian and M. G. Turner, Eds., vol. 6289, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 2006, pp. 134–142.
- [92] A. De Martino, S. Ben Hatit, and M. Foldyna, “Mueller polarimetry in the back focal plane,” in *Metrology, Inspection, and Process Control for Microlithography*

- XXI, C. N. Archie, Ed., vol. 6518, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 2007, pp. 326–335.
- [93] B. H. Ibrahim, S. Ben Hatit, and A. De Martino, “[Angle resolved Mueller polarimetry with a high numerical aperture and characterization of transparent biaxial samples](#),” *Appl. Opt.*, vol. 48, no. 27, pp. 5025–5034, 2009.
- [94] G. Anzolin, A. Gardelein, M. Jofre *et al.*, “[Polarization change induced by a galvanometric optical scanner](#),” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 27, no. 9, pp. 1946–1952, 2010.
- [95] A. Le Gratiet, “[Développement d’un polarimètre de Mueller à codage spectral utilisant une Swept-source : application à la microscopie à balayage laser](#),” Ph.D. dissertation, Université de Bretagne occidentale, 2016.
- [96] T. Liu, T. Sun, H. He *et al.*, “[Comparative study of the imaging contrasts of Mueller matrix derived parameters between transmission and backscattering polarimetry](#),” *Biomed. Opt. Express*, vol. 9, no. 9, pp. 4413–4428, 2018.
- [97] M. Dubreuil, P. Babilotte, L. Martin *et al.*, “[Mueller matrix polarimetry for improved liver fibrosis diagnosis](#),” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 6, pp. 1061–1063, 2012.
- [98] E. J. Seibel and Q. Y. J. Smithwick, “[Unique features of optical scanning, single fiber endoscopy](#),” *Lasers Surg. Med.*, vol. 30, no. 3, pp. 177–183, 2002.
- [99] G. Ducourthial, P. Leclerc, T. Mansuryan *et al.*, “[Development of a real-time flexible multiphoton microendoscope for label-free imaging in a live animal](#),” *Sci Rep*, vol. 5, no. 18303, 2015.
- [100] M. J. Gora, M. J. Suter, G. J. Tearney *et al.*, “[Endoscopic optical coherence tomography: technologies and clinical applications](#),” *Biomed. Opt. Express*, vol. 8, no. 5, pp. 2405–2444, 2017.
- [101] K. O. Hill and G. Meltz, “[Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview](#),” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, 1997.
- [102] M. C. Phan Huy, “[Développement de composants transducteurs et de dispositifs aux fonctionnalités innovantes fondés sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg](#),” Ph.D. dissertation, Université de Limoges, 2006.
- [103] L. Quétel and P. Leboudec, “[Les capteurs à réseaux de Bragg](#),” *Photoniques*, no. 80, pp. 41–45, 2016.
- [104] P. S. J. Russell, J.-L. Archambault, and L. Reekie, “[Fibre gratings](#),” *Physics World*, pp. 41–46, 1993.
- [105] T. Erdogan, “[Fiber grating spectra](#),” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, 1997.

- [106] F. Ouellette, D. Gagnon, and M. Poirier, “Permanent photoinduced birefringence in a Ge doped fiber,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 17, p. 1813, 1997.
- [107] T. Erdogan and V. Mizrahi, “Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, no. 10, pp. 2100–2105, 1994.
- [108] N. Belhadj, Y. Park, S. LaRochelle *et al.*, “UV-induced modification of stress distribution in optical fibers and its contribution to Bragg grating birefringence,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8727–8741, 2008.
- [109] A. Othonos, “Fiber Bragg gratings,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, no. 12, p. 4309, 1997.
- [110] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson *et al.*, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, no. 10, p. 647, 1978.
- [111] K. O. Hill, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: from discovery to commercialization,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, pp. 1186–1189, 2000.
- [112] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi *et al.*, “High pressure H_2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO_2 doped optical fibres,” *Electronics Letters*, vol. 29, no. 13, p. 1191, 1993.
- [113] C. L. Liou, L. A. Wang, and M. C. Shih, “Characteristics of hydrogenated fiber Bragg gratings,” *Appl Phys A*, vol. 64, pp. 191–197, 1997.
- [114] T. Guo, F. Liu, and B.-O. Guan, “Tilted fiber grating mechanical and biochemical sensors,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 78 Part B, pp. 19–33, 2016.
- [115] J. Albert, L.-Y. Shao, and C. Caucheteur, “Tilted fiber Bragg grating sensors,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 7, pp. 83–108, 2012.
- [116] M. Fukuda, T. Mishima, N. Nakayama *et al.*, “Temperature and current coefficients of lasing wavelength in tunable diode laser spectroscopy,” *Applied Physics B*, vol. 100, pp. 377–382, 2010.
- [117] D. A. Roberts and R. R. A. Syms, “1D and 2D laser line scan generation using a fiber optic resonant scanner,” in *Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems*, R. R. A. Syms, Ed., vol. 4075, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 2000, pp. 62–73.
- [118] M. J. Kundrat, P. G. Reinhall, C. M. Lee *et al.*, “High Performance Open Loop Control of Scanning With a Small Cylindrical Cantilever Beam,” *J Sound Vib*, vol. 330, no. 8, pp. 1762–1771, 2011.

- [119] G. Ducourthial, “[Développement d’un endomicroscope multiphotonique compact et flexible pour l’imagerie in vivo haute résolution de tissus biologiques non marqués,](#)” Ph.D. dissertation, Université de Limoges, 2014.
- [120] K. Hwang, Y.-H. Seo, and K.-H. Jeong, “[Microscanners for optical endomicroscopic applications,](#)” *Micro and Nano Syst Lett*, vol. 5, no. 1, 2017.
- [121] J. Chang, N. Zeng, H. He *et al.*, “[Removing the polarization artifacts in Mueller matrix images recorded with a birefringent gradient-index lens,](#)” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 19, no. 9, pp. 1–7, 2014.
- [122] C. He, J. Chang, Q. Hu *et al.*, “[Complex vectorial optics through gradient index lens cascades,](#)” *Nat Commun*, vol. 10, no. 4264, 2019.
- [123] A. Shevchenko, M. Roussey, A. T. Friberg *et al.*, “[Polarization time of unpolarized light,](#)” *Optica*, vol. 4, no. 1, pp. 64–70, 2017.
- [124] J. J. Gil and E. Bernabeu, “[A Depolarization Criterion in Mueller Matrices,](#)” *Optica Acta : International Journal of Optics*, vol. 32, no. 3, pp. 259–261, 1985.
- [125] S. C. McClain, C. L. Bartlett, J. L. Pezzaniti *et al.*, “[Depolarization measurements of an integrating sphere,](#)” *Appl. Opt.*, vol. 34, no. 1, pp. 152–154, 1995.
- [126] M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano *et al.*, “[Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces: Electromagnetic prediction,](#)” *Opt. Express*, vol. 18, no. 15, pp. 15 832–15 843, 2010.
- [127] L. Pouget, J. Fade, C. Hamel *et al.*, “[Polarimetric imaging beyond the speckle grain scale,](#)” *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 30, pp. 7345–7356, 2012.
- [128] J. Dupont, X. Orlik, R. Ceolato *et al.*, “[Spectralon spatial depolarization: towards an intrinsic characterization using a novel phase shift distribution analysis,](#)” *Appl. Opt.*, vol. 25, no. 9, pp. 9544–9555, 2017.
- [129] D. H. Goldstein, D. B. Chenault, and J. L. Pezzaniti, “[Polarimetric characterization of Spectralon,](#)” in *Polarization : Measurement, Analysis, and Remote Sensing II*, D. H. Goldstein and D. B. Chenault, Eds., vol. 3754, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 1999, pp. 126–136.
- [130] [Technical guide Reflectance materials and Coatings](#), Labsphere.
- [131] O. Svensen, M. Kildemo, J. Maria *et al.*, “[Mueller matrix measurements and modeling pertaining to Spectralon white reflectance standards,](#)” *Opt. Express*, vol. 20, no. 14, pp. 15 045–15 053, 2012.
- [132] J. M. Sanz, C. Extremiana, and J. M. Saiz, “[Comprehensive polarimetric analysis of Spectralon white reflectance standard in a wide visible range,](#)” *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 24, pp. 6051–6062, 2013.

- [133] J. J. Pasquesi, S. C. Schlachter, M. D. Boppart *et al.*, “[In vivo detection of exercise-induced ultrastructural changes in genetically-altered murine skeletal muscle using polarization-sensitive optical coherence tomography](#),” *Opt. Express*, vol. 14, no. 4, pp. 1547–1556, 2006.

Conception et réalisation d'un endomicroscope polarimétrique de Mueller à fibre en vue d'une application à l'aide au diagnostic médical *in vivo*

Résumé : La structuration de tissus biologiques à l'échelle submicronique peut être efficacement caractérisée par la polarimétrie optique de Mueller, ce qui confère à cette technique un grand intérêt pour l'aide au diagnostic précoce de diverses pathologies affectant la matrice extracellulaire, telles que certains cancers. En vue d'étendre son champ d'application à la caractérisation d'organes internes, la polarimétrie de Mueller peut être mise en œuvre à travers une fibre optique utilisée comme moyen de déport endoscopique, grâce à une méthode de mesure différentielle à deux longueurs d'onde (dite "méthode bichromatique") mise au point précédemment à l'institut Xlim.

Les travaux effectués dans cette thèse ont pour objectif de concevoir et de réaliser un endomicroscope polarimétrique de Mueller à fibre, fondé sur la méthode bichromatique, répondant aux exigences de l'imagerie endoscopique *in vivo*. En premier lieu, nous mettons au point une procédure accélérée d'acquisition des données permettant de réduire de plusieurs heures à quelques secondes le temps de réalisation d'une image de Mueller. Par la suite, nous développons une microsonde située à l'extrémité distale de la fibre endoscopique, de dimensions suffisamment petites pour être utilisée en endoscopie (longueur : 30 mm, diamètre : 3 mm), incluant un système de balayage rapide (microscanner) par mise en résonance mécanique de l'extrémité de la fibre. Le filtre dichroïque miniaturisé nécessaire pour mettre en œuvre la méthode bichromatique est un réseau de Bragg photoinscrit dans le cœur de la fibre. La conception, la fabrication et les caractérisations spectrale et polarimétrique de ce composant clé font l'objet d'une étude approfondie. Enfin, après la description détaillée de la microsonde, nous présentons et commentons les images polarimétriques de Mueller d'une lame de phase connue et d'un échantillon biologique (collagène de type I) réalisées avec l'endomicroscope équipé de cette microsonde (1 image/2s, 250x250 pixels, champ de 400 μm , résolution : 4 μm). Ces images attestent de la validité de l'instrument réalisé. Dans un dernier temps, nous proposons et expérimentons une solution pour déterminer la dépolarisation spatiale à travers la fibre endoscopique, basée sur la décomposition de la somme de matrices de Mueller de pixels voisins.

Mots clés : Polarimétrie de Mueller ; instrumentation optique ; polarisation ; fibre optique ; réseau de Bragg ; endoscopie ; endomicroscope ; dépolarisation ; caractérisation polarimétrique de tissus biologiques.

Design and realization of a fiber based Mueller polarimetric endomicroscope for application in support of *in vivo* medical diagnosis

Abstract : The structure of biological tissues on submicron scale can be efficiently characterized by optical Mueller polarimetry, which gives this technique a great interest for an aid to early medical diagnosis of diverse pathologies affecting the extracellular matrix, such as some cancers. In order to extend the application field to the characterization of internal organs, Mueller polarimetry can be developed through an optical fiber as an endoscope, thanks to a two wavelengths differential measurement method (called “bichromatic method”) developed at the Xlim institute.

The work carried out in this thesis aims to design and realize a fiber based Mueller polarimetric endomicroscope, based on the bichromatic method, meeting the requirements of *in vivo* endoscopic imaging. In the first place, we develop an accelerated data acquisition procedure allowing to reduce from several hours to a few seconds the realization time of a Mueller image. Thereafter, we develop a microprobe located at the distal tip of the endoscopic fiber, with dimensions sufficiently small to be used in endoscopy (length : 30 mm, diameter : 3 mm), including a fast scanning system (microscanner) done by the mechanical resonance of the fiber tip. The miniaturized dichroic filter required to implement the bichromatic method is a fiber Bragg grating photowritten into the fiber core. The design, the fabrication, the spectral and polarimetric characterizations of this key component are the subject of an in-depth study. Finally, after the detailed description of the microprobe, we present and comment on the Mueller polarimetric images of a known waveplate and a biological sample (type I collagen) realized with the endomicroscope equipped with this microprobe (1 image/2s, 250 x 250 pixels, field of view : 400 μm , resolution : 4 μm). These images confirm the validity of the realized instrument. At last, we propose and experiment a solution to determine spatial depolarization through the endoscopic fiber, based on the decomposition of the sum of Mueller matrices of neighbouring pixels.

Keywords : Mueller polarimetry; optical instrumentation; polarization; optical fiber; fiber Bragg grating; endoscopy; endomicroscope; depolarization; polarimetric characterization of biological tissues.

Institut de recherche Xlim - UMR CNRS n° 7252
123, avenue Albert Thomas - 87000 LIMOGES