



**HAL**  
open science

# Imagerie polarimétrique et physique de dépolarisation lumineuse : polarimétrie de champs de speckle ultra-résolus et approches optique-hyperfréquences

Jonathan Staes

► **To cite this version:**

Jonathan Staes. Imagerie polarimétrique et physique de dépolarisation lumineuse : polarimétrie de champs de speckle ultra-résolus et approches optique-hyperfréquences. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2022. Français. NNT : 2022REN1S038 . tel-03888748

**HAL Id: tel-03888748**

**<https://theses.hal.science/tel-03888748v1>**

Submitted on 7 Dec 2022

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

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

# THÈSE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1

ÉCOLE DOCTORALE N° 596  
*Matière, Molécules, Matériaux*  
Spécialité : *Photonique*

Par

**Jonathan STAES**

## **Imagerie polarimétrique et physique de dépolarisation lumineuse : polarimétrie de champs de speckle ultra-résolus et approches optique-hyperfréquences**

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 13 juillet 2022

Unité de recherche : Institut FOTON / DOP - UMR 6082

### **Rapporteurs avant soutenance :**

Myriam ZERRAD                      Ingénieur de recherche, Institut FRESNEL, Aix-Marseille Université, Marseille  
Vincent DEVLAMINCK            Professeur des Universités, Laboratoire CRISAL, Université de Lille, Lille

### **Composition du jury :**

Président :            Bernard LEJEUNE            Professeur des Universités, OPTIMAG, Université de Bretagne Occidentale, Brest

Examineurs : Myriam ZERRAD            Ingénieur de recherche, Institut FRESNEL, Aix-Marseille Université, Marseille  
                  Vincent DEVLAMINCK            Professeur des Universités, Laboratoire CRISAL, Université de Lille, Lille  
                  Matthieu BOFFETY            Maître de conférences, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Palaiseau

Dir. de thèse :        Julien FADE                    Maître de conférences, Institut FOTON, Université de Rennes 1, Rennes



« NOIRE HÉMOGLOBINE  
ICI JOUIS MA FOLIE  
MARBRE AVALE MOI »  
AGATHE TAUZIN



# Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement mon directeur de thèse Julien FADE pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser mon doctorat sous sa direction au sein de l'Institut FOTON de l'université de Rennes 1. Je souhaite également le remercier pour ses conseils et sa patience durant toutes ces années et notamment d'être resté disponible durant la phase de rédaction après sa mutation au sein de l'Institut Fresnel et l'École Centrale de Marseille.

Je manifeste aussi ma gratitude envers tous les membres de l'équipe DOP de l'Institut FOTON pour leurs soutiens techniques, scientifiques et humains. Je remercie Anthony qui a consacré de son temps à réaliser des illustrations présentes dans ce manuscrit ; Ludovic et Steve pour leurs assistances en électronique et logiciel LABVIEW. Je remercie également Cyril pour la réalisation de pièces mécaniques ainsi que Goulc'hen pour sa bonne humeur et son humour bien particulier.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à Myriam ZERRAD et Vincent DEVLAMINCK, respectivement Ingénieur de recherche à Institut FRESNEL de Marseille et Professeur des Universités au sein du laboratoire CRISAL de l'Université de Lille pour avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse. Je remercie également Bernard LEJEUNE, Professeur des Universités au sein du laboratoire OPTIMAG de l'Université de Bretagne Occidentale de Brest et Matthieu BOFFETY, Maître de conférences au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique de Palaiseau d'avoir accepté d'être examinateur.

Merci à Marie, Anwar, Romain, Brian, Victor, Jérôme et Herman pour ces moments entre thésards et je vous souhaite une bonne continuation pour vos doctorats et après pour ceux qui n'ont pas encore soutenu.

Je remercie ma famille et particulièrement mes parents, qui m'ont soutenu durant toutes ces années d'études.

Pour clore ces remerciements, je souhaite remercier tout ceux qui ont rendu ce « barbecue » de thèse possible et ainsi finaliser ces années de doctorat dans la convivialité. Je remercie ainsi Julien de m'avoir soufflé cette idée, Marc de l'avoir accepté, ma famille de l'avoir préparé, au personnel du laboratoire et plus particulièrement à l'équipe technique de s'être occupée de la logistique et des grillades, à tout ceux qui ont participé et à la météo ! Merci à tous pour ce moment !



# Table des matières

---

<b>Abréviations</b>	<b>xi</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>I. Introduction à la polarimétrie</b>	<b>5</b>
I.1 Formalisme mathématique pour l'optique polarimétrique .....	6
I.1.1 Description polarimétrique de la lumière .....	6
I.1.2 Formalisme de Stokes .....	8
I.1.3 Sphère de Poincaré .....	9
I.1.4 Formalisme de Mueller .....	10
I.2 Effets polarimétriques.....	11
I.2.1 Anisotropie de phase (biréfringence) .....	12
I.2.2 Anisotropie d'absorption (dichroïsme) .....	13
I.2.3 Dépolarisation .....	13
I.3 Techniques d'imagerie polarimétrique .....	15
I.3.1 Principe d'un générateur/analyseur d'états polarimétriques (PSG/PSA) .....	15
I.3.2 Imagerie de Stokes .....	17
I.3.3 Imagerie polarimétrique de Mueller .....	20
I.4 Imagerie alternative DSOB .....	21
I.4.1 Principe de l'imagerie DSOB .....	22
I.4.2 Réalisations antérieures .....	24
<b>II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 <math>\mu\text{m}</math> pour l'imagerie polarimétrique sélective</b>	<b>28</b>
II.1 Description du système imageur polarimétrique IR par brisure d'orthogonalité (OB) .	29
II.2 Brisure d'orthogonalité induite.....	32
II.2.1 Principe de la BO induite .....	32
II.2.2 Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire (LI-OB) .....	33
II.2.3 Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur circulaire (CI-OB).....	34
II.2.4 Conclusion.....	35
II.3 Vérification expérimentale .....	36
II.4 Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection .....	38
II.4.1 Amélioration de la stabilité du signal de la LO .....	39
II.4.2 Calibration et correction des non-linéarités de la carte de démodulation électronique I/Q.....	40
II.4.3 Correction de la réponse de la photodiode à avalanche.....	48
II.4.4 Vérification du protocole de correction.....	49
II.4.5 Résultats expérimentaux.....	50



II.5	Perspectives .....	53
II.5.1	Démodulation interférométrique tout optique .....	53
II.5.2	Identification d'échantillons cellulaires/tissus pathologiques .....	54
II.5.3	Comparaison entre la technique DSOB et celle de Mueller .....	55
II.6	Conclusion .....	55
<b>III.</b>	<b>Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle</b> .....	<b>57</b>
III.1	État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle .....	59
III.1.1	Analyse statistique .....	59
III.1.2	Analyse déterministe .....	60
III.2	Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle .....	70
III.2.1	Description générale du banc d'analyse .....	70
III.2.2	Description de l'analyseur polarimétrique .....	74
III.2.3	Automatisation du temps d'exposition .....	78
III.2.4	Vérification expérimentale du banc .....	81
III.3	Protocole de calibration/correction de la caméra CCD .....	85
III.3.1	Calibration de la caméra .....	85
III.3.2	Correction photométrique des images .....	87
III.3.3	Recombinaison HDR des images corrigées .....	90
III.3.4	Vérification du protocole de correction .....	90
III.4	Optimisation des paramètres du banc d'analyse .....	92
III.4.1	Étude de la taille du grain de speckle .....	92
III.4.2	Étude du moyennage spatial (binning) .....	95
III.4.3	Résultats d'imagerie préliminaires .....	100
III.5	Conclusion .....	103
<b>IV.</b>	<b>Optimisation des stratégies d'acquisition et d'estimation en imagerie polarimétrique résolue à l'échelle du grain de speckle</b> .....	<b>105</b>
IV.1	Méthodes d'estimation des paramètres de Stokes .....	106
IV.1.1	Approche par régression non-linéaire .....	107
IV.1.2	Approche par inversion directe .....	109
IV.1.3	Comparaison de ces deux approches .....	111
IV.2	Sélection des états polarimétriques d'analyse $W$ .....	113
IV.2.1	Matrices d'analyse $W$ .....	114
IV.2.2	Étude du conditionnement pour des matrices $W$ destinées à la technique SOPAFP .....	117
IV.3	Influence du choix des matrices d'analyse $W$ .....	120
IV.3.1	Méthodes de détermination du vecteur de Stokes .....	124
IV.3.2	Descripteurs mathématiques de l'exactitude et de la précision d'estimation du SOP	124

IV.3.3	Influence du rapport signal à bruit .....	125
IV.3.4	Influence de la dépolarisation .....	129
IV.3.5	Influence d'un désalignement d'un élément du PSA .....	133
IV.3.6	Influence d'un désalignement global du PSA .....	135
IV.3.7	Influence d'une erreur de calibration d'un LCVR .....	137
IV.4	Conclusion .....	145
IV.4.1	Conclusion sur l'influence du choix des matrices d'analyse sur les performances d'estimation .....	145
IV.4.2	Récapitulatif des paramètres expérimentaux sélectionnés .....	146
<b>V.</b>	<b>Analyse polarimétrique de champs de speckle ultra-résolus à l'échelle du grain de speckle unique</b> .....	<b>149</b>
V.1	Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux .....	151
V.1.1	Étude macroscopique .....	152
V.1.2	Étude à l'échelle du grain de speckle .....	160
V.1.3	Détection de singularités de polarisation.....	161
V.2	Moyens de représentations/visualisations graphiques des informations polarimétriques	165
V.2.1	Représentations polarimétriques à structure spatiale conservée.....	166
V.2.2	Représentations polarimétriques à structure spatiale non conservée.....	169
V.3	Analyse topologique .....	175
V.3.1	Analyse topologique à l'échelle d'une population de grains.....	175
V.3.2	Analyse topologique à l'échelle d'une interface entre grains.....	178
V.3.3	Analyse topologique à l'échelle du grain unique .....	184
V.3.4	Analyse topologique au voisinage de singularités.....	188
V.4	Conclusion .....	195
<b>VI.</b>	<b>Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle</b> .....	<b>197</b>
VI.1	Contexte et objectif de l'expérience .....	198
VI.2	Principe de l'expérience .....	202
VI.2.1	Imagerie par brisure d'orthogonalité (BO).....	202
VI.2.2	Imagerie de Stokes DFDP .....	204
VI.3	Réalisation expérimentale.....	205
VI.3.1	Module DFDP de type Mach-Zehnder .....	205
VI.3.2	Transposition de fréquence .....	207
VI.3.3	Acquisition par brisure d'orthogonalité .....	209
VI.3.4	Acquisitions de Stokes avec une source DFDP.....	213
VI.4	Résultats .....	215
VI.4.1	Étude « macroscopique » sur un motif de speckle .....	216
VI.4.2	Étude à l'échelle d'un grain unique.....	227

VI.4.3	Interprétation macroscopique des phénomènes de dépolarisation spatiale/repolarisation.....	235
VI.5	Discussion et conclusion .....	239
	<b>Conclusion générale</b>	<b>244</b>
	<b>Annexe I</b>	<b>249</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>251</b>
	<b>Publications et communications</b>	<b>259</b>

---

# Abréviations

Les abréviations les plus utilisées dans ce manuscrit sont listées ici.

AC	Alternating current/ Courant alternatif
AGC	Automatique gain control/ Contrôle automatique du gain
BF	Basse fréquence
CCD	Charge Coupled Device/ Dispositif à couplage de charges
CI-OB	Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur circulaire
DC	Direct current/ Courant continu
DFDP	Dual-Frequency, Dual-Polarization/ Bi-fréquences, bi-polarisation
DOP	Degree Of Polarization/ Degré de polarisation
DSOB	Depolarization/dichroism Sensing by polarization Orthogonality Breaking/ Détection de dépolarisation/dichroïsme par brisure d'orthogonalité de polarisation
DSP	Densité spectrale de puissance
EDFA	Erbium-doped fiber amplifier/ Fibre amplificatrice dope Erbium
GBF	Générateur basse fréquence
HDR	High Dynamic Range/ Plage dynamique élevée
IR	Infrared/Infrarouge
LCVR	Liquid Crystal Variable Retarder/Cristaux liquides à retard variable
LI-OB	Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire
LO/OL	Local Oscillator/ Oscillateur local
MAO	Modulateur acousto-optique
MEO	Modulateur électro-optique
OB/BO	Orthogonality Breaking/ Brisure d'orthogonalité
OSC	Orthogonal States Contrast/ Contrast d'états orthogonaux
PBS	Polarizing BeamSplitter/ Séparateur de faisceau polarisé
PQ	Pierce quinconcial
PSA	Polarization State Analyzer/ Analyseur d'état polarimétrique
PSG	Polarization State Generator/ Générateur d'état de polarisation
RF	Radio fréquence
RGB	Red, Green, Blue/ Rouge, Vert, Bleu
ROI	Région of interest/ Région d'intérêt
SNR	Signal-to-noise ratio/ Rapport signal à bruit
SOP	State of Polarization/ État de polarisation

State Of Polarization Analysis by Full Projection on the Poincaré space/  
SOPAFP Analyse de l'état de la polarisation par projection complète sur l'espace de  
Poincaré  
SWIR Short-wave infrared/ Infrarouge à ondes courtes

# Introduction générale

L'œil est un organe complexe du corps humain dont les cônes et les bâtonnets permettent d'extraire une information d'intensité lumineuse et une information colorimétrique du champ électromagnétique si celle-ci est comprise dans le spectre de la lumière dite visible. Cependant, cette composition spectrale n'est qu'une des caractéristiques qui décrit une onde électromagnétique. Par exemple, la trajectoire de la vibration du champ électromagnétique dans le plan transverse à sa propagation et définissant l'état de polarisation de cette onde est invisible à l'œil humain, contrairement à certains animaux comme la seiche [1] ou les libellules [2]. Cependant il peut être important d'étudier cette caractéristique physique du champ dans certains domaines pour la détection/identification/reconnaissance de cibles ou le décamouflage dans le domaine de la défense [3]–[5] ou pour la caractérisation/discrimination/diagnostic de tissus biologiques ou de cellules [6]–[8]. Ainsi en analysant l'état de polarisation de la lumière résultante d'une interaction entre celle-ci et un échantillon, il est possible de déterminer la nature polarimétrique de ce dernier. Il existe une infinité de natures polarimétriques que l'on peut décomposer schématiquement selon les effets principaux suivants : anisotropie de phase, anisotropie d'absorption et de dépolarisation (dans chacun de ces cas, on peut distinguer le cas linéaire du cas circulaire). En déterminant la nature polarimétrique de l'échantillon observé, il est possible par exemple de déceler des cellules cancéreuses au sein d'un tissu biologique [6]–[8]. Pour mesurer l'information polarimétrique, deux types d'imagerie sont communément utilisés. La première, dénommée imagerie polarimétrique de Mueller, analyse la nature polarimétrique intrinsèque de l'échantillon observé et nécessite 16 mesures [9]. La seconde, l'imagerie polarimétrique de Stokes analyse uniquement l'état de polarisation de la lumière captée, nécessitant quatre à six acquisitions pour une analyse complète [10] ou au minimum deux pour une analyse partielle comme celle d'OSC (« Orthogonal States Contrast ») [3], [11]–[13]. En limitant le nombre d'acquisitions, il est possible de mettre en évidence plus rapidement uniquement les échantillons de nature polarimétrique souhaitée.

En vue de limiter le nombre d'acquisitions nécessaires pour extraire l'information polarimétrique, permettant d'envisager l'utilisation de l'imagerie polarimétrique « temps réel » dans le domaine du décamouflage ou de l'endoscopie par exemple, un banc d'imagerie active alternatif dit par « brisure d'orthogonalité » a été développé depuis plusieurs années au sein de l'Institut FOTON. Cette technique d'imagerie, intitulée DSOB (Depolarization/dichroism Sensing by Orthogonality Breaking), et basée sur une approche optique-hyperfréquences,

permet de mettre en évidence l'effet de dépolarisation/dichroïsme en une unique acquisition [14]–[16]. Récemment, durant les travaux de thèse de F. Parnet [18], il a été démontré théoriquement et confirmé sur des observations expérimentales préliminaires qu'à l'aide de deux autres modalités (nommées brisures d'orthogonalité « induite »), il est possible de discriminer la nature polarimétrique d'un échantillon lorsque celle-ci est semblable à l'un des trois effets polarimétriques cités précédemment (dépolarisation, dichroïsme et biréfringence).

Après un premier chapitre d'introduction à l'imagerie polarimétrique définissant le formalisme mathématique utilisé dans la suite de ce manuscrit et les différentes techniques d'imagerie polarimétrique existantes, notamment le principe de la technique DSOB, nous rappellerons dans le début du deuxième chapitre l'architecture d'un démonstrateur d'imagerie DSOB infrarouge, ainsi que le principe de la brisure d'orthogonalité « induite ». Pour vérifier et confirmer les comportements théoriques et les premiers résultats expérimentaux qualitatifs, montrant la possibilité de discriminer la nature polarimétrique d'un échantillon (dichroïsme, biréfringence, dépolarisation), nous avons entrepris de minimiser les non-linéarités de la chaîne électronique de détection/démodulation (au cœur du principe d'acquisition DSOB) pour obtenir une information polarimétrique fiable et quantitative. Pour y parvenir, nous avons proposé un protocole de calibration/correction du module de détection/démodulation qui sera détaillé dans ce chapitre. Enfin, les résultats d'une acquisition expérimentale sur une scène artificielle composée d'éléments de différentes natures polarimétriques seront présentés. Ceux-ci permettent notamment de valider la capacité sélective, d'un point de vue polarimétrique, de la technique d'imagerie par brisure d'orthogonalité.

Un autre axe de recherche exploré dans ce travail de thèse a été d'étudier la physique de dépolarisation lumineuse et notamment la dépolarisation d'un champ de speckle, résultant d'interférences lumineuses à la transmission/réflexion d'un faisceau cohérent sur une surface rugueuse. Il a été montré depuis longtemps que l'on pouvait extraire du motif de speckle des informations sur la rugosité de surface [17], [18] et les propriétés de diffusion d'un échantillon [19], entre autres exemples. En termes d'analyse polarimétrique du speckle, elle se cantonnait généralement dans le domaine de l'imagerie à conduire une analyse statistique de la polarisation (voire à chercher à moyenniser le speckle (moyennage spatial, ou spectral) en chaque pixel du détecteur pour limiter la présence néfaste de ce bruit sur les images), en estimant des grandeurs polarimétriques moyennées pour en déduire la nature dépolarisante/ou non d'un échantillon [20], [21]. Plus récemment, des travaux expérimentaux ont pu surmonter plusieurs difficultés

expérimentales, permettant d'ouvrir la voie à une analyse polarimétrique de champ de speckle résolu à l'échelle du grain de speckle unique. Les avancées technologiques durant les dernières décennies (notamment les lames de phase à cristaux liquides) ont permis d'étudier avec plus de précision la distribution spatiale de l'état de polarisation d'un motif de speckle ultra-résolu. Ces avancées ont permis d'observer expérimentalement le principe dépolarisation [22] et repolarisation [23], [24] d'un motif de speckle résolu, mais encore des singularités de polarisation [25], cependant ces phénomènes physiques sont encore mal appréhendés.

Ainsi, dans la deuxième partie de ce manuscrit, nous nous intéresserons à la polarimétrie de Stokes de champs de speckle ultra-résolus. En effet, l'objectif de cette seconde partie de manuscrit est de produire, à l'aide d'un banc d'imagerie original dédié des informations polarimétriques avec d'une grande précision et fiabilité à l'échelle du grain de speckle. Comme nous le verrons, ce banc expérimental permet notamment d'étudier l'état de polarisation de manière multi-échelles, d'une vue d'ensemble jusqu'à l'évolution polarimétrique à l'échelle du grain (intra-grain) et d'observer avec précision des singularités polarimétriques déjà observées dans des travaux antérieurs [25], [26]. Les enjeux des travaux menés dans cette seconde partie de thèse étaient (i) tout d'abord d'optimiser le montage expérimental et d'identifier les sources de biais ou d'erreurs expérimentales ; (ii) d'optimiser à la fois le choix des états d'analyse polarimétriques utilisés pour sonder/mesurer la polarisation du champ, et les algorithmes d'estimation utilisés ; (iii) de s'interroger sur les modalités de représentation graphique les plus adaptées de l'information polarimétrique (multidimensionnelle) dans le contexte de l'imagerie de Stokes de champs de speckle : et enfin (iv) réaliser une campagne expérimentale visant à conduire une analyse « topologique » des répartitions d'états de polarisation à travers un champ de speckle avec les outils développés.

Pour finir, nous avons tâché dans ce travail de thèse de coupler l'approche optique-hyperfréquences impliquée dans l'imagerie DSOB (première partie de thèse) et la polarimétrie de speckle ultra-résolue spatialement. Ces travaux nous ont permis d'observer expérimentalement de nouveaux contrastes d'un champ de speckle, et de proposer une expérience inédite qui ouvre la voie à une meilleure compréhension de la physique de dépolarisation lumineuse, et en particulier le phénomène dit de « repolarisation » [23], [24].

Ainsi, dans le chapitre III, nous décrirons le banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle et la façon dont nous avons pu l'améliorer au cours de cette thèse pour pouvoir garantir des mesures expérimentales fiables, répétables et précises. Nous détaillerons les améliorations apportées d'un point de vue matériel au banc d'imagerie



polarimétrique existant développé au sein de l'Institut FOTON [22]. Enfin, le choix de chaque paramètre du banc expérimental y sera discuté.

Par la suite, l'optimisation du choix des états polarimétriques d'analyse et la méthode d'estimation des paramètres de Stokes en chaque pixel/superpixel permettant d'obtenir un résultat fiable et précis seront décrits dans le chapitre IV.

Les résultats obtenus une fois optimisés le banc d'imagerie polarimétrique, les états d'analyse et les méthodes d'estimation, seront présentés dans le chapitre V. De plus, nous décrirons dans ce chapitre des stratégies de représentation de l'information polarimétrique (par nature multidimensionnelle) adaptée à différentes échelles d'observation et différents contextes d'usage de cette information, améliorant ainsi la lisibilité.

Pour finir, le chapitre VI est consacré à l'adaptation de l'approche optique-hyperfréquences, s'appuyant sur la technique d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité (décrite dans le chapitre I et II), au banc d'imagerie polarimétrique de Stokes de champs de speckle ultra-résolus (détaillé dans le chapitre III et IV). Les images de contraste du champs de speckle produites à partir du banc d'imagerie adapté permettent d'améliorer la compréhension du phénomène de dépolarisation spatiale/repolarisation, notamment mis en lumière expérimentalement durant les travaux de thèse de A. Ghabbach [23], [24].

# CHAPITRE I

## Introduction à la polarimétrie

### Sommaire

---

I.1	Formalisme mathématique pour l'optique polarimétrique .....	6
I.1.1	Description polarimétrique de la lumière .....	6
I.1.2	Formalisme de Stokes .....	8
I.1.3	Sphère de Poincaré .....	9
I.1.4	Formalisme de Mueller .....	10
I.2	Effets polarimétriques.....	11
I.2.1	Anisotropie de phase (biréfringence) .....	12
I.2.2	Anisotropie d'absorption (dichroïsme) .....	13
I.2.3	Dépolarisation .....	13
I.3	Techniques d'imagerie polarimétrique .....	15
I.3.1	Principe d'un générateur/analyseur d'états polarimétriques (PSG/PSA) .....	15
I.3.2	Imagerie de Stokes .....	17
I.3.3	Imagerie polarimétrique de Mueller .....	20
I.4	Imagerie alternative DSOB .....	21
I.4.1	Principe de l'imagerie DSOB .....	22
I.4.2	Réalisations antérieures .....	24

---

## I.1 Formalisme mathématique pour l'optique polarimétrique

### I.1.1 Description polarimétrique de la lumière

Depuis les travaux de Maxwell au XIXème siècle [27], il est possible de décrire la propagation de la lumière comme une onde électromagnétique composée d'un champ électrique  $\vec{E}$  et d'un champ magnétique  $\vec{B}$  oscillant orthogonalement entre eux dans le plan transverse à sa propagation. Ainsi dans un repère cartésien  $(O_x, O_y, O_z)$ , une onde plane lumineuse monochromatique  $\lambda$  se propageant dans le vide selon l'axe  $O_z$ , ayant un champ électrique quelconque peut s'écrire temporellement comme :

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t) = E_x(z, t)\vec{e}_x + E_y(z, t)\vec{e}_y \quad (\text{I. 1})$$

où  $\vec{e}_x$  et  $\vec{e}_y$  sont respectivement les vecteurs unitaires des axes  $O_x$  et  $O_y$ . Les composantes cartésiennes réelles du champ  $\vec{E}(z, t)$  s'écrivent :

$$\begin{cases} E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \phi_x) \\ E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \phi_y) \end{cases} \quad (\text{I. 2})$$

où  $E_{0x}$  et  $E_{0y}$  sont les amplitudes réelles suivant l'axe dans  $O_x$  et  $O_y$ ,  $k$  correspond à la norme du vecteur d'onde  $\vec{k}$  et est défini par  $k = \|\vec{k}\| = \frac{2\pi}{\lambda}$  et la pulsation  $\omega = kc$ , avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide ou l'air. Le terme de déphasage entre les deux composantes orthogonales du champ peut être défini par  $\phi = \phi_x - \phi_y$ . L'état polarimétrique d'une onde peut être caractérisé comme l'évolution temporelle du champ électrique dans le plan  $Oxy$  et peut s'écrire [28] :

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x^2(t)E_y^2(t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos(\phi) = \sin^2(\phi) \quad (\text{I. 3})$$

Ainsi la forme la plus générale de la trajectoire dans le plan transverse d'une onde lumineuse totalement polarisée est décrite par l'équation d'une ellipse communément nommée ellipse de polarisation. Ainsi les grandeurs nécessaires pour caractériser l'état de polarisation d'une onde sont ses deux amplitudes réelles  $E_{0x}$  et  $E_{0y}$  et son déphasage  $\phi$ .

## I.1. Formalisme mathématique pour l'optique polarimétrique

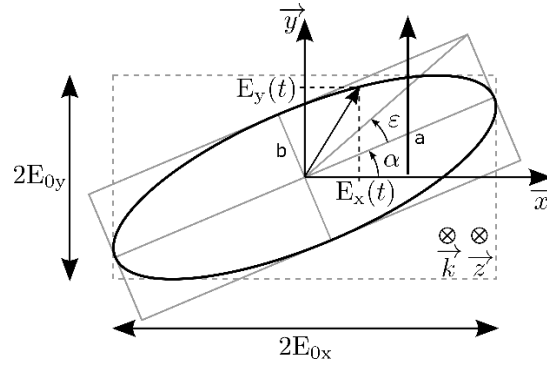


Figure I-1 - Ellipse de polarisation définie par les amplitudes réelles  $E_{0x}$  et  $E_{0y}$ , d'ellipticité  $\varepsilon$  et d'azimut  $\alpha$ .

D'autres paramètres définissant l'ellipse de polarisation peuvent être déterminés par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}\tan(2\alpha) &= \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos(\phi) \\ \sin(2\varepsilon) &= \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin(\phi) \\ a &= \cos(\alpha) \cos(\varepsilon) - i \sin(\alpha) \cos(\varepsilon) \\ b &= \sin(\alpha) \cos(\varepsilon) - i \cos(\alpha) \cos(\varepsilon)\end{aligned}\quad (\text{I.4})$$

Dans les équations précédentes, on définit :

- L'angle d'azimut  $\alpha$  représentant l'orientation de l'ellipse de polarisation ( $0 \leq \alpha \leq \pi$ ).
- L'ellipticité  $\varepsilon$  de l'état de polarisation ( $-\frac{\pi}{4} \leq \varepsilon \leq \frac{\pi}{4}$ ). Le signe de l'ellipticité informe sur le sens de rotation de l'état de polarisation, positif (respectivement négatif) correspondant à une rotation droite (respectivement gauche). Lorsque  $\varepsilon = 0$  (i.e,  $\phi = 0$ ), l'état de polarisation est linéaire.
- Les dimensions du grand axe  $a$  et du petit axe  $b$  de l'ellipse.

Il existe schématiquement trois catégories pour classifier le « désordre » polarimétrique qui caractérise un faisceau lumineux :

- La lumière dite totalement polarisée est caractérisée par une trajectoire parfaitement déterministe de son champ électrique  $\vec{E}$  dans le plan transverse. Cet état, peu présent dans la nature, peut être produit par la technologie laser ou en utilisant des composants optiques (polariseur).

## I. Introduction à la polarimétrie

- Une onde lumineuse est définie comme partiellement dépolarisée lorsque la trajectoire de son champ électrique dans le plan transverse n'est plus déterministe mais présente un caractère aléatoire « autour » d'une trajectoire elliptique principale. On peut retrouver cet état partiellement polarisé par exemple lorsque la lumière naturelle subit une réflexion sur une surface diélectrique.
- La lumière totalement dépolarisée désigne une onde lumineuse dont la trajectoire de son champ électrique  $\vec{E}$  dans le plan transverse est totalement aléatoire. C'est le cas de la lumière émise par le soleil par exemple.

Dans la suite de ce manuscrit plusieurs formalismes mathématiques [28]–[30] vont être utilisés pour décrire les interactions polarimétriques lumière-matière. Par essence l'imagerie polarimétrique consiste à déterminer l'état de la lumière sans connaître la nature de celle-ci (et donc sans condition sur sa nature dépolarisée ou non). C'est pourquoi le formalisme de Jones [31], développé par Robert Clark Jones en 1941, et qui ne permet de décrire directement que la lumière totalement polarisée ne sera pas détaillé, ni utilisé dans ce manuscrit.

### I.1.2 Formalisme de Stokes

L'utilisation du formalisme de Stokes s'est répandue grâce à sa capacité à décrire n'importe quel état polarimétrique d'une onde (que la lumière soit totalement polarisée ou non) et à l'accessibilité de ses paramètres par des mesures expérimentales d'intensité. Il est défini par [32]:

$$\vec{S} = \begin{cases} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos(\phi) \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin(\phi) \end{cases} \quad (\text{I.5})$$

où  $S_0$  représente l'intensité totale,  $S_1$  est la portion polarisée linéairement le long de l'axe vertical ou horizontal.  $S_2$  est la portion polarisée linéairement le long des axes  $\pm 45^\circ$  et  $S_3$  représente la portion polarisée circulairement droite ou gauche. Ainsi une lumière totalement polarisée vérifie l'équation suivante :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (\text{I.6})$$

Ainsi la norme des trois composantes représentant les différentes portions de lumière polarisée est égale à  $S_0$  pour une lumière totalement polarisée. En revanche, elle est inférieure à  $S_0$  pour une lumière partiellement polarisée. Cette condition est définie comme :

## I.1. Formalisme mathématique pour l'optique polarimétrique

$$S_0 \geq \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \quad (\text{I.7})$$

La proportion de lumière polarisée est définie comme le degré de polarisation (DOP, Degree Of Polarization) et s'écrit :

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (\text{I.8})$$

Le degré de polarisation met en évidence le taux de « désordre » polarimétrique d'une onde lumineuse comme suit :

- Totalemment dépolarisée :  $DOP = 0$ ,
- Partiellement dépolarisée :  $0 < DOP < 1$ ,
- Totalemment polarisée :  $DOP = 1$ .

### I.1.3 Sphère de Poincaré

Il est possible de définir un vecteur de Stokes normalisé  $\vec{s}$  comme suit :

$$\vec{S} = S_0 \begin{cases} 1 \\ \frac{S_1}{S_0} \\ \frac{S_2}{S_0} \\ \frac{S_3}{S_0} \end{cases} = S_0 \begin{cases} 1 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{cases} = S_0 \begin{cases} 1 \\ \vec{s} \end{cases} \quad (\text{I.9})$$

où  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  correspondent respectivement aux paramètres de Stokes  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  normalisés par l'intensité totale détectée  $S_0$ . Ce vecteur de Stokes normalisé  $\vec{s}$  peut être représenté graphiquement dans un repère cartésien en trois dimensions  $(O, s_1, s_2, s_3)$  dans lequel les paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  correspondent aux paramètres de Stokes normalisés. Cette interprétation graphique, introduite par Henri Poincaré et communément nommée sphère de Poincaré, permet de visualiser l'ensemble du domaine de définition d'un état polarimétrique comme représenté Figure I-2.

## I. Introduction à la polarimétrie

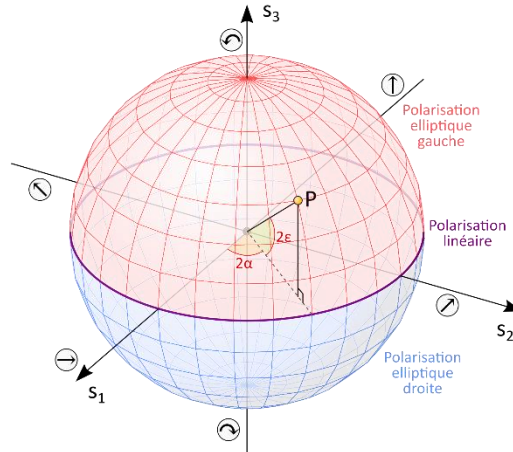


Figure I-2 - Sphère de Poincaré où le point P représente un état de polarisation quelconque totalement polarisé.

Tout état de polarisation peut y être défini par ses coordonnées cartésiennes, égales aux paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  ou par ses coordonnées sphériques définies par (DOP,  $2\alpha$ ,  $2\varepsilon$ ) dont le lien entre ces deux formalismes est :

$$\begin{aligned} s_1 &= \text{DOP} \cos(2\alpha) \cos(2\varepsilon) \\ s_2 &= \text{DOP} \sin(2\alpha) \cos(2\varepsilon) \\ s_3 &= \text{DOP} \sin(2\varepsilon) \end{aligned} \quad (\text{I. 10})$$

Cette représentation graphique permet visuellement de décrire un état polarimétrique par les caractéristiques suivantes :

- La distance OP renseigne sur le degré de polarisation. Un état correspondant à une onde dépolarisée ( $\text{DOP} = 0$ ) se situe au centre de la sphère et à l'inverse un état totalement polarisé ( $\text{DOP} = 1$ ) est localisé à la surface de la sphère. Une onde partiellement polarisée est caractérisée par un état situé dans la sphère.
- L'équateur correspond à l'ensemble des états purement rectilignes.
- L'hémisphère nord (respectivement sud) indique la présence d'ellipticité « gauche » (respectivement « droite ») de l'état de polarisation. Les pôles représentent les états purement circulaires.

### I.1.4 Formalisme de Mueller

Contrairement au formalisme de Stokes qui décrit l'état de polarisation d'une onde, celui de Mueller permet une description complète de la nature polarimétrique d'un milieu. Il consiste à

## I.2. Effets polarimétriques

décrire l'effet polarimétrique d'un matériau lors d'une interaction (linéaire) avec une onde lumineuse à partir d'une matrice réelle carrée d'ordre 4 s'écrivant [29] :

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & \cdots & M_{14} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{41} & \cdots & M_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{I. 11})$$

Ce formalisme associé à celui de Stokes est particulièrement adapté pour décrire, par calcul matriciel, l'interaction polarimétrique lumière-matière. Ainsi un état de polarisation  $S^{\text{out}}$  résultant d'une interaction d'une onde lumineuse de vecteur de Stokes  $S^{\text{in}}$  avec un échantillon de matrice  $M_{\text{ech}}$  s'exprime :

$$\vec{S}^{\text{out}} = M_{\text{ech}} \cdot \vec{S}^{\text{in}} \quad (\text{I. 12})$$

## I.2 Effets polarimétriques

Différents effets polarimétriques peuvent être mis en évidence lors de l'interaction par transmission et/ou réflexion de la lumière avec la matière. Cette modification de l'état de polarisation est principalement due à la structure intrinsèque (surfactive ou volumique) du milieu. On distingue deux catégories de matériaux : les matériaux homogènes isotropes présentant un unique indice de réfraction (à une longueur d'onde donnée) et les milieux (homogènes) anisotropes qui de par leurs structures ont des indices de réfraction différents selon les directions de propagation. Pour une direction de propagation donnée  $\vec{k}$ , on montre [33] que la lumière peut se propager selon deux états propres de polarisation, de directions perpendiculaires et avec deux indices de réfraction différents. Les indices de ces directions sont nommés : indices « ordinaire » et « extraordinaire » notés respectivement  $n_o$  et  $n_e$ . Cette différence d'indice induit une variation de la vitesse de propagation des champs selon les deux directions orthogonales et engendre une modification de l'état de polarisation. Différentes natures d'anisotropies existent. L'anisotropie linéaire, présente notamment dans la calcite ( $\text{CaCO}_3$ ), mise en évidence par Rasmus Bartholinus, et le quartz ( $\text{SiO}_2$ ), donne lieu à des états propres linéaires de polarisation. Quant à l'anisotropie circulaire, ses états propres de propagation sont circulaires. Plus généralement, un milieu présentant de l'anisotropie elliptique est composé d'anisotropie linéaire et circulaire. Dans cette partie, nous allons décrire les matrices de Mueller des matériaux présentant de l'anisotropie de phase, d'absorption et de dépolarisation. Lorsque plusieurs natures anisotropiques coexistent, les anisotropies linéaires sont généralement plus importantes que celles circulaires. C'est pourquoi dans ce manuscrit les anisotropies circulaires et elliptiques ne seront pas détaillées.



## I. Introduction à la polarimétrie

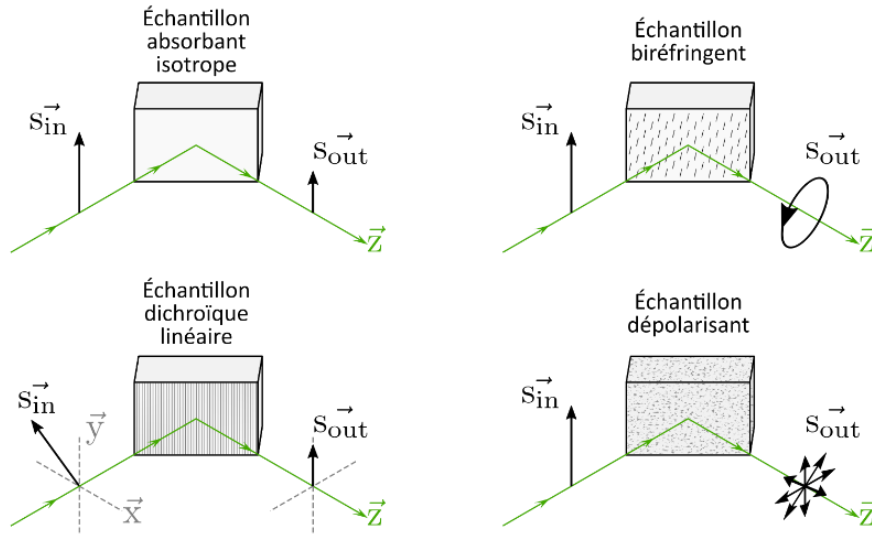


Figure I-3 - Illustration représentant divers effets polarimétriques en réfraction.

### I.2.1 Anisotropie de phase (biréfringence)

La biréfringence, ou anisotropie de phase, est la propriété d'un matériau anisotrope à introduire un retard de propagation entre ses axes propres dû à la différence d'indice de réfraction. Ainsi la phase entre les deux composantes  $E_x$  et  $E_y$  du champ électrique incident est modifiée. Le déphasage introduit par la traversée d'un matériau s'écrit :

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta n e}{\lambda} \quad (\text{I.13})$$

avec  $\Delta n = n_o - n_e$  la biréfringence,  $e$  l'épaisseur du matériau et  $\lambda$  la longueur d'onde. Les matériaux de cette nature sont utilisés pour réaliser de nombreux composants optiques et en particulier des lames à retard, notamment pour les lames dites  $\lambda/2$  et  $\lambda/4$ . La matrice d'une lame de phase s'écrit :

$$M_B = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \cos(\varphi) \sin^2(2\theta) & \cos(2\theta) \sin(2\theta) [\cos(\varphi) - 1] & -\sin(\varphi) \sin(2\theta) \\ 0 & \cos(2\theta) \sin(2\theta) [\cos(\varphi) - 1] & \sin^2(2\theta) + \cos(\varphi) \cos^2(2\theta) & -\sin(\varphi) \sin(2\theta) \\ 0 & \sin(\varphi) \sin(2\theta) & \sin(\varphi) \sin(2\theta) & \cos(\varphi) \end{bmatrix} \quad (\text{I.14})$$

où  $\varphi$  est le déphasage introduit par la lame entre ces deux états propres et  $\theta$  est l'angle d'orientation de son axe rapide.

### I.2.2 Anisotropie d'absorption (dichroïsme)

Le dichroïsme est la propriété d'un milieu ayant deux axes propres, appelés axes neutres, orthogonaux et linéaires. La propriété d'un tel matériau est de modifier (par absorption) l'amplitude de deux champs électriques orthogonaux  $E_x$  et  $E_y$  de façon anisotrope. L'élément dichroïque le plus utilisé dans le domaine de l'optique est le polariseur linéaire qui permet de ne transmettre quasiment qu'un état de polarisation rectiligne. Le taux de diatténuation  $d$  entre ses deux axes propres est défini par :

$$d = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max} + T_{min}} \quad (I.15)$$

où  $T_{max}$  et  $T_{min}$  correspondent respectivement à la transmission maximale et minimale. Le taux de diatténuation d'un matériau est compris entre 0 et 1. Ainsi un matériau ne présentant pas d'anisotropie d'absorption est défini par un taux de diatténuation nul alors qu'un matériau diatténuateur parfait présente un taux de diatténuation de 1. La matrice de Mueller définissant un milieu dichroïque linéaire s'écrit :

$$M_D = \rho \begin{bmatrix} 1 & d \cos(2\psi) & d \sin(2\psi) & 0 \\ d \cos(2\psi) & \frac{1+T}{2} + \frac{1-T}{2} \cos(4\psi) & \frac{1-T}{2} \sin(4\psi) & 0 \\ d \sin(2\psi) & \frac{1-T}{2} \sin(4\psi) & \frac{1+T}{2} - \frac{1-T}{2} \cos(4\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & T \end{bmatrix} \quad (I.16)$$

avec  $\rho$  le coefficient d'absorption isotrope,  $T = 2\sqrt{T_{max}T_{min}}/(T_{max} + T_{min})$  et  $\psi$  correspond à l'orientation du dichroïsme. On trouve deux types de diatténuations. Le premier correspond à l'anisotropie d'absorption par transmission que l'on retrouve sur les polariseurs dichroïques couramment utilisés qui est due à sa composition de nano-fils (Polarcor) ou de longues chaînes de polymères étirées (Polaroid) parallèles dont la période est inférieure à la longueur d'onde. Le second est l'anisotropie par réfraction/réflexion que l'on rencontre dans les prismes de Glan-Taylor. Ces prismes permettent de transmettre une des deux polarisations alors que la seconde (orthogonale à la première) est réfléchie.

### I.2.3 Dépolarisation

Le phénomène de dépolarisation est basé sur la modification aléatoire de l'état polarimétrique incident. Cet effet peut être défini :

- Spatialement, dû à l'interaction de la lumière avec un matériau rugueux dont la structure surfacique introduit localement de la biréfringence et/ou du dichroïsme. Ce milieu peut

## I. Introduction à la polarimétrie

être considéré comme un matériau présentant spatialement et aléatoirement de l'anisotropie de phase et d'absorption.

- Temporellement, dû à l'interaction de la lumière avec des particules en suspension dans un fluide par exemple. Localement le mouvement des particules va introduire une modification de l'état de polarisation du faisceau incident dans le temps. On peut considérer ce milieu comme un matériau dont l'anisotropie de phase et d'absorption est modifiée aléatoirement avec le temps.
- On peut également définir une dépolarisation spectrale par moyennage d'états de polarisation différents à différentes composantes du spectre.

La mise en lumière de ce mécanisme de moyennage des états polarimétriques est réalisée en moyennant spatialement de nombreux états de polarisations sur la surface d'un détecteur ou en intégrant les états polarimétriques sur des temps suffisamment longs, ou encore en utilisant une source/détecteur à spectre large. Ainsi le phénomène de dépolarisation est dépendant de l'échantillon étudié mais et aussi de la façon dont il est quantifié. Le formalisme de Mueller permet de modéliser ce mécanisme de façon phénoménologique et très simple comme :

$$M_{\Delta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_{L1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{L2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_C \end{bmatrix} \quad (I.17)$$

où les coefficients  $P_{L1}$ ,  $P_{L2}$  et  $P_C$  représentent respectivement la perte de polarisation selon les axes linéaires horizontal/vertical, linéaires à  $\pm 45^\circ$  et circulaires droit/gauche. Une façon simple de définir le pouvoir dépolarisant [34] d'un matériau est de considérer le paramètre :

$$\Delta = 1 - \frac{|P_{L1}| + |P_{L2}| + |P_C|}{3} \quad (I.18)$$

On peut définir trois cas généraux :

- Un milieu purement dépolarisant isotrope est défini par l'égalité de ces trois paramètres ( $P_{L1}=P_{L2}=P_C$ ).
- Un milieu non-dépolarisant aura ces trois paramètres égaux à un ( $P_{L1}=P_{L2}=P_C=1$ ).
- Un milieu totalement dépolarisant est caractérisé par une valeur nulle de ces trois paramètres ( $P_{L1}=P_{L2}=P_C=0$ ) ainsi son pouvoir dépolarisant vaut  $\Delta = 1$ .

### I.3 Techniques d'imagerie polarimétrique

L'imagerie polarimétrique permet d'obtenir des contrastes différents de ceux obtenus en imagerie d'intensité classique, ce qui présente un intérêt dans de nombreux domaines [35] tels que le biomédical [36]–[38], la défense notamment pour la détection de cible [3], [39]–[41] et la télédétection [42]. Ces contrastes sont produits grâce à la détermination de différents paramètres polarimétriques. Pour ce faire, l'utilisation d'un analyseur d'états polarimétriques (PSA, Polarization State Analyzer) est nécessaire. Deux catégories d'imagerie polarimétrique existent, l'imagerie dite passive, exploitant le rayonnement lumineux ou thermique ambiant et l'imagerie active, utilisant une source lumineuse dont l'état polarimétrique est contrôlé par un générateur d'état polarimétrique (PSG). La seconde, dite active, nécessite un module d'éclairage et de contrôle polarimétrique supplémentaire à l'illumination augmentant la complexité et le coût de mise en œuvre.

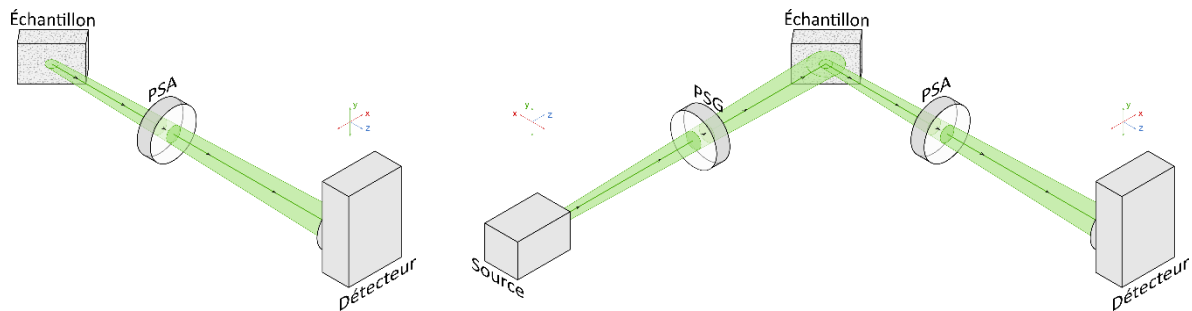


Figure I-4 - Imagerie polarimétrique passive (à gauche) et active avec un contrôleur de polarisation à l'émission (à droite).

Dans cette partie sont détaillées plusieurs techniques mises en œuvre habituellement pour réaliser les deux types d'imagerie suivants :

- Imagerie de Stokes, qui permet de déterminer les composantes du vecteur de Stokes,
- Imagerie de Mueller, qui permet de caractériser d'un point de vue polarimétrique un échantillon en identifiant les paramètres de sa matrice de Mueller.

#### I.3.1 Principe d'un générateur/analyseur d'états polarimétriques (PSG/PSA)

Un générateur d'états polarimétriques (PSG, Polarization State Generator) est composé d'éléments optiques pour générer l'état souhaité. Il peut être sommaire en utilisant un polariseur linéaire pour produire un état rectiligne ou composé d'un ensemble de polariseur et de lames à retard pour générer tout état de polarisation situé à la surface de la sphère de Poincaré, c'est à dire tous les états totalement polarisés. Quant à l'analyseur polarimétrique (PSA), il permet de

## I. Introduction à la polarimétrie

sonder un état d'analyse spécifique. On trouve généralement deux combinaisons d'éléments optiques pour réaliser un PSG/PSA. La première est l'association d'une lame de phase quart d'onde et d'un polariseur. Cette méthode rudimentaire permet à moindre coût d'analyser n'importe quel état de polarisation. La matrice de Mueller d'un tel PSA est définie par :

$$M_{PSA \lambda/4} = \frac{1}{\tau} \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\psi)\cos^2(2\theta) + \cos(2\theta)\sin(2\theta)\sin(2\psi) & & \\ \cos(2\psi) & \cos^2(2\psi)\cos^2(2\theta) + \cos(2\theta)\cos(2\psi)\sin(2\theta)\sin(2\psi) & & \\ \sin(2\psi) & \cos(2\psi)\cos^2(2\theta)\sin(2\psi) + \cos(2\theta)\sin^2(2\psi)\sin(2\theta) & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(2\psi)\cos(2\theta)\sin(2\theta) + \sin^2(2\theta)\sin(2\psi) & -\cos(2\theta)\sin(2\psi) + \cos(2\psi)\sin(2\theta) \\ \cos(2\theta)\cos^2(2\psi)\sin(2\theta) + \cos(2\psi)\sin(2\psi)\sin^2(2\theta) & -\cos(2\psi)\cos(2\theta)\sin(2\psi) + \cos^2(2\psi)\sin(2\theta) \\ \cos(2\psi)\cos(2\theta)\sin(2\psi)\sin(2\psi) + \sin^2(2\theta)\sin^2(2\psi) & -\cos(2\theta)\sin^2(2\psi) + \cos(2\psi)\sin(2\psi)\sin(2\theta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (I.19)$$

avec  $\theta$  l'orientation de la lame de phase quart d'onde et  $\psi$  celle du polariseur. Pour chaque état à analyser, les orientations des axes propres des éléments optiques doivent être modifiées. La rotation mécanique de ces éléments peut introduire des erreurs d'alignement d'une part, mais également des modifications mal contrôlées du front d'onde notamment si l'analyse polarimétrique porte sur un motif d'interférence comme celui du speckle par exemple (voir chapitre III).

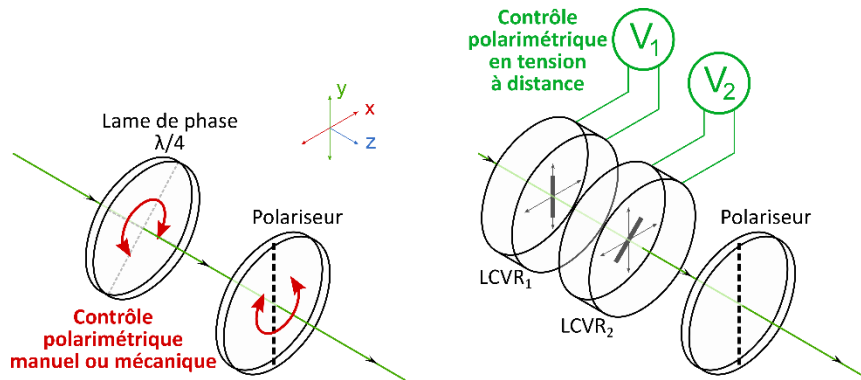


Figure I-5 - Analyseur d'états polarimétriques utilisant une lame de phase quart d'onde (à gauche), ou à base de lames de phase à cristaux liquides (à droite).

La seconde méthode est la mise en œuvre de deux lames de phase variable à cristaux liquides (LCVR, Liquid Crystal Variable Retarder) et d'un polariseur. Les axes rapides des lames de phase doivent être désalignés de  $45^\circ$  (Figure I-5). Les lames de phase à cristaux liquides nématiques composées de molécules présentant de la biréfringence sont une technologie fiable largement utilisée. Ainsi l'anisotropie de phase est produite par l'alignement des molécules avec le champ électrique induit entre les électrodes transparentes présentes de part et d'autre du LCVR. La réalisation d'un PSG/PSA avec cette technologie est plus complexe à mettre en

### I.3. Techniques d'imagerie polarimétrique

œuvre puisqu'elle nécessite une calibration des LCVRs et une précision d'alignement des axes propres des différents éléments. Cependant elle permet de pouvoir choisir l'état d'analyse en variant la tension des LCVRs sans déplacement mécanique des montures.

#### I.3.2 Imagerie de Stokes

L'imagerie de Stokes permet l'analyse polarimétrique du faisceau par des mesures d'intensité avec un capteur d'image conventionnel. À partir de ces mesures, il est possible de déduire quatre images polarimétriques correspondant à chaque paramètre du vecteur de Stokes et d'en déduire une cinquième correspondant au degré de polarisation. Dans cette partie trois principes d'imagerie de Stokes généralement utilisés sont détaillés, il s'agit de l'imagerie de Stokes nécessitant 2, 4 ou 6 acquisitions. Ce type d'imagerie nécessitant un faible nombre d'acquisitions, elle peut être intéressante dans le domaine biomédical, notamment pour l'analyse polarimétrique pour suivre le changement dynamique d'échantillons biologiques [38].

##### I.1.1.1 Imagerie polarimétrique d'OSC

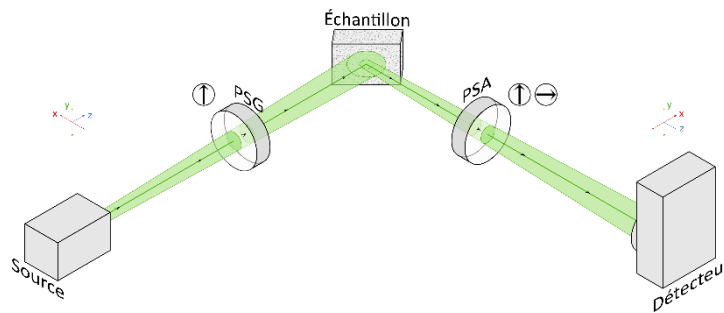


Figure I-6 - Exemple d'imageur polarimétrique d'OSC.

Cette technique d'imagerie active, nommée OSC (Orthogonal States Contrast), est classée parmi les imageries de Stokes de par son principe expérimental mais elle ne permet pas de remonter à l'état polarimétrique complet. C'est une des méthodes d'analyse polarimétrique la plus élémentaire à mettre en œuvre. En effet, elle nécessite une source d'illumination polarisée linéairement, aisément réalisable avec un laser monomode (solide ou à semi-conducteur), un polariseur linéaire et à l'analyse un second polariseur rectiligne. Ainsi en faisant l'hypothèse que la scène présente uniquement de la dépolarisation pure, il est possible en deux images d'intensité d'obtenir un contraste polarimétrique proportionnel au degré de polarisation linéaire. Pour ce faire, deux états polarimétriques sont étudiés et correspondent à l'état de polarisation parallèle et perpendiculaire à celui d'illumination, obtenus grâce à une rotation de  $90^\circ$  du second polariseur linéaire. Ce contraste est défini par :

## I. Introduction à la polarimétrie

$$OSC = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{S_1}{S_0} = s_1 \quad (I.20)$$

Cette technique d'imagerie de Stokes incomplète et qui permet d'accéder uniquement au paramètre normalisé  $s_1$ , est utilisée pour mettre en évidence des contrastes de dépolarisation linéaire [5] (Figure I-6) dans le domaine de la défense [3], [4] et aussi du biomédical [11]. Cependant, les effets d'anisotropie comme le dichroïsme et la biréfringence sont difficilement interprétables de par la dépendance du signal d'OSC à l'orientation de l'anisotropie.

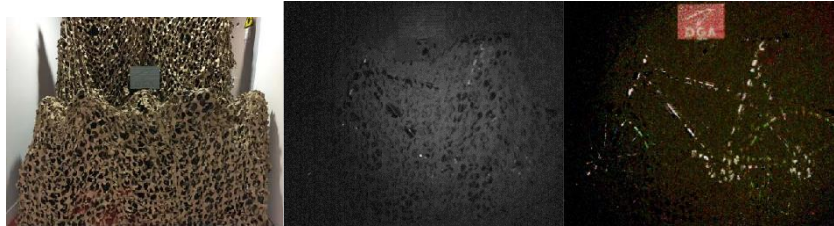


Figure I-7 - À gauche : image d'intensité classique dans les longueurs d'onde visibles d'un vélo recouvert d'un filet de camouflage. Au centre : image d'intensité classique dans l'infrarouge. À droite : image de la scène en imagerie OSC. Ces images sont extraites de la référence [5].

### I.1.1.2 Imagerie polarimétrique de Stokes à 4 acquisitions

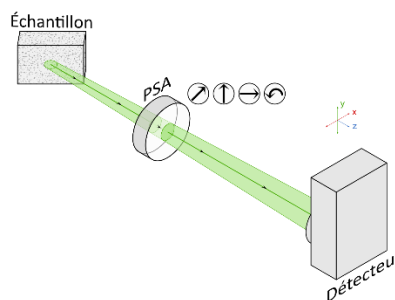


Figure I-8 - Exemple d'image polarimétrique de Stokes passif 4 acquisitions.

Comparée à la technique précédente, cette méthode d'imagerie n'est pas obligatoirement active. Quatre acquisitions d'images d'intensité sont nécessaires pour évaluer le vecteur de Stokes du faisceau incident. Pour ce faire, les états d'analyse choisis sondent communément trois états rectilignes et un état circulaire permettant la détermination du vecteur de Stokes correspondant par :

$$\vec{S} = \begin{cases} S_0 = I_H + I_V \\ S_1 = I_H - I_V \\ S_2 = 2I_{+45} - S_0 \\ S_3 = 2I_G - S_0 \end{cases} \quad (I.21)$$

### I.3. Techniques d'imagerie polarimétrique

Les trois premiers états peuvent être sondés avec un polariseur linéaire à la réception et l'état circulaire est analysé en introduisant une lame dite quart d'onde devant le polariseur. Le faible nombre d'acquisitions nécessaires à la détermination de paramètres polarimétriques permet d'optimiser la vitesse d'acquisition. Cette contrainte peut être rencontrée lors de l'analyse polarimétrique d'une scène en temps réel ou d'un échantillon en mouvement.

#### I.1.1.3 Imagerie polarimétrique de Stokes à 6 acquisitions

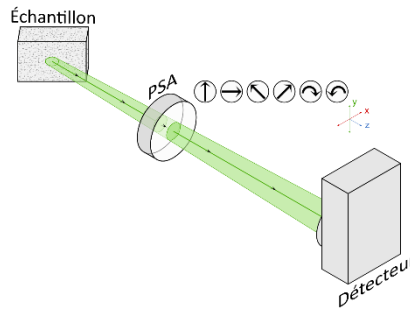


Figure I-9 - Exemple d'imagerie polarimétrique de Stokes passif 6 acquisitions.

Comme précédemment, cette méthode peut fonctionner pour un système d'imagerie active ou passive. Elle permet d'estimer le vecteur de Stokes complet en 6 acquisitions d'images d'intensité dont chaque paramètre est déduit de deux acquisitions comme suit [32]:

$$\vec{S} = \begin{cases} S_0 = I_H + I_V \\ S_1 = I_H - I_V \\ S_2 = I_{+45} - I_{-45} \\ S_3 = I_G - I_D \end{cases} \quad (I.22)$$

Cette technique d'imagerie est largement exploitée dans le domaine de la défense, notamment la détection de cible, mais aussi en biomédical pour la détection de pathologies.

#### I.1.1.4 Imagerie polarimétrique de Stokes « généralisée »

Le vecteur de Stokes étant composé de quatre variables, il est nécessaire de réaliser a minima quatre acquisitions pour accéder au vecteur de Stokes complet du faisceau incident. Pour ce faire la technique d'imagerie de Stokes à quatre acquisitions est réalisée. Cependant, grâce à technologie des lames à retard à cristaux liquides (LCVR), le vecteur de Stokes du faisceau incident peut être déterminé avec 4 mesures quelconques sur la sphère de Poincaré, où les états d'analyse ont été soigneusement choisis. Ainsi, pour obtenir une précision optimale avec seulement quatre acquisitions il est nécessaire que les états d'analyse choisis forment à l'intérieur de la sphère de Poincaré un tétraèdre régulier [43], [44]. Ce point, ainsi que l'optimisation des états de polarisation à analyser sera détaillée dans le chapitre IV.



### I.3.3 Imagerie polarimétrique de Mueller

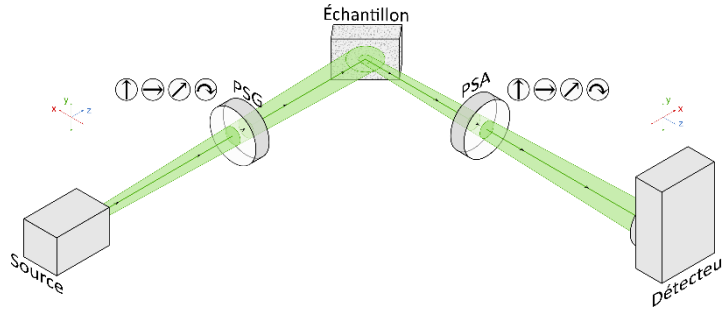


Figure I-10 - Exemple d'imager polarimétrique de Mueller.

Cette technique d'imagerie active, considérée comme la plus complète, permet d'estimer la réponse polarimétrique d'un échantillon en déterminant tous les éléments de sa matrice de Mueller. En plus d'un analyseur de polarisation, la mise en œuvre de ce type d'imagerie nécessite un générateur d'état de polarisation. Ainsi pour accéder aux 16 paramètres constituant la matrice de Mueller, 4 configurations seront réalisées à l'illumination et 4 à la détection, correspondant à 16 mesures d'intensité au total :

$$\vec{S}_{d\acute{e}tecte\text{ur}} = M_{PSA}M_{\acute{e}chantillon}\vec{S}_{PSG} \quad (\text{I. 23})$$

où  $\vec{S}_{PSG}$  est l'état de polarisation de l'onde en sortie du PSG. Après une étape délicate de calibration de l'instrument, nécessitant un soin important, la seule inconnue de l'équation étant la matrice de Mueller de l'échantillon, il est possible de déterminer ses paramètres. Cependant la réponse polarimétrique d'un échantillon quelconque présente généralement plusieurs effets polarimétriques simultanément ce qui oblige à évaluer mathématiquement les paramètres de Mueller de manière indirecte. Pour ce faire la matrice de Mueller de l'échantillon peut être décomposée en un produit de plusieurs matrices dont chaque matrice présente un seul effet polarimétrique distinct. Plusieurs modèles de décomposition de cette matrice ont été développés dont un des plus utilisés est celui de Lu-Chipman [45]. Ce modèle décompose la matrice de Mueller en un produit de trois matrices  $M_D$ ,  $M_R$  et  $M_\Delta$  successives et non commutatives décrivant respectivement la diatténuation, la biréfringence et la dépolariation. Elle s'écrit :

$$M_{\acute{e}chantillon} = M_\Delta M_R M_D \quad (\text{I. 24})$$

Ce modèle fait l'hypothèse importante que la réponse polarimétrique de l'échantillon est similaire à un échantillon composé successivement de trois couches purement dichroïque, biréfringente et dépolariante. Ainsi le résultat de la matrice qui en découle est dépendant de

#### I.4. Imagerie alternative DSOB

l'ordre du produit matriciel. En permutant l'ordre de factorisation de ces trois matrices, il est possible de déterminer 6 matrices différentes. Il existe d'autres modèles comme la décomposition symétrique développé par Ossikovski [9] ou la décomposition de Cloude [46]. Ce sujet demeure un thème de recherche actif dans la communauté avec l'apparition de méthodes de décomposition différentielles [47], [48].

L'imagerie polarimétrique de Mueller est une technique complexe de par le nombre d'acquisitions nécessaires, sa mise en œuvre mais aussi par sa difficulté à déterminer les paramètres polarimétriques dont le résultat est dépendant de la méthode de décomposition choisie. Cependant dans certaines applications il n'est pas nécessaire de connaître tous les paramètres de cette matrice ; il est possible de ne se limiter qu'à certains effets comme la dépolarisation. Malgré sa complexité, ce type d'imagerie trouve de nombreuses applications dans un large panel de domaines comme le biomédical [49] pour mettre en évidence des tissus cancéreux par exemple [50], ou dans la caractérisation de couches minces [51], [52] pour le domaine de l'électronique.

Récemment, une étude théorique et expérimentale a démontré la faisabilité d'une approche originale de polarimètre de Mueller basée sur le codage de la polarisation en longueur d'onde [53]. Cette technique permet de déterminer la matrice de Mueller d'un échantillon, en transmission [53] ou en réflexion [54], en une unique acquisition contrairement aux 16 mesures nécessaires et ainsi d'étudier des phénomènes rapides (fluides) ou encore de s'affranchir des mouvements dus aux patients lors d'un diagnostic médical [55], [56]. Pour répondre à l'intérêt grandissant de l'utilisation de la polarimétrie de Mueller pour l'imagerie des milieux biologiques, cette approche a été adaptée à l'imagerie par balayage [54].

#### **I.4 Imagerie alternative DSOB**

Nous avons vu précédemment que l'imagerie polarimétrique classique est une succession d'acquisitions d'intensité, plus ou moins nombreuses, permettant d'évaluer différents paramètres polarimétriques. De plus, l'estimation de la réponse polarimétrique peut, comme avec l'imagerie de Mueller, dépendre de la décomposition mathématique réalisée. Ainsi à l'Institut FOTON, une nouvelle approche alternative s'intéressant à l'amplitude et à la phase du champ électrique a été développée depuis 2011. Cette technique nommée DSOB (Dépolarization/dichroism Sensing by polarization Orthogonality Breaking) exploite les propriétés d'un faisceau laser bi-fréquences, bi-polarisations (DFDP, Dual-Frequency Dual-

## I. Introduction à la polarimétrie

Polarization) orthogonales entre elles, et repose sur la transposition d'approches expérimentales du domaine hyperfréquence à celui de l'imagerie optique par laser.

### I.4.1 Principe de l'imagerie DSOB

La mise en œuvre de cette technique d'imagerie active alternative, dont le principe a été breveté en 2011 [57], ne nécessite pas de générateur ou d'analyseur d'états polarimétriques. La source d'illumination est un faisceau bi fréquences, bi-polarisations orthogonales entre elles dont le décalage fréquentiel entre les deux champs électriques est égal à  $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ . Cette différence de fréquences est située dans le domaine des radiofréquences (RF) de l'ordre de plusieurs dizaines de MHz jusqu'à quelques GHz. Le vecteur de Stokes instantané d'une telle source équilibrée en puissance a été déterminé pour deux cas spécifiques [58]. Ces cas correspondent à une source dont les états polarimétriques orthogonaux sont soit linéaires  $\vec{S}_L(t)$ , soit circulaires  $\vec{S}_C(t)$ . Ils s'écrivent :

$$\vec{S}_L(t) = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos(\Delta\omega t) \\ \sin(\Delta\omega t) \end{pmatrix} ; \quad \vec{S}_C(t) = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \sin(\Delta\omega t) \\ \cos(\Delta\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.25})$$

où  $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ . Ainsi, une source DFDP polarisée linéairement peut être assimilée à un faisceau dont la polarisation résultante de la somme des deux champs électriques cohérents entre eux varie périodiquement à la surface de la sphère de Poincaré en décrivant dans le plan ( $O_{s_2s_3}$ ) une trajectoire circulaire (Figure I-11(a)) le long d'un méridien. Pour le cas de polarisations orthogonales circulaires, la trajectoire se confond avec l'équateur de la sphère correspondant à un état purement rectiligne « tournant »(Figure I-11(b)).

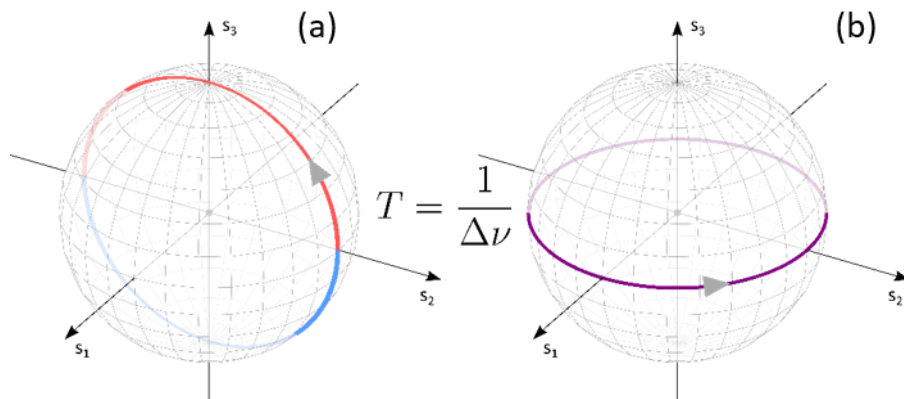


Figure I-11 - Représentation de la trajectoire de l'état de polarisation d'une source DFDP à états linéaires (a) et circulaires (b).

#### I.4. Imagerie alternative DSOB

Cette technique ne nécessite pas d'analyseur polarimétrique à la détection. La mesure de l'intensité instantanée exige par contre une photodiode ayant une bande passante suffisante pour détecter une fréquence dont la période est égale à  $T = 1/\Delta\nu$ . Il a été démontré que cette méthode d'imagerie permet d'accéder uniquement à la première ligne de la matrice de Mueller de l'échantillon par :

$$I(t) = [M_{11} \quad M_{12} \quad M_{13} \quad M_{14}] \vec{S}_{source}(t) \quad (I.26)$$

Cette détermination partielle de la matrice de Mueller permet de rendre cette technique insensible à certains effets polarimétriques, ce qui peut être avantageux. Il a été établi que l'intensité mesurée sur le photodétecteur rapide est égale à :

- $I_{phd}(t) = \rho I_0$ , pour un milieu présentant de l'absorption isotropie où  $\rho$  représente le coefficient d'absorption. L'orthogonalité entre les deux polarisations est préservée.
- $I_{phd}(t) = I_0$ , pour un milieu biréfringent ou totalement dépolarisant. En effet, l'anisotropie de phase modifie les états de polarisation de manière similaire, conservant l'orthogonalité au sens mathématique des deux états polarimétriques. L'effet de dépolarisation peut être perçu comme un moyennage d'état de polarisation aléatoires et annihile la brisure d'orthogonalité produite.
- $I_{phd,L}(t) = \rho I_0 [1 + d \sin(2\psi) \cos(2\eta) \cos(\Delta\omega t) + d \sin(2\eta) \sin(\Delta\omega t)]$ , pour une interaction entre une source DFDP polarisée linéairement et un échantillon dichroïque elliptique. Dans cette expression,  $d$  représente le taux de diatténuation,  $\eta$  l'ellipticité et  $\psi$  l'orientation du dichroïsme. Contrairement aux effets précédents, le dichroïsme introduit un battement d'intensité dont les composantes de l'intensité s'écrivent :

$$\begin{aligned} I_{phd,L}^0 &= \rho I_0 \\ I_{phd,L}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \sin(2\psi) \cos(2\eta) \\ I_{phd,L}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 d \sin(2\eta) \end{aligned} \quad (I.27)$$

où  $I_{phd}^0$  correspond à la composante continue de l'intensité,  $I_{phd}^{\Delta\omega X}$  et  $I_{phd}^{\Delta\omega Y}$  expriment respectivement les composantes en phase et en quadrature. Pour une interaction entre une source DFDP dont les états sont circulaires et l'intensité un échantillon dichroïque elliptique, l'intensité mesurée s'écrit :

## I. Introduction à la polarimétrie

$$\begin{aligned}
 I_{phd,c}(t) &= \rho I_0 [1 + d \sin(2\psi) \cos(2\eta) \cos(\Delta\omega t) - d \cos(2\psi) \cos(2\eta) \sin(\Delta\omega t)] \\
 I_{phd,c}^0 &= \rho I_0 \\
 I_{phd,c}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \sin(2\psi) \cos(2\eta) \\
 I_{phd,c}^{\Delta\omega Y} &= -\rho I_0 d \cos(2\psi) \cos(2\eta)
 \end{aligned} \tag{I.28}$$

Il est ainsi possible de définir un contraste de brisure d'orthogonalité (OBC) comme suit :

$$\begin{aligned}
 \text{OBC} &= \frac{\overline{I_{phd}^{\Delta\omega}}}{I_{phd}^0} = \frac{\sqrt{(I_{phd}^{\Delta\omega X})^2 + (I_{phd}^{\Delta\omega Y})^2}}{I_{phd}^0} \\
 \angle I_{phd}^{\Delta\omega} &= \tan^{-1} \left( \frac{I_{phd}^{\Delta\omega Y}}{I_{phd}^{\Delta\omega X}} \right)
 \end{aligned} \tag{I.29}$$

Où  $\overline{I_{phd}^{\Delta\omega}}$  décrit l'amplitude de battement et  $\angle I_{phd}^{\Delta\omega}$ , sa phase.

Tableau I-1 - Expression du contraste de brisure d'orthogonalité et de phase pour un échantillon présentant du dichroïsme linéaire ou circulaire sondé par un faisceau DFDP dont les états sont linéaires ou circulaires.

	OBC	Phase
<b>Échantillon dichroïque linéaire (<math>\eta = 0</math>)</b>	$\text{OBC}_L = d  \sin(2\psi) $	$\angle I_{phd,L}^{\Delta\omega} = 0$
	$\text{OBC}_C = d$	$\angle I_{phd,C}^{\Delta\omega} = 2\psi - \frac{\pi}{2}$
<b>Échantillon dichroïque circulaire (<math>\eta = \pi/4</math>)</b>	$\text{OBC}_L = d$	$\angle I_{phd,L}^{\Delta\omega} = \frac{\pi}{2}$
	$\text{OBC}_C = 0$	$\angle I_{phd,C}^{\Delta\omega} = 2\psi - \frac{\pi}{2}$

Dans le Tableau I-1, il est montré qu'en fonction de la nature de l'échantillon et de la configuration de la source, le contraste de brisure d'orthogonalité et la phase donnent une information sur le taux de diatténuation et sur l'orientation de l'axe d'anisotropie. Dans le cas où l'échantillon présente du dichroïsme linéaire, l'utilisation d'une source DFDP « circulaire » est plus adaptée puisqu'elle permet d'accéder directement au taux de dichroïsme grâce au taux d'OBC et à l'orientation de l'axe d'anisotropie donnée par le signal de phase.

### I.4.2 Réalisations antérieures

## I.4. Imagerie alternative DSOB

Depuis la publication du principe théorique [57], plusieurs études expérimentales ont été menées pour appréhender le potentiel de cette nouvelle méthode d'imagerie. Un premier concept de mesure par brisure d'orthogonalité déportée par fibre optique a été réalisé en 2012 [14]. Ce système, représenté Figure I-12, est principalement composé d'un laser DFDP à état solide à 1550 nm DFDP dont les états de polarisation sont rectilignes et de fibres optiques monomodes. Ce dispositif a permis d'estimer le degré de polarisation  $\hat{P}$  à partir du contraste de brisure d'orthogonalité de plusieurs échantillons « artificiels ».

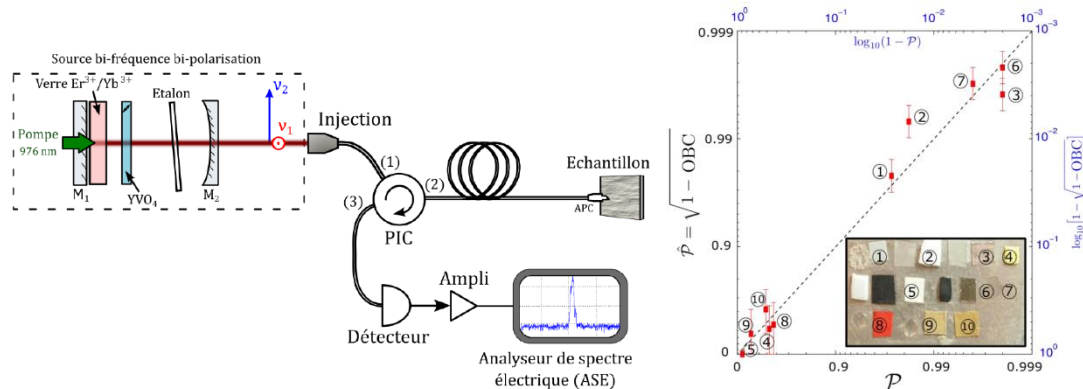
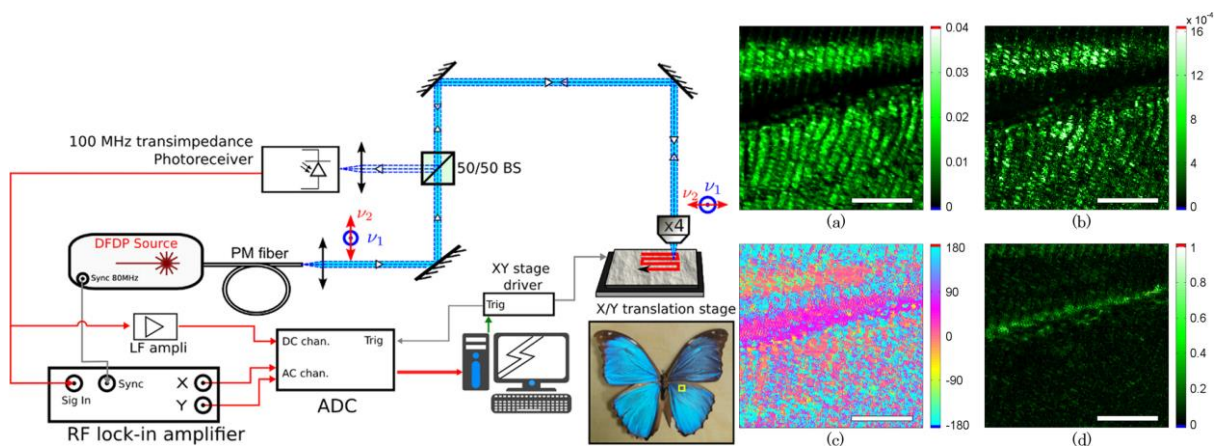


Figure I-12 - Schéma du montage expérimental de mesure polarimétrique par brisure d'orthogonalité déportée par fibre optique avec une cavité laser DFDP (à gauche). Estimation de degré de polarisation  $\hat{P}$  à partir du contraste de brisure d'orthogonalité pour plusieurs échantillons artificiels (à droite). Ces images ont été extraites de la référence [14].

En 2014, la méthode de brisure d'orthogonalité utilisant une source DFDP « linéaire », basée sur une architecture de type Mach-Zehnder, a été appliquée à un système de microscopie confocale [59] pour analyser un échantillon biologique (aile de papillon Morpho). Cette étude a permis de mettre en lumière des contrastes de brisure d'orthogonalité et de phase pouvant renseigner sur la structure de l'échantillon. De plus, cela a ouvert la possibilité d'appliquer cette technique à l'imagerie biomédicale.



## I. Introduction à la polarimétrie

Figure I-13 - Montage expérimental d'un microscope confocal utilisant une source DFDP dite linéaire (à gauche). Analyse d'une aile de papillon Morpho avec l'intensité moyenne (a), l'amplitude du signal (b), la phase (c) et le contraste de brisure d'orthogonalité (d). Images extraites de la référence [59].

Un nouveau dispositif de microscope confocal a vu le jour en 2015 [60]. Contrairement au système précédent, celui-ci est composé d'une source bi-fréquences, bi-polarisations dont les états de polarisation sont circulaires gauche et droit. La mise en évidence des éléments dichroïques et de leurs orientations (Figure I-13) concorde avec les équations théoriques. Ce dispositif a démontré qu'en exploitant la brisure d'orthogonalité il est possible d'obtenir une image de contraste similaire à celle d'OSC en une unique mesure et de mettre en évidence les éléments dichroïques indépendamment de l'orientation de leurs anisotropies [60].

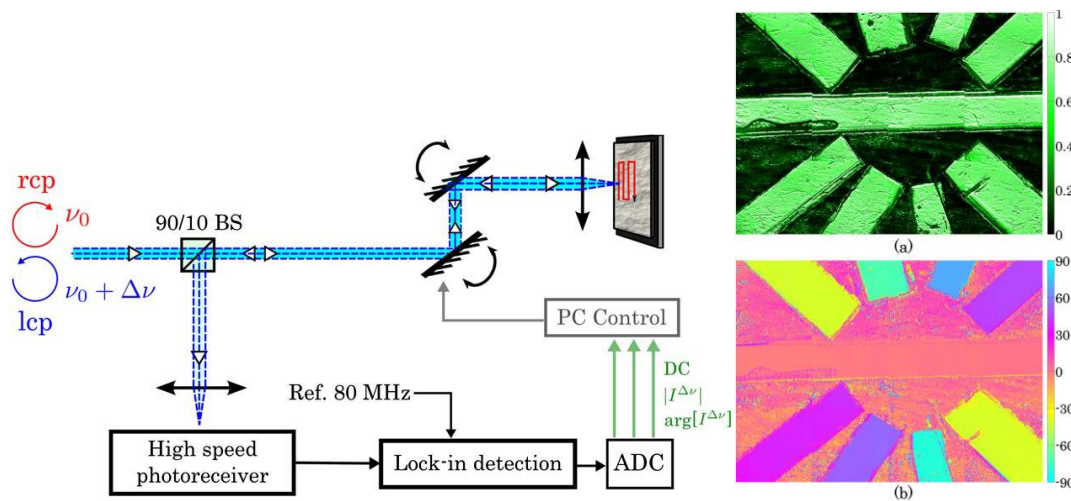


Figure I-14 - Schéma du microscope confocal DSOB (à gauche). Signal d'OBC (a) et de phase (b) d'un échantillon composé de bandes de Polaroid disposés sur un miroir avec différentes orientations. Images extraites de la référence [60].

Depuis, cette approche a été transférée sur un véritable bâti de microscopie confocale au sein de la plateforme de microscopie cellulaire de Rennes Villejean (BIOSIT). Nous présenterons dans le chapitre II quelques résultats obtenus en parallèle de cette thèse sur ce montage. Entre 2014 et 2017 la technique de BO a aussi été développée sur un montage fibré à  $1,5 \mu\text{m}$ . Ce montage, développé au cours de la thèse de François Parnet à l'Institut FOTON (direction M. Alouini et J. Fade) et sur lequel s'est effectuée une partie de mon travail de thèse sera détaillé au chapitre II. En 2016, la technique de brisure d'orthogonalité a été appliquée à un dispositif fibré faiblement multimode pour appréhender le potentiel de cette méthode appliquée à l'endoscopie [61]. En effet, l'utilisation de cette méthode est prometteuse dans ce domaine puisqu'elle ne nécessite pas d'ajout d'éléments optiques au niveau de la sonde comme c'est le

#### I.4. Imagerie alternative DSOB

cas habituellement. La méthode de brisure d'orthogonalité pour discriminer des éléments dépolarisants ou dichroïques présente un fort potentiel. En effet, on a vu dans cette partie que cette technique peut être appliquée à différents types d'imageries comme la microscopie confocale, en endoscopie et nécessite une unique acquisition pour mettre en évidence les éléments de nature dichroïque. De plus le taux d'anisotropie et l'orientation de ses axes peuvent être déterminés de manière directe, contrairement à l'imagerie de Mueller.



# CHAPITRE II

## Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

### Sommaire

---

II.1	Description du système imageur polarimétrique IR par brisure d'orthogonalité (OB) .	29
II.2	Brisure d'orthogonalité induite.....	32
II.2.1	Principe de la BO induite .....	32
II.2.2	Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire (LI-OB).....	33
II.2.3	Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur circulaire (CI-OB).....	34
II.2.4	Conclusion.....	35
II.3	Vérification expérimentale .....	36
II.4	Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection .....	38
II.4.1	Amélioration de la stabilité du signal de la LO .....	39
II.4.2	Calibration et correction des non-linéarités de la carte de démodulation électronique I/Q.....	40
II.4.3	Correction de la réponse de la photodiode à avalanche.....	48
II.4.4	Vérification du protocole de correction.....	49
II.4.5	Résultats expérimentaux.....	50
II.5	Perspectives .....	53
II.5.1	Démodulation interférométrique tout optique .....	53
II.5.2	Identification d'échantillons cellulaires/tissus pathologiques .....	54
II.5.3	Comparaison entre la technique DSOB et celle de Mueller .....	55
II.6	Conclusion .....	55

## II.1 Description du système imageur polarimétrique IR par brisure d'orthogonalité (OB)

Dans le domaine de la défense, le camouflage artificiel, que ce soit en utilisant des branchages, des filets en textile, des motifs imprimés sur les véhicules, armes ou casques permet de rendre moins visibles ces éléments à l'œil humain ou par des systèmes d'imagerie d'intensité classiques. L'imagerie polarimétrique permet dans certains cas de décamoufler ces éléments et ainsi les rendre détectables. De plus, l'imagerie polarimétrique active n'est pas dépendante du niveau de luminosité ambiante [3], [5], [62]. En se basant sur les différents systèmes réalisés antérieurement [14], [15], [57], [58], [60], [61], un dispositif d'imageur polarimétrique actif IR par brisure d'orthogonalité a été développé depuis plusieurs années au sein de l'Institut FOTON. Ce système a été très largement détaillé dans le manuscrit de thèse de F. Parnet [63], aussi nous ne décrivons ici que brièvement la constitution et le fonctionnement de ce système.

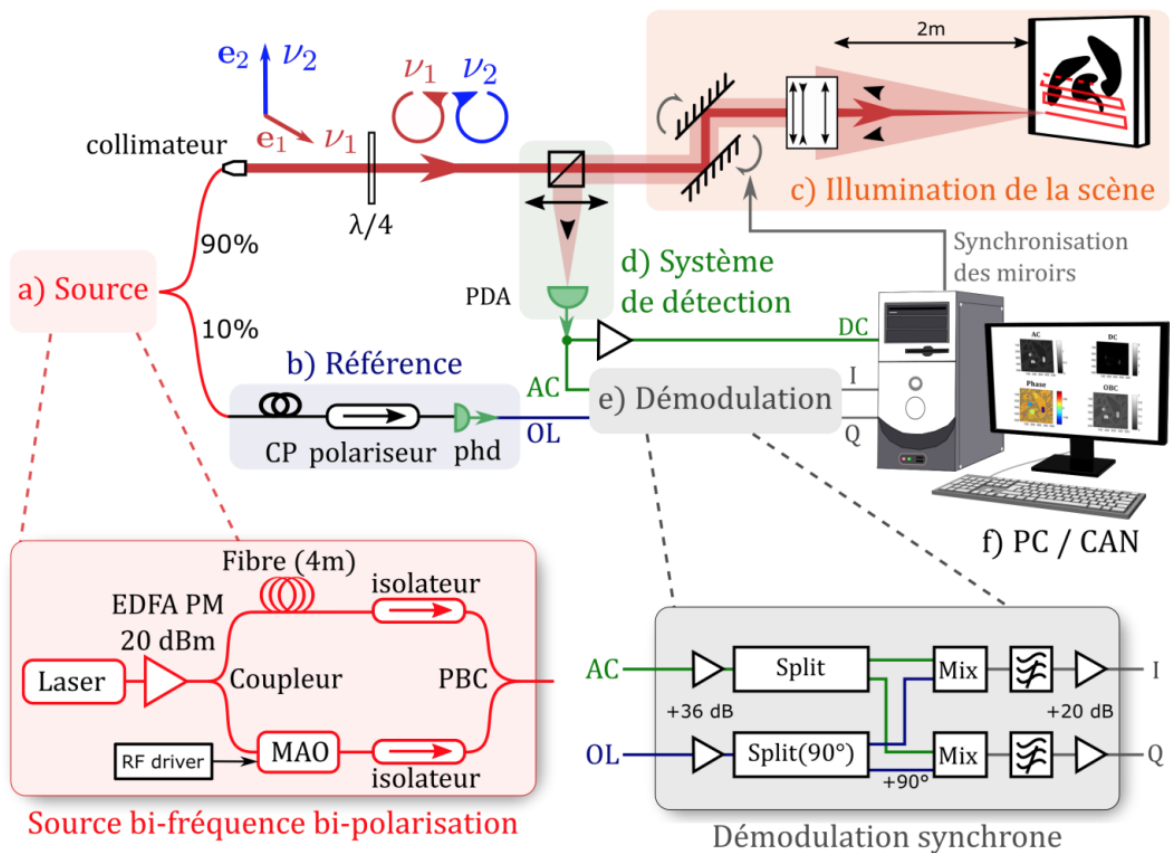


Figure II-1 - Système d'imageur polarimétrique par brisure d'orthogonalité actif dans l'infrarouge développé à l'Institut FOTON. Cette image est extraite de la thèse de F. Parnet [63].

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

Ce système permet de sonder une scène située à deux mètres de l'imageur par un faisceau laser bi-fréquences, bi-polarisations « circulaires » à la longueur d'onde de 1550 nm. La lumière rétrodiffusée est captée par un photodétecteur à avalanche rapide ayant deux sorties distinctes. La première correspond à la composante continue (DC) portant l'information d'intensité (réflectance) et la seconde, composante alternative haute fréquence (AC), renseigne sur l'altération de l'orthogonalité des états de polarisation de la source d'illumination après interaction avec la scène. Après une amplification, le signal AC est démodulé grâce à une démodulation électronique en quadrature produisant les signaux I et Q du battement potentiellement créé par la brisure d'orthogonalité au sein de l'objet/échantillon éclairé.

### **Source DFDP « linéaire » :**

La source laser est réalisée à partir d'un laser commercial accordable (Yenista, Tunics 100 HP-CL), dont la longueur d'onde est réglée à 1550 nm, et amplifié par un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA, 100 mW en sortie). Le faisceau laser est ensuite guidé par fibre optique vers une architecture fibrée de type Mach-Zehnder où un coupleur divise le faisceau dans deux bras distincts composés chacun d'un isolateur polarisant fibré. Le décalage en fréquence est réalisé lors de la traversé du faisceau dans un modulateur acousto-optique modulé à 80 MHz situé dans un des deux bras. La recombinaison des deux bras est réalisée par un coupleur polarisant (PBS, Polarization Beam Splitter). Ainsi en sortie du coupleur, le faisceau laser obtenu est bi-fréquences, bi-polarisations, où les états polarimétriques sont rectilignes et orthogonaux au sein de la fibre à maintien de polarisation. La puissance optique disponible en sortie de montage est de 10 mW.

### **Illumination de la scène :**

En sortie du collimateur, une lame à retard de phase  $\lambda/4$ , dont les axes propres sont orientés à  $45^\circ$  des axes linéaires du faisceau DFDP, est positionnée. Elle permet de modifier les états de polarisations du faisceau DFDP, initialement rectilignes et orthogonaux, en polarisation orthogonales circulaires gauche et droite. Le choix de venir sonder un échantillon avec un tel faisceau provient du fait qu'il permet de donner une information directe sur le taux de dichroïsme et de l'orientation d'anisotropie pour un échantillon présentant un dichroïsme linéaire comme détaillé dans le chapitre précédent. Par la suite, le faisceau traverse un cube séparateur (50/50) permettant de guider la lumière incidente vers la scène, et la lumière rétrodiffusée vers la partie détection. Une paire de miroirs galvanométriques combinée avec

## II.1. Description du système imageur polarimétrique IR par brisure d'orthogonalité (OB)

une optique de focalisation (triplet de Cooke) permet de scanner la scène en optimisant la puissance de détection.

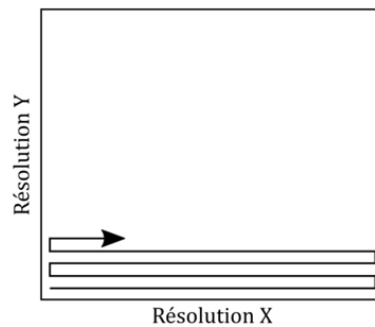


Figure II-2 - Représentation de la trajectoire du faisceau incident lors du scanne de la scène. Cette image est extraite de la référence [4].

### **Détection de la lumière rétrodiffusée :**

La lumière rétrodiffusée par la scène est orientée vers une photodiode avalanche rapide dont la bande passante est de 100 MHz. Les deux sorties de la photodiode (prévues pour pouvoir être utilisées en mode différentiel) sont ici utilisées pour détecter le signal continu (DC) et la composante de battement à 80 MHz (AC). Le signal basses fréquences est directement envoyé sur une carte d'acquisition analogique numérique 16 bits (National Instruments, USB-6356) alors que le signal de battement est transmis à une démodulation électronique en quadrature.

### **Référence optique :**

Une partie du signal, représentant 10 % de la puissance optique totale, est prélevée en sortie de la source DFDP par un coupleur fibré à maintien de polarisation. Un système de contrôle de polarisation mécanique suivi d'un polariseur permet d'optimiser l'interaction entre les deux états de polarisation et produire un signal de battement de référence à 80 MHz. Ce signal capté par une photodiode suivie d'un filtre passe-haut est utilisé comme oscillateur local (OL).

### **Démodulation électronique en quadrature :**

Une carte de démodulation électronique en quadrature [64], [65], optimisée à 80 MHz et réalisée au laboratoire, permet d'extraire l'amplitude et la phase du signal de battement. Elle est composée de deux voies d'entrées, LO (Local Oscillator) et AC correspondant respectivement à l'oscillateur local et au signal de battement mesuré sur la photodiode à avalanche. Chacune des voies d'entrée de signal est amplifiée, par un amplificateur de + 36 dB (Mini-Circuits ZX6-100VH+), puis séparée en deux à l'aide d'un diviseur de puissance (splitter) (Mini-Circuits

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

ZFRSC-42-S+ pour la voie AC et Mini-Circuits ZMSCQ-2-90 pour la voie LO où un déphasage de  $\pi/2$  est introduit). Les signaux AC et LO sont multipliés entre eux par des mélangeurs (Mini-Circuits ZLW-6+). Ainsi les signaux (dits « signaux de quadrature ») en phase I et en quadrature Q sont générés. Les signaux résultants sont filtrés par un filtre passe-bas de Butterworth du 5<sup>ème</sup> ordre dont la fréquence de coupure est de 205 kHz puis sont amplifiés de +20 dB. Les signaux sont transmis à une carte d'acquisition 16 bits de bande passante de 1 MHz.

### Construction des images :

Les signaux I, Q et DC sont transmis à un ordinateur via une carte d'acquisition analogique/numérique 16 bits (USB-6356, National Instruments) qui convertit les signaux analogiques en signaux numériques. Un programme d'acquisition sous Labview, permettant notamment de contrôler les miroirs galvanométriques, reconstruit les images brutes DC, I et Q de la scène et permet d'obtenir les images d'amplitude de battement  $|AC|$ , de phase  $\phi$  et du contraste de brisure d'orthogonalité. Ces trois images sont déterminées par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} |AC| &= \sqrt{I^2 + Q^2} \\ \phi &= \tan\left(\frac{Q}{I}\right) \\ OBC &= \frac{|AC|}{DC} \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

## II.2 Brisure d'orthogonalité induite

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté comment la technique de brisure d'orthogonalité basée sur une source DFDP « linéaire » ou « circulaire » permet de mettre en évidence les objets/éléments présentant de l'anisotropie d'absorption sans utilisation de composant optique tel qu'un PSG ou PSA. Cependant cette technique est à priori insensible à la dépolarisation et à la biréfringence. Pour étendre le domaine d'utilisation de cette technique, il serait intéressant d'accéder à ces informations qui présentent un très fort intérêt pour divers d'applications (médical, biologie et télédétection).

### II.2.1 Principe de la BO induite

Il a été montré [63] qu'en plaçant des éléments optiques devant la photodiode, il est possible d'induire artificiellement de la brisure d'orthogonalité et ainsi mettre en évidence d'autres effets polarimétriques que celui du dichroïsme. Durant sa thèse [63], F. Parnet a montré que la brisure d'orthogonalité peut être induite artificiellement par un analyseur linéaire ou circulaire. Ces

## II.2. Brisure d'orthogonalité induite

deux configurations, détaillées par la suite, sont nommées respectivement LI-OB et CI-OB (respectivement pour « Linear » et « Circular Induced Orthogonality Breaking »).

### II.2.2 Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire (LI-OB)

Tout comme la méthode de brisure d'orthogonalité classique, les méthodes « induites » impliquant l'ajout d'un analyseur linéaire/circulaire fournissent des informations d'amplitude et de phase du battement plus interprétables en illumination avec une source DFDP dite circulaire. On se placera donc dans cette situation par la suite. La polarisation résultante d'une telle source est un état de polarisation se propageant le long de l'équateur de la sphère de Poincaré [58]. C'est-à-dire que tous les états linéaires sont balayés périodiquement à la période  $1/\Delta\nu$ . À la détection, un polariseur linéaire est introduit devant la photodiode à avalanche. Dans cette configuration, l'orientation du polariseur n'a pas d'influence sur la mesure (hormis un déphasage temporel du signal AC) mais dans notre cas, l'axe propre du polariseur est orienté verticalement. Ainsi lorsque la lumière est parfaitement réfléchie, la photodiode détecte un signal de battement maximal à la fréquence  $\Delta\nu$ . Ce battement est dû à l'interaction du polariseur d'analyse et de l'état de polarisation de la source DFDP dont l'orientation de polarisation rectiligne évolue périodiquement. Ainsi dans cette configuration les éléments non-dépolarisants sont mis en évidence et leur degré de dépolarisation est inversement proportionnel au contraste de brisure d'orthogonalité défini par :

$$\begin{aligned} OBC_{IL} &= P_{L1} \\ \angle I_{phd,IL}^{\Delta\omega} &= \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (\text{II. 2})$$

Un contraste de brisure d'orthogonalité est aussi mesuré lors d'une interaction de cette source avec un élément présentant du dichroïsme ou de la biréfringence mais l'équation de l'intensité détectée par la photodiode est complexe et ne permet pas d'extraire d'information aisément sur ces paramètres optiques.

Cette configuration permet donc d'obtenir un signal de contraste sur les échantillons purement dépolarisants similaire à celui obtenu par la technique OSC (cf. section I.1.1.1). Ainsi avec cette méthode il est possible d'obtenir des informations polarimétriques similaires à celles d'OSC en une unique acquisition.

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

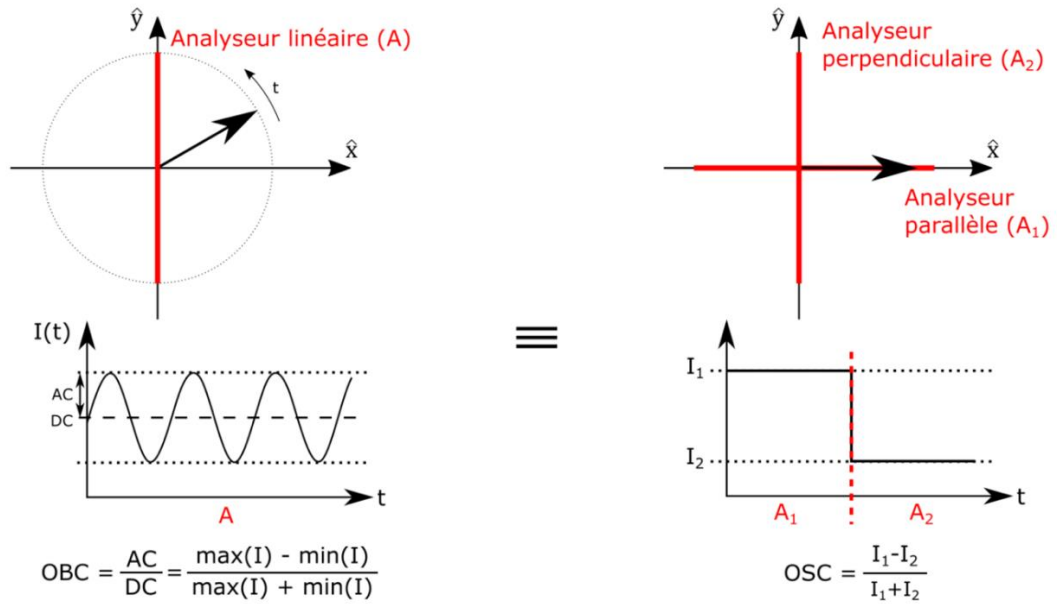


Figure II-3 - Comparaison de la technique d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité induite linéaire (à gauche) et de celle d'OSC (à droite). La première ligne renseigne sur l'évolution temporelle du champ électrique instantané de la lumière (flèche noire) et l'orientation des états sondés par des polariseurs linéaires (en rouge). La deuxième ligne représente l'évolution de l'intensité mesurée par le détecteur pour chaque technique. La dernière ligne décrit le contraste de brisure d'orthogonalité et celui d'OSC. A/A<sub>1</sub>/A<sub>2</sub> désignent les prises de vue correspondante à chaque technique (1 pour LI-OB, 2 pour OSC). Cette image est extraite de la référence [4].

### II.2.3 Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur circulaire (CI-OB)

Dans cette seconde configuration, un analyseur circulaire composé d'une lame de phase quart d'onde et d'un polariseur linéaire est positionné en amont du photodétecteur. Les axes neutres de la lame de phase sont orientés à 45° des axes propres du polariseur. Le tableau ci-dessous répertorie (Tableau II-1) le contraste de brisure d'orthogonalité et la phase obtenus pour différentes interactions lumière/matière. Cette configuration permet de caractériser de manière complète l'anisotropie linéaire en une unique acquisition, puisque le contraste de brisure d'orthogonalité informe sur le taux d'anisotropie et la phase sur l'orientation de celle-ci. De plus, cette modalité est insensible à la dépolarisation pure.

## II.2. Brisure d'orthogonalité induite

Tableau II-1 - Classification du contraste de brisure d'orthogonalité et de phase obtenu lors de l'interaction lumière/matière avec une source DFDP dite circulaire et un échantillon de différente nature polarimétrique.

	OBC	Phase
<b>Échantillon dépolarisant</b>	$OBC_{IC} = I_0/2$	-
<b>Échantillon dichroïque linéaire</b>	$OBC_{IC} = d$	$\angle I_{phd,IC}^{\Delta\omega} = \frac{\pi}{2} - 2\psi$
<b>Échantillon biréfringent linéaire</b>	$OBC_{IC} = \sin(\delta)$	$\angle I_{phd,IC}^{\Delta\omega} = -2\psi$

### II.2.4 Conclusion

Les travaux antérieurs ont démontré qu'en insérant un analyseur linéaire ou circulaire au niveau de la partie détection, il est possible de détecter de nouveaux contrastes polarimétriques (voir Tableau II-2). Ainsi en sondant un échantillon successivement avec les trois modalités précédentes avec un imageur dont la source d'illumination est DFDP « circulaire », le contraste d'OBC peut nous informer sur le taux de dépolarisation ou d'anisotropie linéaire et la phase renseigne sur l'orientation de l'axe d'anisotropie.

Tableau II-2 - Classification des modalités de brisure d'orthogonalité permettant la mise en évidence de différents effets polarimétriques.

	Anisotropie d'absorption linéaire	Anisotropie de phase linéaire	Dépolarisation
<b>Brisure d'orthogonalité induite linéaire (LI-OB)</b>	Contraste très difficilement exploitable	Contraste très difficilement exploitable	$OBC_{IL} = P_{L1}$ $\angle I_{phd,IL}^{\Delta\omega} = \frac{\pi}{2}$
<b>Brisure d'orthogonalité induite circulaire (CI-OB)</b>	$OBC_{IC} = d$ $\angle I_{phd,IC}^{\Delta\omega} = \frac{\pi}{2} - 2\psi$	$OBC_{IC} = I_0/2$ $\angle I_{phd,IC}^{\Delta\omega} = \frac{\pi}{2} - 2\psi$	$OBC_{IC} = I_0/2$
<b>Brisure d'orthogonalité (OB)</b>	$OBC = d$ $\angle I_{phd}^{\Delta\omega} = 2\psi - \frac{\pi}{2}$	$OBC = I_0$	$OBC = I_0$



### II.3 Vérification expérimentale

Pour vérifier les résultats théoriques sur le pouvoir discriminant des différentes modalités de brisure d'orthogonalité, une première vérification expérimentale préliminaire avait été réalisée par F. Parnet durant sa thèse [63]. Pour ce faire, une scène artificielle composée d'éléments dichroïques (trois polariseurs IR (infrarouge) numérotés de 1 à 3), non-dépolarisants mais fortement absorbants (adhésif en aluminium anodisé noir : n°4), et d'éléments biréfringents (film plastique : n°5, ruban adhésif : n°6) avait été élaborée. Ces différents éléments ont été placés sur un fond en papier blanc, dont le comportement est fortement dépolarisant, sur lequel un motif noir est imprimé. Ainsi pour chaque modalité :

- LI-OB : permet d'obtenir un contraste de dépolarisation. Cette modalité met en évidence les éléments 1 à 4 correspondants aux trois polariseurs IR et l'aluminium anodisé.
- CI-OB : sur l'image d'OBC, les éléments n°2 et 3 correspondants aux polariseurs IR sont toujours détectés. Le polariseur IR n°1 est décelé sur l'image de contraste et de phase. Le morceau d'aluminium anodisé n'est plus mis en valeur sur l'image de contraste, ce qui permet d'en déduire que sa nature polarimétrique est non-dépolarisante. Quant aux éléments n°5 et 6, ils sont détectés sur l'image de phase.
- BO : Dans cette modalité les polariseurs IR restent visibles sur l'image d'OBC et de phase. Cela permet d'en déduire la nature dichroïque de ces éléments. Sur l'image de phase et de contraste, l'information sur les échantillons n°5 et 6 est perdue, ce qui est attendu vu la nature polarimétrique biréfringente de ces échantillons.

## II.3. Vérification expérimentale

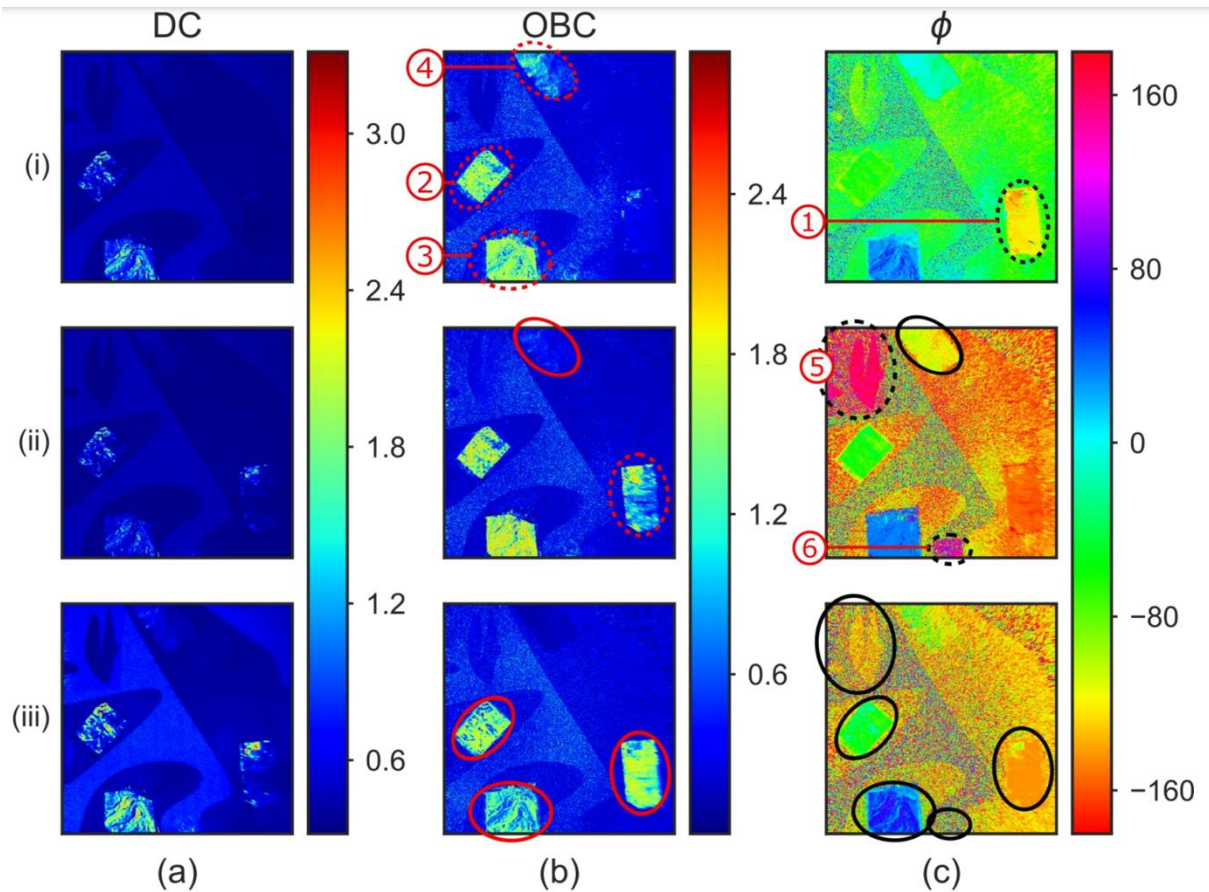


Figure II-4 - Images de DC (première colonne), d'OBC (deuxième colonne) et de phase (dernière colonne) obtenues pour chaque modalité. (i) : LI-OB, (ii) : CI-OB et (iii) : OB lors d'un protocole d'identification d'effets polarimétriques d'une scène artificielle. Cette image est extraite de la référence [63].

Ainsi en sondant successivement une scène avec les trois modalités de brisure d'orthogonalité, il est possible de déterminer la nature polarimétrique de chaque élément qui la compose grâce aux informations fournies par le contraste de brisure d'orthogonalité et de phase. Si ces premières images validaient bien le comportement qualitatif attendu, elles ne sont pas exemptes de défauts. En effet, en théorie, les valeurs d'OBC obtenues doivent être comprises entre 0 et 1. Les images de contraste montrées ci-dessus présentent des valeurs supérieures à 1 ce qui n'a à priori pas de sens physique. Cette anomalie est due au fait que les voies de détection de l'imageur au démarrage de mon travail de thèse n'avaient pas fait l'objet d'une calibration précise en permettant d'accéder à des résultats corrects sur le plan quantitatif. Les travaux de F. Parnet ont porté sur l'optimisation de nombreux aspects expérimentaux comme le balayage de la scène, la résolution et la sensibilité du système imageur, l'étude de différents bruits expérimentaux et le blindage notamment du système générant les hautes fréquences (80 MHz) [66]. Un travail préliminaire durant cette thèse avait mis en évidence les non-linéarités de la

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

photodiode à avalanche (Figure II-5). Ainsi pour obtenir des images plus quantitatives une calibration de la chaîne de démodulation électronique en quadrature était nécessaire. Ce travail de caractérisation et de calibration du système imageur est décrit dans la section suivante.

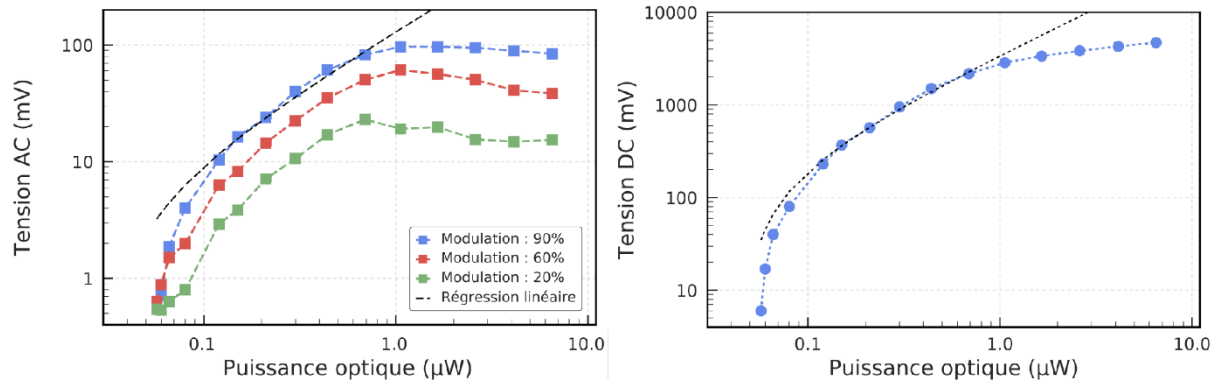


Figure II-5 - Mise en évidence des non-linéarités de la réponse de la voie AC (à gauche) et DC (à droite) en fonction de la puissance optique incidente sur la photodiode à avalanche. Cette image est extraite de la référence [63].

### II.4 Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

Comme évoqué dans la partie précédente, la thèse F. Parnet avait mis en évidence, sur chacune des voies, un comportement non-linéaire de la réponse de la photodiode à avalanche en fonction de la puissance lumineuse incidente. Ainsi en se basant sur ces travaux et pour produire des résultats plus quantitatifs, une étude de la réponse non-linéaire de la chaîne de détection est détaillée dans cette partie. En plus des non-linéarités de la photodiode à avalanche, nous avons aussi mis en évidence des non-linéarités en phase et en amplitude de la carte de démodulation électronique en quadrature. Ces non-linéarités sont principalement dues aux composants mélangeurs (mixers) qui composent cette carte de démodulation. Pour améliorer de manière quantitative les images polarimétriques produites, l'optimisation du signal de référence (LO) et un protocole de calibration/correction de la chaîne de détection ont été réalisés et sont détaillés dans cette partie. Nous décrivons tout d'abord un montage électronique permettant d'assurer une bonne stabilité du niveau de signal d'oscillateur local.

## II.4. Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

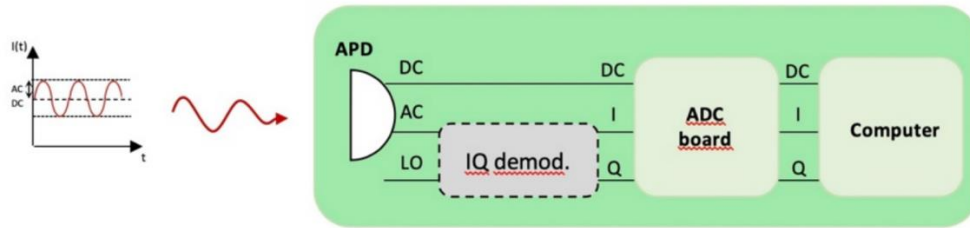


Figure II-6 - Schéma de la chaîne de détection du système d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité.

### II.4.1 Amélioration de la stabilité du signal de la LO

La carte de démodulation électronique en quadrature, qui est principalement composée de diviseurs de puissance et de mélangeurs, est optimisée pour fonctionner à 80 MHz. Pour un fonctionnement optimal de cette carte de démodulation, le système produisant le signal de référence (LO) doit fournir à l'entrée des mélangeurs un signal dont la puissance doit être stabilisée à +7 dBm. Dans la version initiale du montage, garantir ce niveau de signal constant imposait de régler la voie d'acquisition du signal d'« OL » à chaque modification du montage (changement de puissance du laser (optique), de l'amplificateur de l'EDFA...). Ainsi pour minimiser les effets de non-linéarités des mélangeurs, et faciliter l'usage de l'instrument, le module produisant le signal de référence (LO) a été modifié pour améliorer la stabilité du signal de référence produit. Ce signal de référence généré optiquement est prélevé via une photodiode commerciale InGaAs (Hamamatsu G9821-32) à transimpédance avec un contrôle automatique du gain (AGC). Ainsi pour une puissance optique détectée par la photodiode comprise entre -25 à 0 dBm, la puissance électrique en sortie est stabilisée à -18 dBm. Le signal est ensuite amplifié par un amplificateur (VMLA-S1613) dont le gain est défini par une tension de contrôle  $V_c$ . En sortie de cet amplificateur qui fournit un signal carré, est placé un filtre passe-bas de Tchebychev d'ordre 9, de fréquence de coupure de 100 MHz, pour conserver le signal sinusoïdal correspondant à l'harmonique fondamentale. La tension de contrôle de l'amplificateur est ajustée de façon à obtenir un signal en sortie du montage de puissance +10 dBm. Ce signal étant divisé ensuite via un diviseur de puissance (splitter), nous obtenons bien un signal de puissance +7 dBm sur chaque entrée « OL » des mélangeurs quelle que soit la puissance optique incidente sur la photodiode (dans la gamme [-25 ; 0] dBm).

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

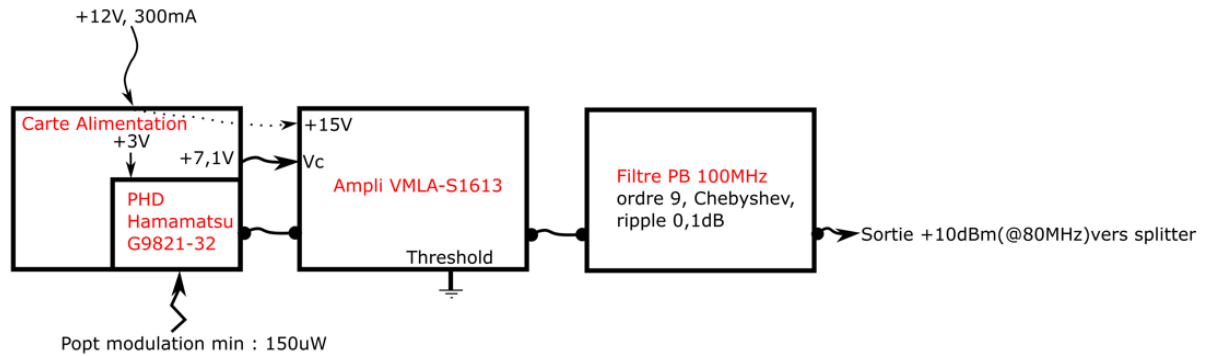


Figure II-7 - Schéma du module produisant le signal de référence (LO) stabilisé en puissance.

### II.4.2 Calibration et correction des non-linéarités de la carte de démodulation électronique I/Q

#### II.4.2.1 Calibration de la carte de démodulation électronique I/Q

Pour obtenir des images donnant des informations polarimétriques plus quantitatives, il est nécessaire de caractériser la chaîne de démodulation électronique en quadrature pour estimer les effets des non-linéarités avec précision. Pour ce faire, un générateur de signaux deux voies (Tektronix, AFG 3252C) est connecté à la carte de démodulation en quadrature. Ce montage est représenté sur la Figure II-8. Ce générateur double voies permet de simuler simultanément le signal de référence (LO) et un signal mesuré (AC). La simulation du signal de référence est réalisée en fournissant sur le premier canal une sinusoïde de fréquence 80 MHz dont la puissance est fixée pour obtenir un signal LO de +7 dBm à l'entrée des mélangeurs. Le deuxième canal génère un signal, synchronisé en fréquence avec le premier, dont un balayage en puissance (-19 dBm à +6 dBm avec des pas de 1 dB) et en phase relative ( $360^\circ$  avec des pas de  $3^\circ$ ) est réalisé. Les signaux basse fréquence I et Q obtenus en sortie de la carte de démodulation sont transmis à un ordinateur via la carte d'acquisition analogique numérique pour y être enregistrés. Cette étude a permis de caractériser la réponse de démodulation en quadrature en puissance et en phase pour un ensemble de 3210 points de calibration.

## II.4. Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

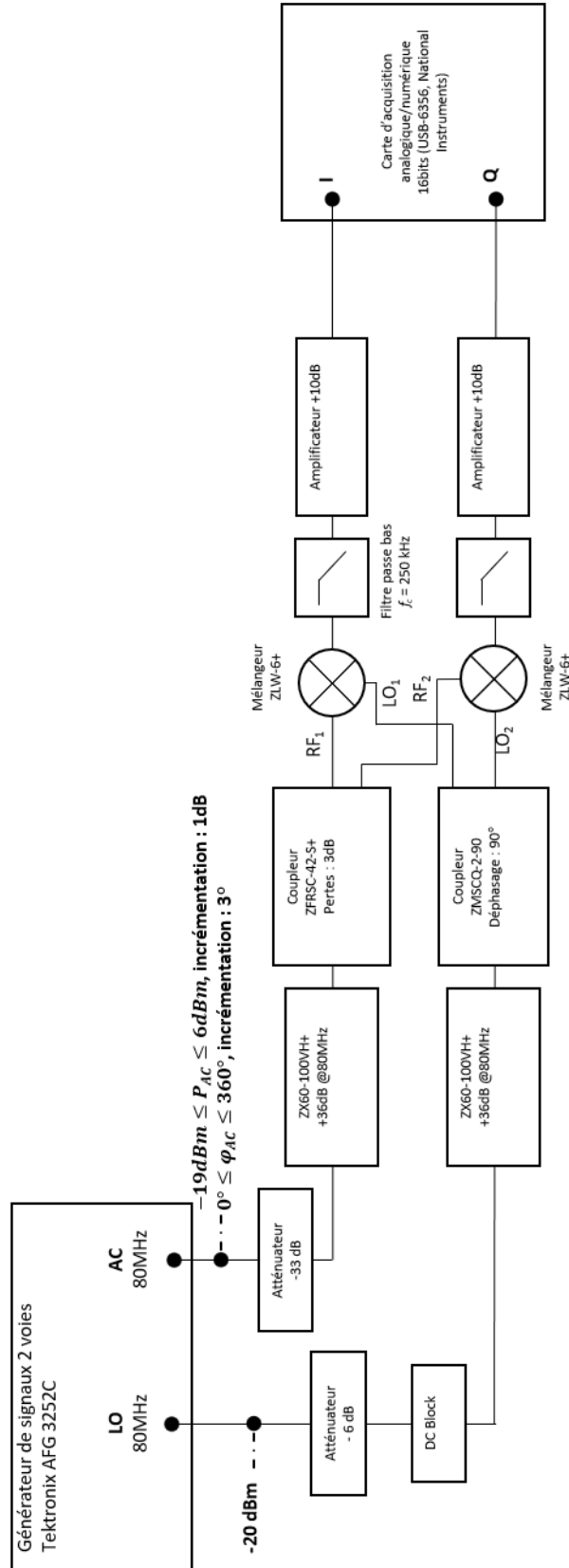


Figure II-8 - Schéma du montage réalisé pour la caractérisation de la chaîne de démodulation électronique en quadrature.

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

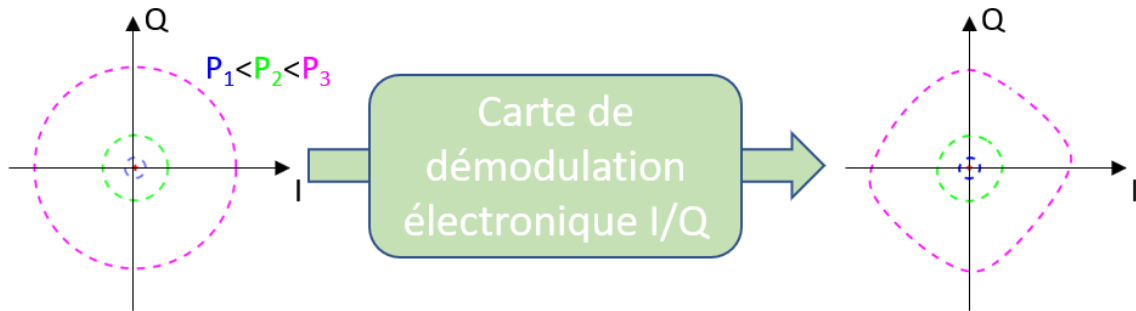


Figure II-9 - Schéma représentant les courbes I/Q transmises à la carte de démodulation électronique en quadrature, pour différentes puissances, et celles obtenues à sa sortie. Chaque courbe correspond à une puissance (amplitude) fixe générée par le générateur TekTronix AFG 325

Cette caractérisation permet de mettre en évidence la déformation des courbes I/Q due aux non-linéarités des mélangeurs de la carte de démodulation en quadrature illustrée schématiquement en Figure II-9 et d'obtenir la réponse de la carte de démodulation en puissance et en phase (Figure II-10).

Sur le graphique ci-dessus, on observe pour des faibles puissances, que les courbes de caractérisation ont une forme plutôt circulaire, comme attendu, correspondant aux courbes I/Q simulées en entrée de la carte de démodulation (Figure II-9). Cependant à mesure que la puissance d'entrée du signal AC est importante, plus les courbes I/Q, initialement circulaires, subissent des déformations et deviennent losangiques. Pour mieux visualiser ces déformations, le module du signal alternatif  $|AC| = \sqrt{I^2 + Q^2}$  en fonction de la phase, pour différentes puissances, est représenté Figure II-10 (figure de droite). Ainsi pour les basses puissances d'entrée, la valeur du module reste indépendante de la phase comme attendu. Cependant pour des puissances en entrée de la carte de démodulation supérieures à 1 dBm, l'amplitude du signal AC présente une dépendance à la phase. Cette dépendance met en évidence la présence de non-linéarités complexes dans la chaîne de démodulation en quadrature et ne permet pas avec les signaux bruts I et Q de déterminer précisément la puissance et la phase du signal AC appliqué à l'entrée de cette carte de démodulation. Ainsi, pour corriger la réponse non-linéarités de cette carte une méthode de correction, décomposable en deux parties, a été développée et est détaillée dans le paragraphe suivant.

## II.4. Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

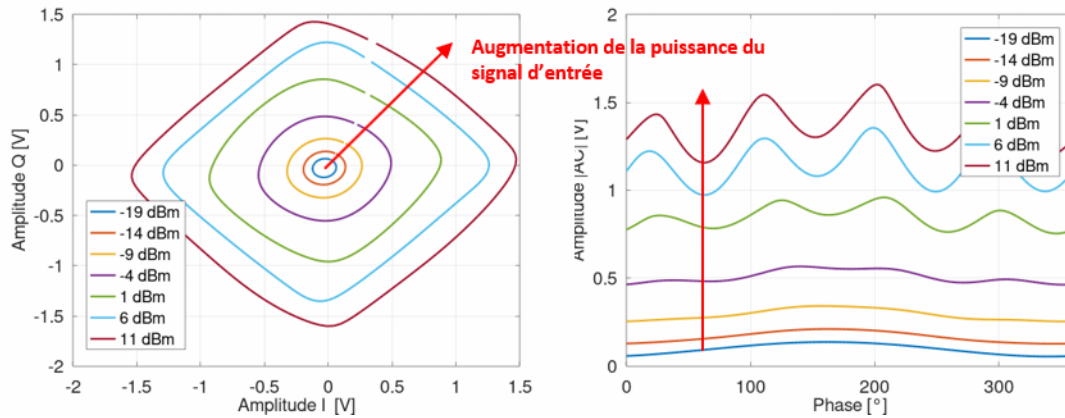


Figure II-10 - Courbe de caractérisation I/Q pour différentes puissances en entrée de la carte de démodulation électronique en quadrature (à gauche). Norme du signal AC obtenu grâce aux signaux I/Q en fonction du déphasage entre le signal mesuré et celui de référence.

### II.4.2.2 Correction de la carte de démodulation électronique I/Q

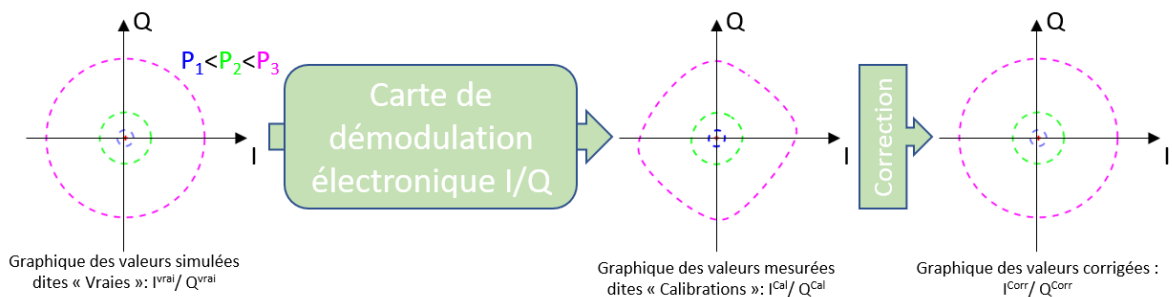


Figure II-11 - Schéma de principe de la correction des effets de non-linéarités des courbes I/Q dues aux mélangeurs de la carte de démodulation électronique en quadrature.

Cette partie détaille la méthode de correction développée pour diminuer l'influence des non-linéarités des mélangeurs dans la carte de démodulation en quadrature électronique et retrouver les courbes I/Q simulées à l'entrée de la carte de démodulation (Figure II-11). Cette correction se déroule en deux temps. La première étape, qui est réalisée une unique fois (calibration), consiste à acquérir les données de calibration (ici 3210 points de calibration dans le plan I/Q), et à déterminer un maillage du plan I/Q à partir de ces points de calibration, puis l'enregistrer. Ainsi, ce maillage sera chargé et conservé en mémoire dans l'étape suivante pour réaliser la correction de données expérimentales. La seconde partie consiste, en se basant sur les données du maillage de calibration, à corriger chaque valeur expérimentale par une interpolation linéaire des valeurs I/Q de calibration convexes aux 3 sommets de la maille environnante.



## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

### Étape de réalisation du maillage de calibration par triangulation de Delaunay

Pour appliquer un maillage sur les données de calibration, le choix de la maille est important. Dans notre cas, il s'est porté sur la forme triangulaire puisqu'elle permet de réaliser un maillage sur des données non-ordonnées dans un plan 2D. Pour produire ce maillage, la triangulation de Delaunay a été utilisée. Cette méthode de triangulation (aussi appelée Delaunay Tessellation en anglais) inventée par Boris Delaunay en 1924 [67], optimise le maillage réalisé sur un nombre  $N$  de points distribués de façon quelconque sur le plan, en minimisant les angles obtus des mailles triangulaires et ainsi éviter les triangles « aplatis ».

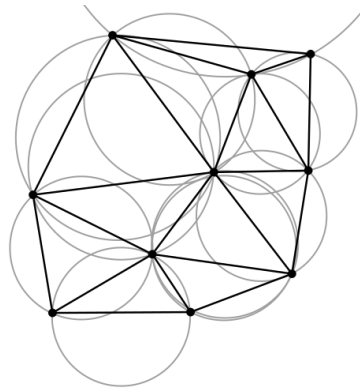


Figure II-12 - Représentation d'un maillage triangulaire par triangulation de Delaunay (en noir). Les cercles circonscrits de chaque triangle sont représentés en gris. Cette image est extraite de la référence [68].

La condition pour obtenir un maillage par triangulation de Delaunay est que tous les cercles circonscrits de chaque maille triangulaire soient « vides », c'est-à-dire qu'aucun sommet d'une autre maille ne doit être situé dans un cercle circonscrit.

Pour une question de lisibilité, le processus de calibration et de correction est illustré ci-dessous par différents graphiques où seulement le cadran correspondant à  $I$  et  $Q$  positifs est étudié. Ainsi pour appliquer le maillage triangulaire par triangulation de Delaunay, les 3210 points de mesure de calibration, notés  $(I_i^{Cal}, Q_i^{Cal})$ , sont positionnés dans le plan  $I/Q$  (Figure II-13, à gauche). Chaque point de mesure de calibration  $(I_i^{Cal}, Q_i^{Cal})$  est couplé avec les points simulés en entrée de la carte de démodulation, dit « vrais », et notés  $(I_i^{Vrai}, Q_i^{Vrai})$  pour produire un quadruplet de point définis  $(I_i^{Cal}, Q_i^{Cal}, I_i^{Vrai}, Q_i^{Vrai})$ . (Figure II-13: au milieu).

## II.4. Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

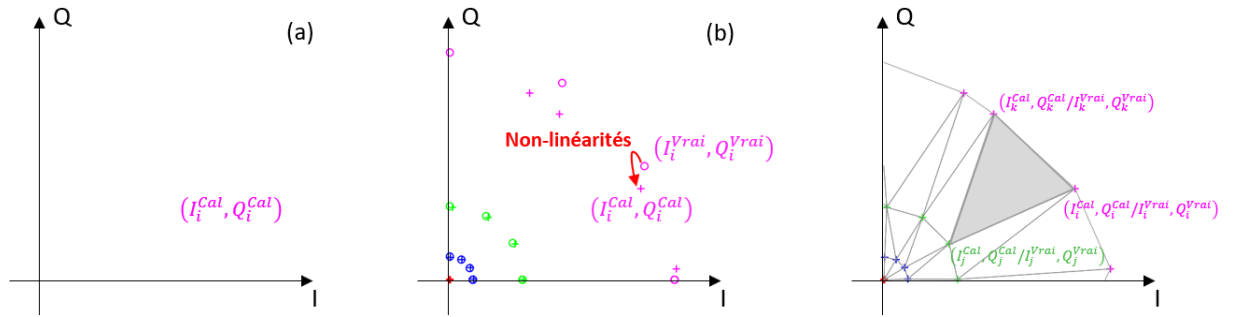


Figure II-13 - Processus de réalisation du maillage des données de calibration par tessellation de Delaunay. (a) Disposition des points  $(I_i^{Cal}, Q_i^{Cal})$  de mesure de calibration dans le plan I/Q (où chaque couleur correspond à une puissance fixe en entrée de la carte de démodulation en quadrature). (b) En raison des non-linéarités de la carte de démodulation I/Q, les points mesurés ne correspondent pas aux positions « vraies » dans le plan I/Q. (c) Calcul du maillage triangulaire du plan I/Q à partir des points de mesure de calibration.

Le maillage par triangulation de Delaunay de l'ensemble des points de calibration  $(I_i^{Cal}, Q_i^{Cal})$  est réalisé en faisant appel à la fonction « *delaunay()* » implémentée sous le logiciel libre de calcul scientifique GNU Octave [69]. Ainsi chaque maille est définie par un ensemble de trois sommets, comme représenté à droite de la Figure II-13, et noté ici :

$$\begin{pmatrix} I_i^{Cal}, Q_i^{Cal} / I_i^{Vrai}, Q_i^{Vrai} \\ I_j^{Cal}, Q_j^{Cal} / I_j^{Vrai}, Q_j^{Vrai} \\ I_k^{Cal}, Q_k^{Cal} / I_k^{Vrai}, Q_k^{Vrai} \end{pmatrix} \quad (II.3)$$

L'estimation du maillage de Delaunay nécessite un certain temps de calcul. Pour optimiser les temps de post-traitement et rester le plus proche possible de l'imagerie en temps réel, les coordonnées de ce maillage sont enregistrées sous forme de fichier. Ce fichier sera ensuite chargé pour chaque correction de points expérimentaux mesurés lors d'une acquisition.

### Étape de correction par interpolation linéaire des sommets de la maille triangulaire

Après une acquisition, les points mesurés expérimentalement notés  $(I_i^{Exp}, Q_i^{Exp})$  vont être corrigés pour compenser l'influence des non-linéarités de la carte de démodulation en quadrature. Pour ce faire, le maillage par triangulation de Delaunay des données de calibration dans le plan I/Q est chargé et les points expérimentaux y sont positionnés.

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

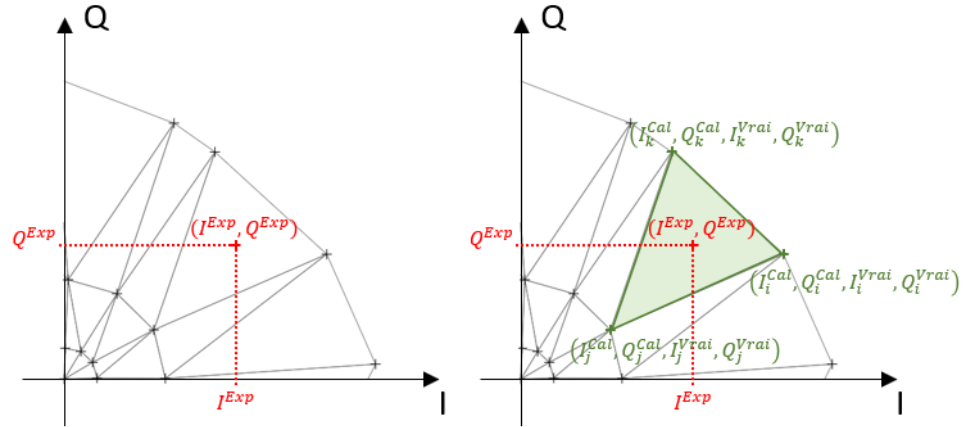


Figure II-14 - Représentation du positionnement du point expérimental  $(I^{Exp}, Q^{Exp})$  dans le plan I/Q (à gauche) et la sélection des sommets de la maille convexe (à droite).

Après l'étape de positionnement, la maille correspondante à chaque point expérimental  $(I^{Exp}, Q^{Exp})$  est identifiée, via la fonction « *tsearch()* » qui renvoie les coordonnées des 3 sommets de la maille environnante [70]. L'étape suivante est composée de deux interpolations linéaires permettant d'estimer respectivement les valeurs corrigées de  $I^{Exp}$  et  $Q^{Exp}$ . Pour ce faire, le point  $(I^{Exp}, Q^{Exp})$  et les trois sommets de la maille convexe  $(I_i^{Cal}, Q_i^{Cal})$ ,  $(I_j^{Cal}, Q_j^{Cal})$  et  $(I_k^{Cal}, Q_k^{Cal})$  sont positionnés dans deux repères distincts  $(I, Q, I^{Vrai})$  et  $(I, Q, Q^{Vrai})$ .

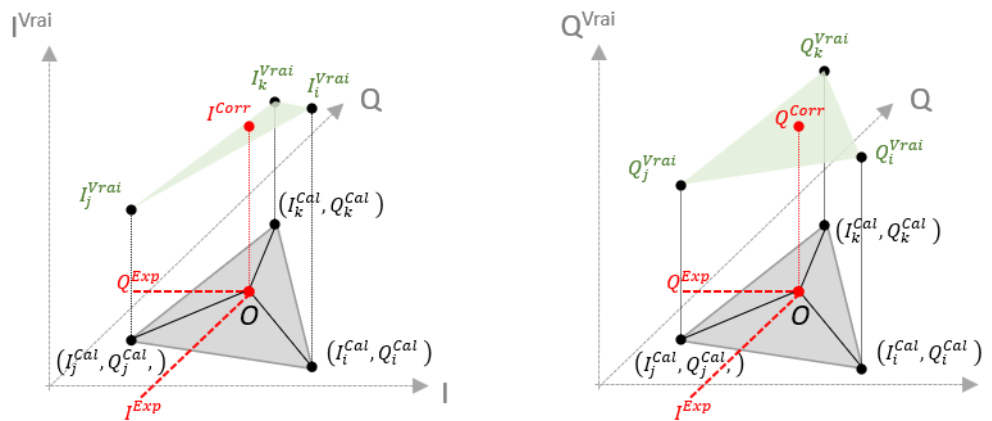


Figure II-15 - Représentation graphique de la détermination par interpolation linéaire de  $I^{Corr}$  (à gauche) et  $Q^{Corr}$  (à droite).

Ainsi les valeurs à estimer  $I^{Corr}$  et  $Q^{Corr}$  peuvent s'écrire [71], [72] :

$$\begin{aligned} I^{Corr}(I^{Exp}, Q^{Exp}) &= \alpha_1 I^{Exp} + \beta_1 Q^{Exp} + \gamma_1 \\ Q^{Corr}(I^{Exp}, Q^{Exp}) &= \alpha_2 I^{Exp} + \beta_2 Q^{Exp} + \gamma_2 \end{aligned} \quad (\text{II. 4})$$

## II.4. Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

dont chaque solution peut être déterminée à partir de l'ensemble des trois équations linéaires suivantes :

$$\begin{cases} \alpha_1 I_i^{Cal} + \beta_1 Q_i^{Cal} + \gamma_1 = I_i^{Vrai} \\ \alpha_1 I_j^{Cal} + \beta_1 Q_j^{Cal} + \gamma_1 = I_j^{Vrai} \\ \alpha_1 I_k^{Cal} + \beta_1 Q_k^{Cal} + \gamma_1 = I_k^{Vrai} \\ \alpha_2 I_i^{Cal} + \beta_2 Q_i^{Cal} + \gamma_2 = Q_i^{Vrai} \\ \alpha_2 I_j^{Cal} + \beta_2 Q_j^{Cal} + \gamma_2 = Q_j^{Vrai} \\ \alpha_2 I_k^{Cal} + \beta_2 Q_k^{Cal} + \gamma_2 = Q_k^{Vrai} \end{cases} \quad (II.5)$$

Finalement,  $I^{Corr}$  et  $Q^{Corr}$  sont déterminés par les équations suivantes, correspondant à des interpolations linéaires en coordonnées triangulaires :

$$\begin{aligned} I^{Corr} &= \frac{\mathcal{A}(OJK)I_i^{Vrai} + \mathcal{A(OIK)}I_j^{Vrai} + \mathcal{A(OIJ)}I_k^{Vrai}}{\mathcal{A(IJK)}} \\ Q^{Corr} &= \frac{\mathcal{A}(OJK)Q_i^{Vrai} + \mathcal{A(OIK)}Q_j^{Vrai} + \mathcal{A(OIJ)}Q_k^{Vrai}}{\mathcal{A(IJK)}} \end{aligned} \quad (II.6)$$

où  $O$ ,  $I$ ,  $J$  et  $K$  correspondent respectivement aux points de coordonnées  $(I^{Exp}, Q^{Exp})$ ,  $(I_i^{Cal}, Q_i^{Cal})$ ,  $(I_j^{Cal}, Q_j^{Cal})$  et  $(I_k^{Cal}, Q_k^{Cal})$ . De plus,  $\mathcal{A}(XYZ)$  représente l'aire du triangle ayant comme sommets  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ .

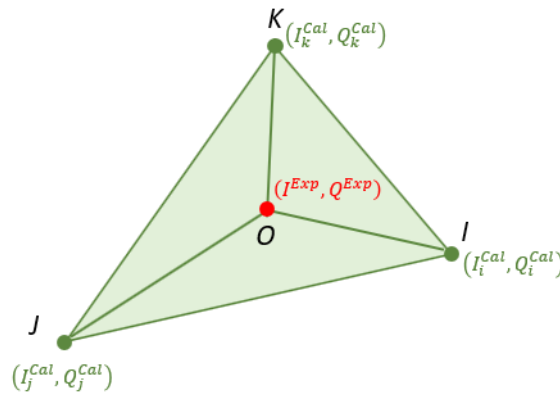


Figure II-16 - Représentation graphique de l'interpolation linéaire avec les trois sommets d'un triangle.

Ainsi ce protocole de calibration, réalisé une unique fois, complété par celui de correction permet de minimiser l'influence des non-linéarités de la chaîne de démodulation électronique en quadrature fournissant les signaux I/Q. Cependant pour obtenir des résultats plus quantitatifs, il est nécessaire d'apporter une correction à la réponse non-linéaire des voies AC et DC de la photodiode à avalanche mise en évidence durant la thèse de F. Parnet. Un protocole de

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

correction de la photodiode à avalanche a été réalisé durant ma thèse et est détaillé dans la partie suivante.

### II.4.3 Correction de la réponse de la photodiode à avalanche

Pour rappel, le système de détection comporte deux canaux de sortie, une voie DC et la seconde AC. La deuxième étape de correction consiste à corriger la réponse non linéaire de ces deux voies. Pour ce faire la photodiode est illuminée par un faisceau lumineux modulé en intensité à 80 MHz dont la puissance optique s'écrit :

$$P = P_0(1 + \tau \cos(\omega t + \varphi)) \quad (\text{II. 7})$$

où  $P_0$  et  $\tau$  représentent respectivement la puissance et la profondeur de modulation, information essentielle pour la technique de brisure d'orthogonalité. Pour caractériser la réponse des deux voies de détection, les amplitudes des signaux AC et DC sont mesurées en balayant la puissance optique de 0,1 à 1  $\mu\text{W}$  et la profondeur de modulation de 20 à 92%.

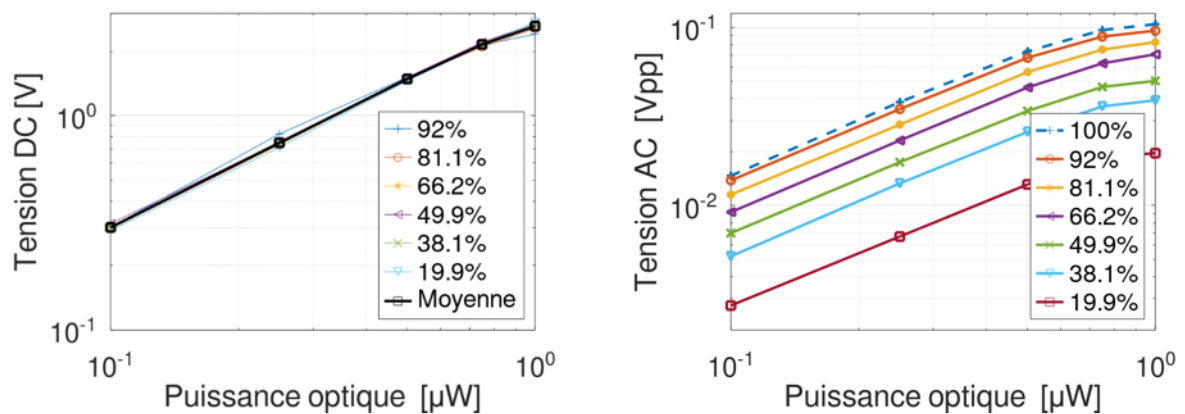


Figure II-17 - Réponse de la voie DC (à gauche) et de la voie AC (à droite) de la photodiode à avalanche pour différents taux de modulation et différentes puissances optiques.

L'amplitude du signal DC est directement proportionnelle à la puissance optique incidente. Elle peut s'écrire comme :  $V_{DC} = f(P_0)$ , où  $f$  est une fonction bijective monotone dépendant uniquement de la puissance reçue. En revanche, en ce qui concerne l'amplitude du signal AC, celle-ci à une dépendance liée à la puissance optique  $P_0$  et la profondeur de modulation  $\tau$ . L'amplitude maximale obtenue expérimentalement est de 92%. Une réponse théorique pour un taux de modulation de 100% a été extrapolée. Ayant vérifié que le niveau de signal AC détecté était bien proportionnel au taux de modulation  $\tau$  (comme on peut le voir sur la Figure II-17 à droite), l'amplitude du signal AC peut être modélisée comme :

$$V_{AC} = \tau g(P_0) \cos(\omega t + \varphi) \quad (\text{II. 8})$$

## II.4. Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

où  $g(P_0)$  correspond à l'évolution bijective non-linéaire de l'amplitude du signal AC en fonction de la puissance optique  $P_0$  pour une profondeur de modulation de 100%. Le canal AC présente un effet de saturation plus rapide que la voie DC. Pour produire un contraste plus quantitatif, il est nécessaire de déterminer avec exactitude la profondeur de modulation  $\tau$  qui caractérise le signal détecté. Pour ce faire la puissance optique est tout d'abord estimée par :

$$P_0 = f_{cor}^{-1}(V_{DC}) \quad (II.9)$$

où  $f_{cor}^{-1}$  est une fonction polynomiale par morceau déterminée par une interpolation polynomiale. Elle se décompose en deux sous-fonctions polynomiales  $f_{cor\_HIGH}^{-1}$  utilisées pour  $V_{DC} > 2V$  et  $f_{cor\_LOW}^{-1}$  lorsque  $V_{DC} \leq 2V$  et sont définies :

$$\begin{aligned} f_{cor\_HIGH}^{-1}(V_{DC}) &= 0.0187V_{DC}^5 - 0.3799V_{DC}^4 + 3.047V_{DC}^3 \\ &\quad - 11.431V_{DC}^2 + 20.539V_{DC} - 13.677 \\ f_{cor\_LOW}^{-1}(V_{DC}) &= -0.0844V_{DC}^3 + 0.3322V_{DC}^2 - 0.03879V_{DC} \end{aligned} \quad (II.10)$$

Ensuite, l'estimation de la puissance optique  $P_0$  et la connaissance de la réponse  $g(P_0)$  de la voie AC vont permettre d'estimer  $\tau$ . À partir des données de calibration, nous avons déterminé cette fonction comme :

$$g(P_0) = 0.061956P_0^4 - 0.19163P_0^3 + 0.093587P_0^2 + 0.14054P_0 - 0.00011 \quad (II.11)$$

où les coefficients polynomiaux de la fonction  $g$  ont été déterminés par une interpolation des données de calibration de la photodiode. Enfin, on peut accéder au paramètre estimé de la profondeur de modulation  $\hat{\tau}$  par l'équation suivante :

$$\hat{\tau} = \frac{\sqrt{I_{mes}^{cor\ 2} + Q_{mes}^{cor\ 2}}}{g(P_{exp})} \quad (II.12)$$

où  $\hat{P}_{exp}$  représente la puissance optique expérimentale estimée :

$$\hat{P}_{exp} = f_{cor}^{-1}(V_{DC\ exp}) \quad (II.13)$$

Ainsi, après correction des trois signaux I, Q et DC, le taux de brisure d'orthogonalité (OBC) est directement donné par le paramètre de profondeur de modulation  $\tau$ .

### II.4.4 Vérification du protocole de correction

Pour confirmer le bon fonctionnement du protocole de calibration/correction une comparaison est réalisée entre une image brute et cette même image ayant subi le protocole de correction complet. Après traitement, les éléments composants l'arrière-plan de la scène, dont la

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

composition sera détaillée dans la prochaine partie, sont plus différenciables que lorsque la correction n'est pas appliquée. On peut constater que le contraste d'OBC obtenu expérimentalement est proche des valeurs théoriquement attendues, comprises entre 0 et 1. On peut en conclure que le protocole de calibration/correction implémenté fonctionne correctement.

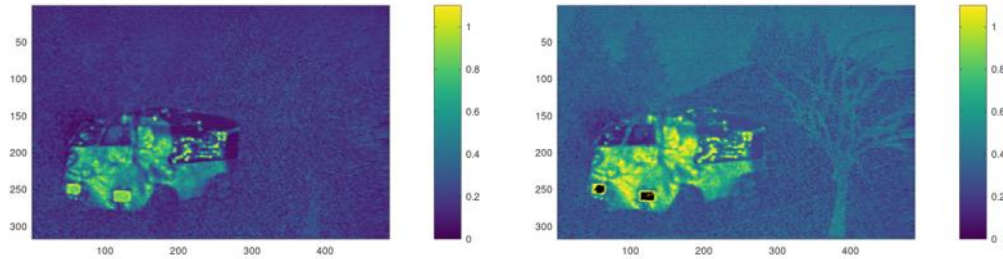


Figure II-18 - Image de contraste de brisure d'orthogonalité, sans correction, d'une scène obtenue dans la modalité « induite linéaire » d'une scène artificielle (à gauche). Image d'OBC des mêmes données ayant subi le protocole de correction complet (à droite).

### II.4.5 Résultats expérimentaux

Pour confirmer les résultats expérimentaux obtenus durant la thèse de F. Parnet et notamment la mise en évidence d'objets/d'échantillons de nature polarimétrique différente en fonction des trois modalités décrites précédemment, une campagne d'acquisition a été réalisée en appliquant le protocole de calibration/correction détaillé dans ce chapitre. Pour ce faire, une scène opérationnelle artificielle a été conçue, puis sondée successivement avec les trois modalités de brisure d'orthogonalité et une modalité classique d'OSC pour comparaison. Cette scène, placée à deux mètres du système imageur, est composée de divers éléments ayant des natures polarimétriques spécifiques. Elle contient un véhicule dont le châssis est en aluminium anodisé noir (non dépolarisant), les phares sont constitués de deux couches de ruban adhésif biréfringent disposés sur une feuille d'aluminium, le pare-brise et la vitre latérale sont des morceaux de polariseur SWIR orientés différemment. Pour finir, la bâche du véhicule est réalisée à partir d'une couche de polyéthylène noir partiellement dépolarisant déposée sur une feuille d'aluminium. Le fond de la scène, simulant un paysage (route, colline, végétation), est produit par un motif de nuances de gris imprimé sur un papier blanc dont la nature polarimétrique est partiellement dépolarisante.

Il a été démontré théoriquement qu'en sondant une scène avec la modalité de brisure d'orthogonalité induite linéaire, il est possible d'obtenir un résultat similaire, en une unique acquisition, à celui obtenu avec la technique d'OSC nécessitant deux acquisitions, mettant ainsi

## II.4. Protocole de calibration/correction de la chaîne de détection

en évidence principalement un contraste de dépolarisation. Une comparaison entre les résultats expérimentaux entre ceux obtenus en LI-OB et ceux d'OSC est réalisée en adaptant le système imageur à l'imagerie d'OSC. Sur la Figure II-19, on peut visualiser que la carcasse du véhicule, de nature non dépolarisante, est bien mise en évidence, ce qui était attendu. Ainsi la modalité d'imagerie de brisure d'orthogonalité induite linéairement (LI-OB) permet d'obtenir une image de contraste similaire à celle d'OSC. L'image obtenue en LI-OB permet une mise en évidence des éléments dépolarisants de manière uniforme (carcasse du véhicule) sur l'image de contraste. L'image de contraste résultante est similaire à celle obtenue avec la technique d'OSC.

Sur l'image de contraste obtenue avec la modalité CI-OB, seuls les éléments ayant une nature polarimétrique anisotrope sont révélés, que ce soit une anisotropie de phase ou d'absorption. De plus, l'image de phase permet de connaître l'orientation de l'axe d'anisotropie. Ce résultat est vérifié expérimentalement avec les deux orientations différentes des polariseurs IR. Pour finir, l'acquisition utilisant la modalité standard (OB) permet de conserver le contraste de brisure d'orthogonalité sur les éléments dichroïques et les informations sur la phase. Ainsi les éléments non détectés (phares) dans cette modalité correspondent aux éléments présentant de la biréfringence.

Ainsi dans cette section, nous avons montré la nécessité d'apporter une correction à la photodiode et d'appliquer le protocole de calibration/correction à la chaîne de démodulation électronique en quadrature pour minimiser l'influence de non-linéarités de ces systèmes. Cela a permis d'obtenir un résultat plus quantitatif et d'optimiser le contraste de l'image obtenu (cf. section II.4.4). De plus, les résultats présentés ci-dessus confirment l'intérêt de la technique d'imagerie par brisure d'orthogonalité et notamment la succession des trois modalités décrites précédemment pour discriminer la nature polarimétrique des éléments d'une scène ou d'un échantillon. Cette approche permet de nous renseigner sur l'axe d'anisotropie des éléments polarimétriques sondés. Pour finir ce chapitre, nous présentons dans la suite les perspectives envisagées pour améliorer le système d'imagerie existant et approfondir la compréhension théorique et expérimentale que pourrait offrir cette nouvelle approche.



## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

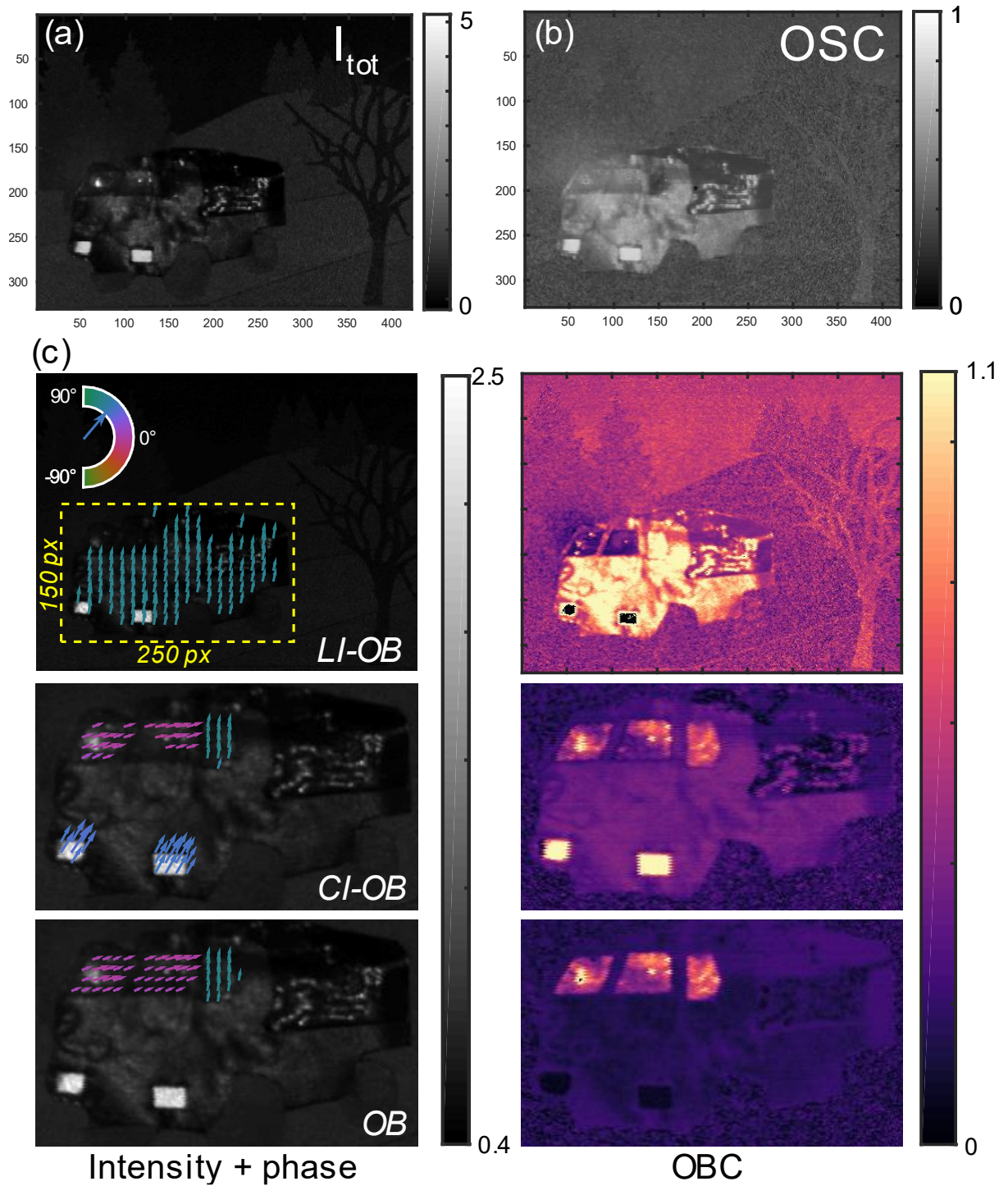


Figure II-19 - (a) Image d'intensité classique dans le domaine IR. (b) Image du contraste de dépolarisation obtenue par méthode d'imagerie d'OSC. (c) Image du contraste de brisure d'orthogonalité (colonne de droite) de la scène pour les trois modalités successives et les images de phase (colonne de gauche). Sur les images de phase, la longueur des flèches informe sur la magnitude du contraste de brisure d'orthogonalité et la couleur renseigne sur la phase. L'information de la phase est déterminée lorsque l'amplitude d'OBC est supérieure à 0.6. Ces images sont extraites de la référence [73].

### II.5 Perspectives

Plusieurs perspectives peuvent être envisagées pour cette approche alternative que représente la technique DSOB/DSOB induite. Une des perspectives envisagées est de démoduler le signal AC par une démodulation interférométrique tout optique pour s'affranchir des non-linéarités présentes dans la carte de démodulation électronique. De plus, des résultats expérimentaux comparant des images obtenues par transillumination, fluorescence et brisure d'orthogonalité révèlent un certain intérêt pour l'utilisation de l'approche DSOB à la détection/l'observation de tissus biologiques. Cette technique permet donc de s'affranchir de la nécessité de marquer par fluorophore des tissus/cellules à étudier. Pour finir une comparaison rigoureuse entre la technique DSOB et l'approche traditionnelle de Mueller pourrait être réalisée.

#### II.5.1 Démodulation interférométrique tout optique

Une des perspectives envisagées pour améliorer les performances de cet imageur serait de réaliser une démodulation tout optique. En effet, cette solution permettrait de s'affranchir de l'électronique de démodulation en quadrature, qui souffre comme nous l'avons vu de problème de non-linéarité des mélangeurs et est susceptible d'être polluée par des parasites RF rayonnés. Ainsi, la solution mise en œuvre pour opérer une démodulation interférométrique tout optique est l'utilisation d'éléments optiques, dit hybride optique sensible à la polarisation (Kyria, COH-28), permettant d'extraire la phase et l'amplitude sur 2 axes de polarisation d'un signal optique polarisé. Cette technique permet de déterminer l'amplitude et la phase du signal optiquement en réalisant quatre interférences à pas de phase de  $90^\circ$  entre le signal et l'oscillateur local (OL), correspondant à la portion du signal de référence. Cette solution, basée sur des éléments purement passifs, permet de s'affranchir complètement de carte électronique et d'alimentation électrique. Ainsi, la détection est réalisée sur 4 paires de photodétecteurs équilibrés, référencées BP1 à BP4 sur la Figure II-20. Cependant la mise en œuvre d'une telle démodulation nécessite à priori une source optique ultra stable. En effet, les travaux préliminaires que j'ai réalisés durant mon travail de thèse ont montré que les instabilités temporelles de la source laser affectent de façon importante les signaux de phase et d'amplitude déterminée, pour un signal d'entrée stable en amplitude et en polarisation. Ainsi pour pouvoir déterminer avec rigueur la phase et l'amplitude d'un signal avec une démodulation interférométrique tout optique, la source laser utilisée devra être ultrastable.

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

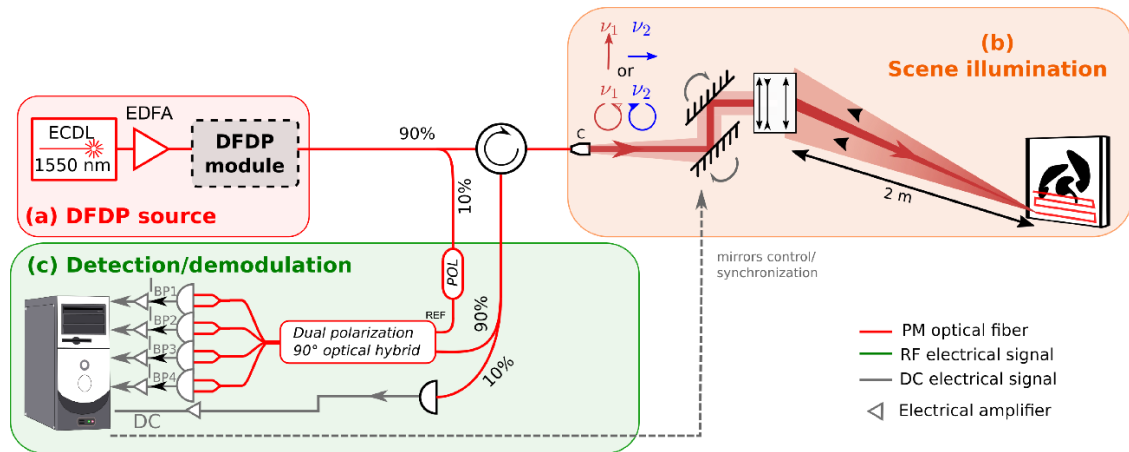


Figure II-20 - Système imageur par brisure d'orthogonalité dans le proche infrarouge avec une démodulation tout optique.

### II.5.2 Identification d'échantillons cellulaires/tissus pathologiques

En parallèle de mes travaux de thèse, l'imagerie par brisure d'orthogonalité a été mise en œuvre sur un microscope confocal commercial de la plateforme de microscopie cellulaire (MRiC) [74] installé à BIOSIT sur le campus de Villejean, en collaboration avec des chercheurs de l'Institut de génétique et développement de Rennes (IGDR). Il a été démontré que l'approche d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité appliquée à la microscopie peut fournir des informations intéressantes sur des échantillons biologiques sans réaliser de marquage de fluorescence. La modalité de BO « induite circulairement » permet notamment d'obtenir un contraste polarimétrique au niveau des chromosomes mitotiques durant la phase de division cellulaire. Le fait d'obtenir un contraste polarimétrique et une information de phase grâce à une unique acquisition confère à l'imagerie par brisure d'orthogonalité un intérêt considérable dans le domaine de l'imagerie biologique des tissus vivants et notamment dans le suivi dynamique des chromosomes pendant la mitose et ouvre des perspectives dans l'identification de cellules cancéreuses par exemple. Des recherches dans ce domaine se poursuivent pour évaluer l'intérêt de cette technique d'imagerie polarimétrique pour d'autres échantillons cellulaires comme les cellules embryonnaires ou sur des tissus pathologiques.

## II.6. Conclusion

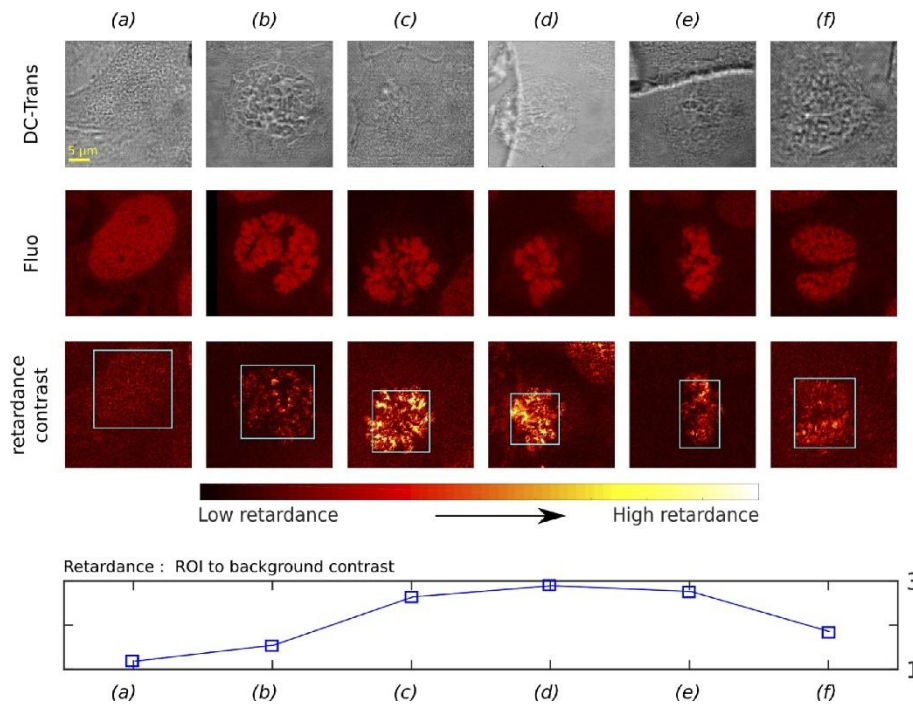


Figure II-21 - Images de transillumination, fluorescence et d'amplitude OBC (OB induit circulairement) des cellules U2OS marquées au DRAQ5 à différents stades cellulaires : (a) interphase ; (b) fin de prophase ; (c) prométaphase ; (d) fin de prométaphase ; (e) métaphase et (f) fin de télophase. Graphique du bas : évaluation du contraste ROI/fond de l'amplitude moyenne de l'OBC sur les régions présentant de l'ADN dans les images de fluorescence. Cet image est extraite de la référence [74].

### II.5.3 Comparaison entre la technique DSOB et celle de Mueller

Les travaux précédents [73] ont démontré qu'avec les trois modalités de brisure d'orthogonalité, il est possible d'accéder de manière directe à la nature polarimétrique d'un échantillon comme la biréfringence, le dichroïsme et la dépolarisation. Il serait intéressant de réaliser une comparaison rigoureuse théorique et expérimentale entre les images obtenues par DSOB induit et celle obtenues par imagerie de Mueller utilisant une décomposition mathématique [9], [45], [46] pour accéder à ces paramètres. Cette étude permettrait de connaître la capacité de la technique DSOB induite à produire, de manière directe, des informations polarimétriques fiables et notamment en présence d'échantillons dont la nature polarimétrique résulte de la combinaison de plusieurs effets polarimétriques.

## II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'intérêt de l'utilisation de l'approche par brisure d'orthogonalité pour déterminer la nature polarimétrique d'un échantillon et notamment en utilisant les différentes modalités mises en œuvre par F. Parnet et décrites précédemment. De plus, le protocole de calibration/correction réalisé et mis en place durant cette thèse a permis

## II. Calibration d'un imageur infrarouge actif à 1.5 $\mu\text{m}$ pour l'imagerie polarimétrique sélective

d'obtenir des informations polarimétriques d'un échantillon de manière plus quantitatives que précédemment. Dans le chapitre suivant, qui s'intéresse à un système d'imagerie polarimétrique de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle, les travaux portant sur le protocole de calibration/correction de la carte de démodulation seront directement réutilisés pour réaliser un protocole de calibration/correction (notamment la régression linéaire d'une maille triangulaire calculée par triangulation de Delaunay) pour minimiser l'influence des non-linéarités du capteur CCD (Charge Coupled Device) utilisé. Enfin, pour approfondir les connaissances du processus de dépolarisation/repolarisation à l'échelle du grain de speckle, l'approche par brisure d'orthogonalité sera appliquée sur le banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain. Cette expérience, tout à fait originale à notre connaissance, sera détaillée dans le chapitre VI et mettra en œuvre une méthode de transposition de fréquence pour permettre la réalisation d'une imagerie par brisure d'orthogonalité plein champ.

## CHAPITRE III

# Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

### Sommaire

---

III.1	État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle	59
III.1.1	Analyse statistique.....	59
III.1.2	Analyse déterministe .....	60
III.2	Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle.....	70
III.2.1	Description générale du banc d'analyse .....	70
III.2.2	Description de l'analyseur polarimétrique .....	74
III.2.3	Automatisation du temps d'exposition.....	78
III.2.4	Vérification expérimentale du banc.....	81
III.3	Protocole de calibration/correction de la caméra CCD .....	85
III.3.1	Calibration de la caméra.....	85
III.3.2	Correction photométrique des images .....	87
III.3.3	Recombinaison HDR des images corrigées.....	90
III.3.4	Vérification du protocole de correction.....	90
III.4	Optimisation des paramètres du banc d'analyse.....	92
III.4.1	Étude de la taille du grain de speckle .....	92
III.4.2	Étude du moyennage spatial (binning) .....	95
III.4.3	Résultats d'imagerie préliminaires .....	100
III.5	Conclusion .....	103

---

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

Une des propriétés importantes des lasers, due à l'émission stimulée, est de produire un flux lumineux spatialement et temporellement cohérent. Lorsque cette lumière cohérente éclaire un matériau dont la surface est rugueuse, un motif d'interférence granuleux composé d'un fond sombre et de taches lumineuses se produit. Ce motif d'interférence est communément appelé « speckle », terme anglophone de tavelure ou chatolement. Ce phénomène a été observé pour la première fois en 1920, quarante ans avant l'apparition du laser, par le physicien Max von Laue [75].

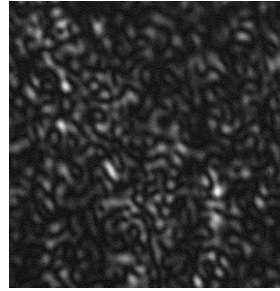


Figure III-1 - Motif de speckle obtenu sur un échantillon de Spectralon

Dans les années 80, le phénomène de speckle est principalement vu comme une source de bruit limitant la qualité des images d'où les nombreuses études réalisées pour le réduire [76] dans différents domaines comme celui de la transmission optique [77], ou dans le domaine de la microscopie [78], [79]. Par la suite, la sensibilité du motif de speckle a ouvert la voie à l'imagerie et l'interférométrie de speckle [80], [81]. De plus de nombreuses études polarimétriques du motif de speckle lors de l'interaction lumière-matière ont été menées [82]–[84], notamment sur le phénomène de dépolarisation. En effet ce processus complexe, dépendant des conditions expérimentales dans lequel il est observé, est largement connu à l'échelle macroscopique lorsque certaines conditions sont respectées comme l'utilisation d'un spectre d'illumination large, une surface d'illumination très grande devant la longueur d'onde ou encore lorsque l'ouverture numérique du détecteur est très grande. Cependant lorsque ces conditions ne sont pas respectées, le processus de dépolarisation est encore mal appréhendé, notamment lorsque l'analyse polarimétrique en lumière cohérente est réalisée à l'échelle du grain de speckle et reste donc un sujet de recherche actuel [22], [85], [86]

La suite de ce manuscrit porte sur l'analyse polarimétrique à l'échelle du grain de speckle pour approfondir les connaissances sur le phénomène de dépolarisation. Dans ce chapitre, un état de l'art sur les systèmes imageurs polarimétriques résolus à l'échelle du grain de speckle est tout d'abord réalisé. Par la suite, les améliorations apportées durant ces travaux de thèse à un banc d'imagerie polarimétrique résolue à l'échelle du grain de speckle développé depuis 2010 à

### III.1. État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle

l'Institut FOTON, sont détaillées et notamment le protocole de calibration des LCVRs (Liquid Crystal Variable Retarder) et de calibration/correction du capteur CCD basée sur la triangulation de Delaunay et l'interpolation linéaire.

## **III.1 État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle**

Il est possible d'observer le motif de speckle dans deux configurations. La première dite objective consiste à étudier ce motif en utilisant uniquement un détecteur d'image pour enregistrer la figure de diffraction/interférence en intensité, en zone de champ lointain. La seconde dite subjective, étudie le motif de speckle à l'aide d'un système optique imageur situé devant le détecteur. Ainsi, la taille du grain de speckle à la surface du capteur dépend des paramètres d'ouverture et de la distance focale du système.

Dans notre cas, le motif de speckle est étudié de manière subjective, conservant ainsi l'approche d'imagerie développée au laboratoire depuis de nombreuses années. De plus, cette configuration correspond à la situation d'un imageur polarimétrique, utilisé dans les applications d'imagerie discutées au chapitre précédent, mais dont l'ouverture numérique aurait été réduite à l'extrême pour résoudre les grains de speckle. Enfin, cette configuration permet de contrôler directement la taille du grain de speckle moyen à la surface du détecteur, en réglant la focale de la lentille et le diamètre d'un diaphragme placé au niveau de l'optique de focalisation devant le capteur d'image. Cela présente un intérêt particulier lorsque l'on souhaite analyser l'état de polarisation à l'échelle du grain de speckle.

### **III.1.1 Analyse statistique**

Le motif de speckle résulte de l'interaction de la diffusion surfacique ou volumique d'un milieu avec une onde électromagnétique cohérente temporellement et spatialement. Ainsi on peut rencontrer ce phénomène dans le domaine de l'imagerie ultrason, radar, optique et plus généralement dans le domaine de l'imagerie cohérente. En effet, en champ lointain une onde électromagnétique cohérente temporellement et spatialement peut être décomposée comme une somme d'ondes planes élémentaires. L'interaction de l'ensemble de ces ondes élémentaires avec une surface rugueuse, correspondant à un plan de phase non uniforme, produit un motif d'interférences. Le déphasage introduit par la rugosité peut être considéré comme un phénomène aléatoire et les premières études de ce phénomène ont été modélisées de manière statistique notamment par Goodman en 1975 [87]. Ces modélisations permettent de caractériser



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

la densité de probabilité d'intensité de ce motif d'interférences (pour un champ scalaire, c'est-à-dire parfaitement polarisé) par une loi de probabilité exponentielle définie comme :

$$p_I(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}}\right) \quad (\text{III. 1})$$

où  $\bar{I}$  correspond à l'intensité moyenne de l'image de speckle. On peut en déterminer le contraste s'écrivant comme :

$$c = \frac{\sigma_I}{\bar{I}} \quad (\text{III. 2})$$

où  $\sigma_I$  est l'écart-type de la fluctuation de l'intensité.

Par la suite, des travaux s'intéressant au motif de speckle de manière polarimétrique et d'un point de vue macroscopique ont été réalisés [84], [85]. En effet, la polarimétrie peut renseigner sur les propriétés polarimétriques d'un matériau et plus particulièrement sur celle de dépolarisation spatiale, en étudiant notamment l'évolution du degré de polarisation du motif de speckle [88], [90]. Par la suite, des modèles mathématiques ont été développés pour prédire la dépolarisation spatiale d'un matériau en fonction de sa rugosité surfacique [20] et de sa microstructure [91]. De plus, il a été observé un phénomène de repolarisation résultant notamment de l'interaction d'un matériau fortement diffusant avec une source lumineuse cohérente totalement dépolarisée [92], [93].

Pour mieux comprendre le mécanisme de polarisation/dépolarisation à l'échelle locale, des analyses « déterministes », visant à maîtriser l'analyse polarimétrique à l'échelle du grain de speckle unique ont eu lieu par la suite.

#### III.1.2 Analyse déterministe

Ainsi pour étudier l'état de polarisation localement et comprendre le processus de polarisation/dépolarisation du motif d'interférence, différents montages expérimentaux dédiés à l'étude de l'état de polarisation à l'échelle du grain ont été développés. Ils ont permis d'enrichir les connaissances du processus de dépolarisation en fonction du moyennage spatial, mais aussi de comprendre la variation de l'état de polarisation à l'échelle d'un grain. À notre connaissance, un système d'imagerie de Stokes ayant une résolution très inférieure au diamètre du grain n'a été réalisé qu'à partir de 2011 dans le domaine optique [22].

### III.1. État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle

**L. Pouget et al. en 2011 [22]:**

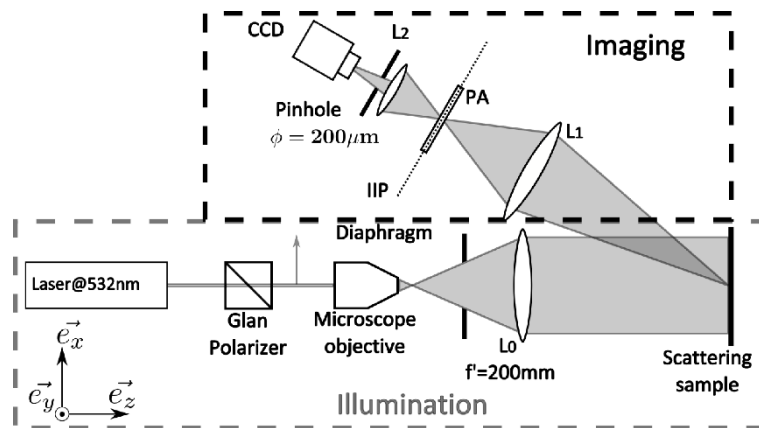


Figure III-2 - Schéma du montage expérimental d'un système d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle. Cette image est extraite de la référence [22].

En 2011, les chercheurs de l'équipe DOP de l'Institut FOTON, notamment à travers le stage de Master 2 de Lucien Pouget, ont réalisé un système d'imagerie de Stokes hautement résolu à l'échelle du grain de speckle capable de mesurer le vecteur de Stokes complet de la lumière rétrodiffusée par un échantillon. Ce montage a permis d'appréhender les difficultés à étudier localement le motif de chatoiement puisqu'il résulte d'interférences constructives et destructives dont la longueur d'onde est de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres. En effet, pour mesurer le vecteur de Stokes complet il est nécessaire d'introduire devant le détecteur un analyseur polarimétrique composé d'une lame à retard et d'un polariseur dont les éléments doivent être tournés mécaniquement pour sonder plusieurs états polarimétriques. L'introduction et la rotation de ces éléments peut modifier le chemin optique et ainsi modifier le front d'onde à la surface du détecteur. Dans la configuration de ce banc expérimental, le module de détection est proche de celui d'illumination et quasiment aligné avec celui-ci pour analyser la lumière diffusée par réflexion avec un angle de rétrodiffusion faible. La source d'illumination est composée :

- d'un laser hautement cohérent (COHERENT Verdi), dont la longueur d'onde est égale à 532 nm et de largeur de raie typique de 5 MHz,
- et d'un système optique de collimation permettant de choisir le diamètre du spot à la surface de l'échantillon. Ce système est composé d'un objectif de microscope (x10, 0.25 NA) et d'une lentille convexe ( $L_0$ ) dont la distance focale est de 200 mm. Un diaphragme est inséré entre ces deux éléments et réglé pour obtenir un spot à la surface de l'échantillon d'un diamètre de 2.5 cm.

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

- De plus, un cube de Glan permet de s'assurer d'obtenir un faisceau laser d'illumination ayant une polarisation parfaitement linéaire.

La détection d'image est quant à elle réalisée à partir d'un ensemble de deux lentilles ( $L_1$  et  $L_2$ ) permettant de placer l'analyseur polarimétrique est placé dans un plan image intermédiaire pour minimiser l'influence sur le front d'onde des imperfections de planéité des éléments optiques lors des rotations mécaniques du PSA. De plus, un diaphragme circulaire placé devant le capteur CCD et dont le diamètre est de 200  $\mu\text{m}$  permet de réaliser un filtrage des hautes fréquences spatiales du motif d'interférence sur la surface du détecteur et ainsi obtenir une taille moyenne de grain de speckle de l'ordre de plusieurs milliers de pixels (cf. section III.4.1). Sur cette version du montage expérimental, le capteur CCD utilisé est une caméra monochrome 12 bits peu résolue de 659 x 494 pixels. Pour augmenter la dynamique de cette caméra, deux mesures sont réalisées à des temps d'exposition différents pour une seule acquisition. Cette approche dite « High Dynamic Range » sera détaillée par la suite.

Les paramètres de Stokes sont déterminés via la méthode dite « Stokes 6 mesures » en mesurant six images d'intensité. Pour cela, un analyseur polarimétrique composé d'une lame quart-d'onde et d'un polariseur et qui a nécessité une calibration de ses axes, est placé en amont du détecteur. Ainsi pour déterminer les paramètres de Stokes, quatre états linéaires sont sondés en configurant l'analyseur de manière à ce que le premier élément traversé par la lumière rétrodiffusée soit le polariseur. Pour sonder les deux états circulaires, l'analyseur est retourné pour mettre la lame à retard comme premier élément et réaliser un analyseur circulaire. Cette technique permet de préserver au mieux le chemin optique entre les différentes mesures polarimétriques.

Pour préserver le front d'onde pendant la durée de toute l'acquisition, le banc optique a été assemblé sur une table optique utilisant des coussins d'air pour minimiser l'influence des vibrations mécaniques, et inséré dans un boîtier en plexiglas pour réduire l'incidence des fluctuations du flux d'air au niveau du chemin optique de la lumière rétrodiffusée.

Pour mesure le vecteur de Stokes complet, le protocole d'acquisition est long. En effet pour minimiser l'influence des modifications mécaniques de l'analyseur polarimétrique sur le front d'onde, une plaque métallique dont la nature polarimétrique est non dépolarisante, est insérée devant l'échantillon étudié et le motif d'interférence servant de référence est enregistré. À chaque modification de l'état sondé, cette plaque métallique est insérée devant l'échantillon et l'orientation de l'analyseur de polarisation (PA) est minutieusement réglée pour retrouver le

### III.1. État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle

motif d'interférence de référence. Lorsque le motif d'interférence de référence est retrouvé, la plaque métallique est retirée et l'état souhaité peut être sondé sur l'échantillon testé. En raison de la complexité et durée de ces manipulations, le motif de speckle de référence peut parfois être « perdu » dû aux dérives thermiques ou mécaniques, conduisant à devoir reprendre toute l'expérience au début. La conception de ce banc expérimental a mis en évidence la difficulté à préserver le front d'onde sur la surface du détecteur pendant l'analyse de Stokes, notamment les mouvements mécaniques de l'analyseur, des turbulences du flux d'air au niveau du chemin optique et des effets de thermalisation, particulièrement à la surface de l'échantillon. Ainsi le protocole de mesure des paramètres de Stokes demeurerait très fastidieux avec ce montage initial, rendant impossible une étude plus systématique des états de polarisation à l'échelle du grain de speckle.

Malgré ces difficultés, il a néanmoins permis de comparer expérimentalement le degré de polarisation (DOP) à de multiples échelles et ainsi analyser expérimentalement l'évolution du DOP du motif de speckle non résolu à celui résolu à l'échelle du grain. Cette étude a ainsi permis de confirmer les comportements théoriques attendus et de tendances entrevues expérimentalement dans les études statistiques précédentes. Ce travail expérimental a représenté la première confirmation (à notre connaissance) dans le domaine optique du fait que, pour un échantillon parfaitement statique et une illumination laser monomode continue, l'état de polarisation à l'échelle du grain est déterministe avec un DOP égal à 1 et dont le degré de polarisation global résulte du moyennage spatial des grains ayant chacun un état de polarisation spécifique pour un régime de diffusion surfacique ou volumique. De plus, ces travaux ont montré d'un point de vue expérimental que la transition entre deux grains contigus de l'état de polarisation semblait se faire de manière continue et adiabatique (Figure III-3).

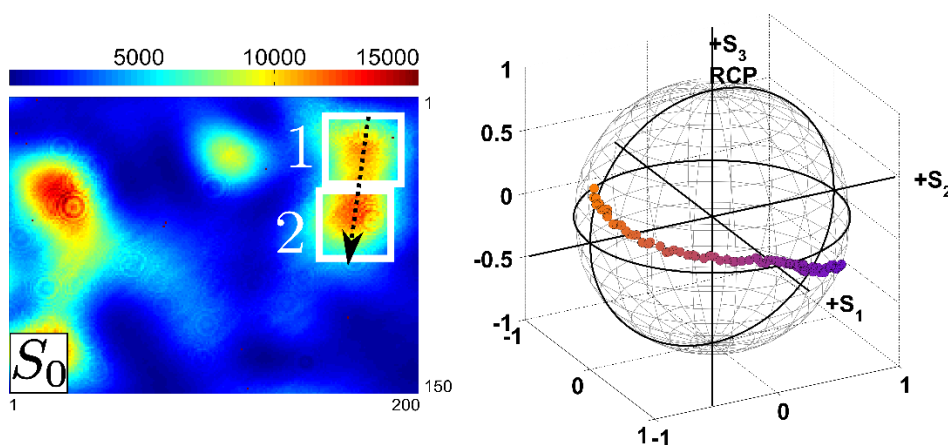


Figure III-3 - À gauche : image du paramètre  $S_0$  obtenue sur un échantillon revêtu de peinture verte où 1 et 2 correspondent à deux grains de speckle contigus. La flèche en pointillés représente la trajectoire de

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

la transition étudiée. À droite : affichage de l'évolution de l'état de polarisation selon la trajectoire définie sur la figure de gauche. Ces images sont extraites de la référence [22].

#### A. Ghabbach et al. en 2014 :

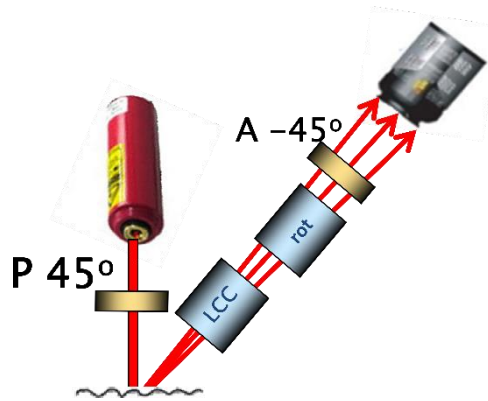


Figure III-4 - Schéma du banc d'analyse polarimétrique de Stokes dans le domaine du visible et résolu à l'échelle du grain de speckle. Cet image est extraite de la référence [86].

Le banc expérimental réalisé par l'équipe CONCEPT de l'Institut FRESNEL, notamment à travers la thèse d'Ayman Ghabbach, reprend un montage similaire à celui précédemment détaillé. Cependant pour optimiser la préservation du front d'onde et éviter les variations mécaniques de l'analyseur polarimétrique durant une campagne de mesures, l'analyseur comportait une cellule à cristaux liquides (LCC), et un rotateur polarimétrique (rot) composé d'une lame à retard à cristaux liquides compensée, dont le retard induit est commandé à distance en tension, et d'un polariseur linéaire (A). Cette configuration permet d'éviter toute partie mobile au niveau de l'analyseur. De plus, la résolution de ce montage est de l'ordre de 256 pixels par grain. La source d'illumination est un laser He-Ne dont la longueur d'onde est de 633 nm.

Ce banc d'analyse a permis de montrer l'importance de l'utilisation de lames à retard à cristaux liquides contrôlables à distance en tension pour optimiser la préservation du front d'onde aux variations mécaniques de l'analyseur polarimétrique mais aussi aux fluctuations du flux d'air au niveau du chemin optique de la lumière rétrodiffusée par l'échantillon. Durant ces travaux, une étude a notamment été menée sur le degré de polarisation à l'intérieur des zones constructives du motif d'interférence dues à la diffusion d'un échantillon éclairé par une source dépolarisée [24]. Les résultats obtenus (Figure III-5) ont permis de mettre en évidence un phénomène dit de « repolarisation » lorsqu'un échantillon diffusant (supposé totalement dépolarisant) est éclairé par une source dépolarisée [23], [92], [93]. En effet, on observe dans ce cas une distribution de valeur de DOP particulière à travers les grains de speckle lumineux,

### III.1. État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle

relativement « piquée » vers les hautes valeurs de DOP, et de moyenne proche de  $\frac{3}{4}$ . Ce comportement qui peut paraître surprenant au vu du caractère dépolarisé de l'illumination et de la nature dépolarisante de l'échantillon s'explique toutefois assez bien théoriquement en modélisant le faisceau dépolarisé comme la somme de deux ondes polarisées linéairement, orthogonales entre elles, et incohérentes entre elles [88].

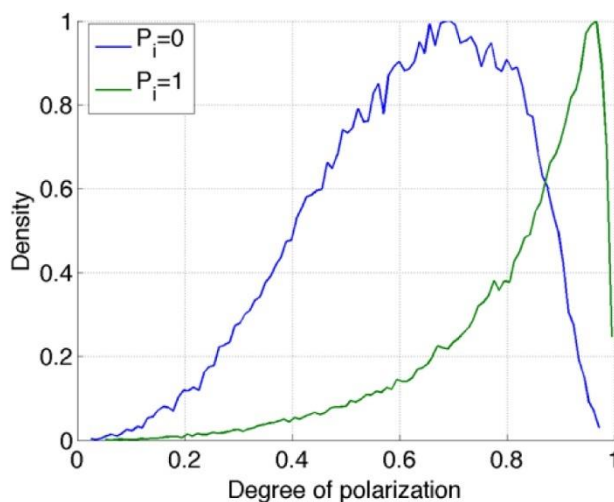
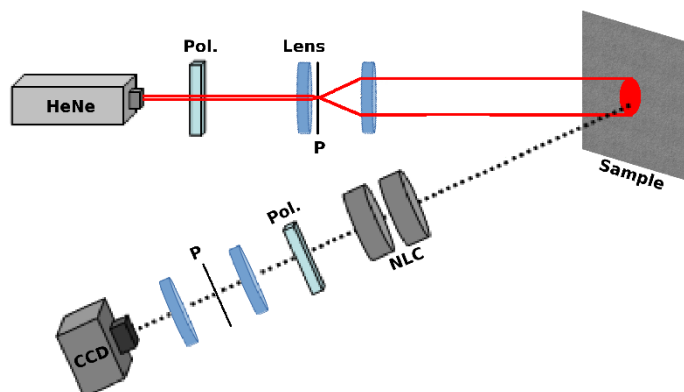


Figure III-5 - Degré de polarisation global déterminé expérimentalement pour un échantillon présentant de la diffusion volumique et éclairé par un éclairage polarisé (courbe verte) et non polarisé (courbe bleue). Cet image est extraite de la référence [24].

Cet effet de « repolarisation » résultant de la diffusion surfacique ou volumique d'un échantillon éclairé par un éclairage dépolarisé d'une nature particulière sera étudié dans le chapitre VI dans lequel les résultats expérimentaux d'une expérience inédite permettent d'apporter un éclairage physique différent sur ce phénomène.

**J. Dupont et al. en 2014 [25] :**



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

Figure III-6 - Représentation du dispositif expérimental dont la source d'illumination est polarisée linéairement. A la détection, l'analyseur polarimétrique est composé de deux lames de phase à cristaux liquide et d'un polariseur linéaire. Cette image est extraite de la référence [25].

A la même époque, l'équipe IODI du DOTA (Département Optique Théorique et Appliquée) de l'ONERA de Toulouse, notamment durant les travaux de Jan Dupont sous la direction de X. Orlik, a également développé un banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle. La partie illumination composée d'un laser He-Ne ( $\lambda=633\text{nm}$ ), d'un polariseur linéaire et d'un ensemble de deux lentilles, produit un faisceau lumineux de 2 cm de diamètre et polarisé linéairement selon l'axe vertical. A la détection, l'analyseur d'état polarimétrique est composé de lames à retard à cristaux liquides nématiques (NLC) contrôlées en tension, évitant ainsi les manipulations mécaniques de l'analyseur, suivies d'un polariseur. De plus, deux lentilles convergentes sont placées devant le détecteur (une caméra CCD de 1000x1000 pixels) et un diaphragme de 30  $\mu\text{m}$  est placé au plan focal.

Pour obtenir le vecteur de Stokes en chaque pixel de l'image, J. Dupont et son équipe ont implémenté une nouvelle méthode alternative pour déterminer les quatre paramètres de Stokes. En effet, l'imagerie de Stokes consiste à déterminer les paramètres de Stokes grâce à des images d'intensité obtenues en sondant un certain nombre d'états de polarisation spécifiques (cf. chapitre I.3.2). Une méthode couramment employée consiste à déterminer ces paramètres par soustraction par paire de 6 images d'intensité acquises expérimentalement et définie comme :

$$\vec{S} = \begin{cases} S_0 = I_H + I_V \\ S_1 = I_H - I_V \\ S_2 = I_{+45} - I_{-45} \\ S_3 = I_G - I_D \end{cases} \quad (\text{III. 3})$$

La soustraction de deux images d'intensité nécessite un comportement linéaire du détecteur. Cependant, les systèmes d'imagerie polarimétrique résolus à l'échelle du grain de speckle sont généralement composés de caméras CCD pouvant présenter une réponse non-linéaire de l'intensité détectée (cf. section III.3). De plus, dans les zones d'interférences destructrices, le niveau d'intensité est faible et le bruit de photon et du courant d'obscurité influent de manière plus significative que dans les zones d'interférences constructives très lumineuses. Pour s'affranchir de ces problèmes expérimentaux, cette méthode alternative nommée SOPAFP (State Of Polarization Analysis by Full Projection) consiste à enregistrer des images d'intensité du motif de speckle pour de nombreux (plusieurs centaines) états polarimétriques d'analyse générés sur le PSA et répartis uniformément sur la sphère de Poincaré. On obtient ainsi pour

### III.1. État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle

chaque pixel de l'image une succession de mesures d'intensité décrivant une forme d'onde particulière en fonction de l'indice de l'état d'analyse, comme on peut le voir en Figure III-7.

On peut écrire le vecteur de Stokes en chaque pixel comme suit :

$$\vec{S} = \begin{cases} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + C^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos(\phi) \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin(\phi) \end{cases} \quad (\text{III. 4})$$

où C représente la portion d'intensité correspondant à l'intensité lumineuse dépolarisée. Avec la méthode SOPAFP, l'état polarimétrique de chaque pixel est déterminé numériquement par une régression non linéaire (sur les paramètres C,  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$  et  $\phi$ ) de la variation temporelle d'intensité en chaque pixel. Ainsi avec cette méthode, toutes les composantes d'intensité parasite ayant une moyenne non nulle, comme une illumination parasite dépolarisée ou le courant d'obscurité, seront traitées comme des contributions au paramètre C.

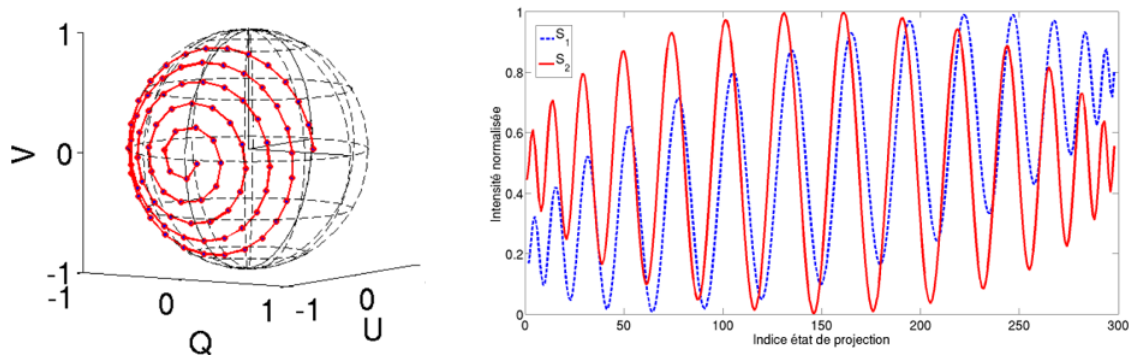


Figure III-7 - À gauche : représentation sur la sphère de Poincaré des 90 premiers états de projection d'une acquisition SOPAFP sondant 300 états polarimétriques distincts « enroulés » autour de l'axe U correspondant au paramètre  $S_2$ . À droite : simulation de l'intensité détectée au cours d'une acquisition SOPAFP comportant 300 états d'analyse pour un état de polarisation incident verticale  $S_1$  et pour un état équilibré sur les trois axes de la sphère  $S_2$ .

Durant ces travaux, une comparaison entre la technique d'imagerie de Stokes classique, par soustraction d'images, et la méthode alternative dite « SOPAFP » a été réalisée. Cette comparaison porte notamment sur l'histogramme du degré de polarisation d'un champ de speckle diffusé à la surface d'une lame métallique rugueuse. Visuellement, l'image de l'état de polarisation obtenue par soustraction d'image (Figure III-8 (a)) présente dans les zones de faible intensité un signal plus bruité que celle obtenue par méthode SOPAFP. De plus, l'histogramme du degré de polarisation présente une moyenne de 0.9 pour ces deux méthodes mais la technique



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

SOPAFP permet d'obtenir un écart type du DOP plus faible que par la méthode classique et le DOP est inférieur à 1 correspondant à la théorie ( $DOP \leq 1$ ). Ainsi, en contraignant les résultats d'estimation à correspondre à des états de polarisation « physiques », la méthode de régression linéaire proposée par la méthode SOPAFP permet d'acquérir des résultats polarimétriques plus fins et notamment dans les zones d'interférences destructrices où l'intensité détectée est faible et altère le rapport signal à bruit.

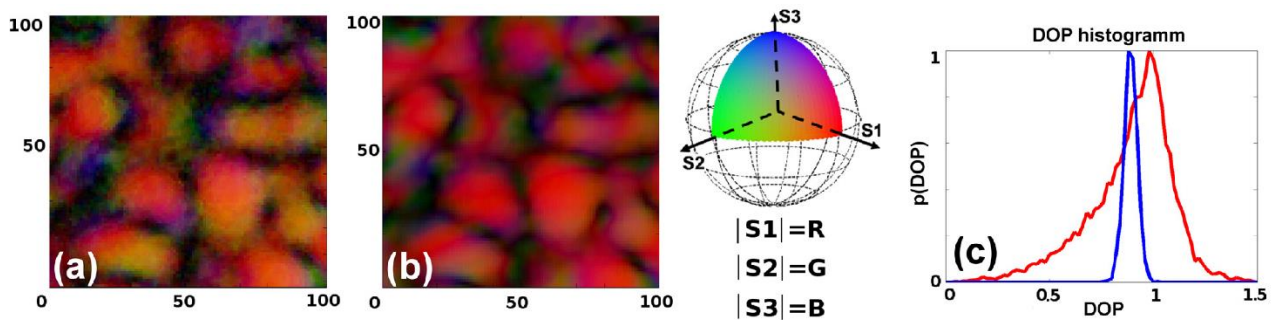


Figure III-8 - Représentation des variations spatiales de l'état de polarisation du motif de speckle produit à la surface d'une plaque métallique rugueuse en couleur RGB ( $R = |S_1|$ ,  $G = |S_2|$ ,  $B = |S_3|$ ) obtenue par soustraction d'image (a) et par méthode SOPAFP (b). L'histogramme du degré de polarisation est représenté en (c) où la courbe rouge correspond au DOP obtenu par la méthode classique et en bleu par SOPAFP. Ces images sont extraites de la référence [85].

L'augmentation de la précision de la mesure, grâce à l'utilisation de la méthode SOPAFP, a pu permettre d'étudier les singularités de polarisation situées dans les régions de faible intensité (autour de « zéros » du champ). Sur la Figure III-9 (a, c, e), extraite de la référence [25], des ellipses de polarisation sont représentées dans chaque pixel où la couleur de l'ellipse dépend du niveau d'intensité obtenues sur les images (b, d, f) de la Figure III-9. Le fond des images (a, c, e) correspond à des états de polarisation présentant de l'ellipticité circulaire gauche en bleu foncé, et droite pour les régions bleues claires. Ces résultats ont été obtenus sur un champ de speckle produit par diffusion volumique sur un échantillon de papier.

En se basant sur les travaux antérieurs étudiant de façon déterministe l'état de polarisation à l'intérieur d'un grain et notamment l'état de l'art présenté précédemment, des améliorations ont été apportées durant mon travail de thèse au banc expérimental d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle existant au sein de l'Institut FOTON. Ces améliorations portent sur l'aspect matériel, notamment la mise en place de nouvelle lame à retard variable (nécessitant une étape d'alignement et de calibration) et d'un nouveau capteur CCD, mais aussi sur l'aspect logiciel. Il a été implémenté une boucle d'optimisation du temps

### III.1. État de l'art de l'analyse polarimétrique de Stokes du motif d'interférence de speckle

d'exposition, et plus particulièrement un protocole de calibration/correction pour limiter l'effets des non-linéarités de l'intensité en fonction du temps d'exposition du capteur CCD. L'ensemble de ces modifications est détaillé dans la suite de ce chapitre.

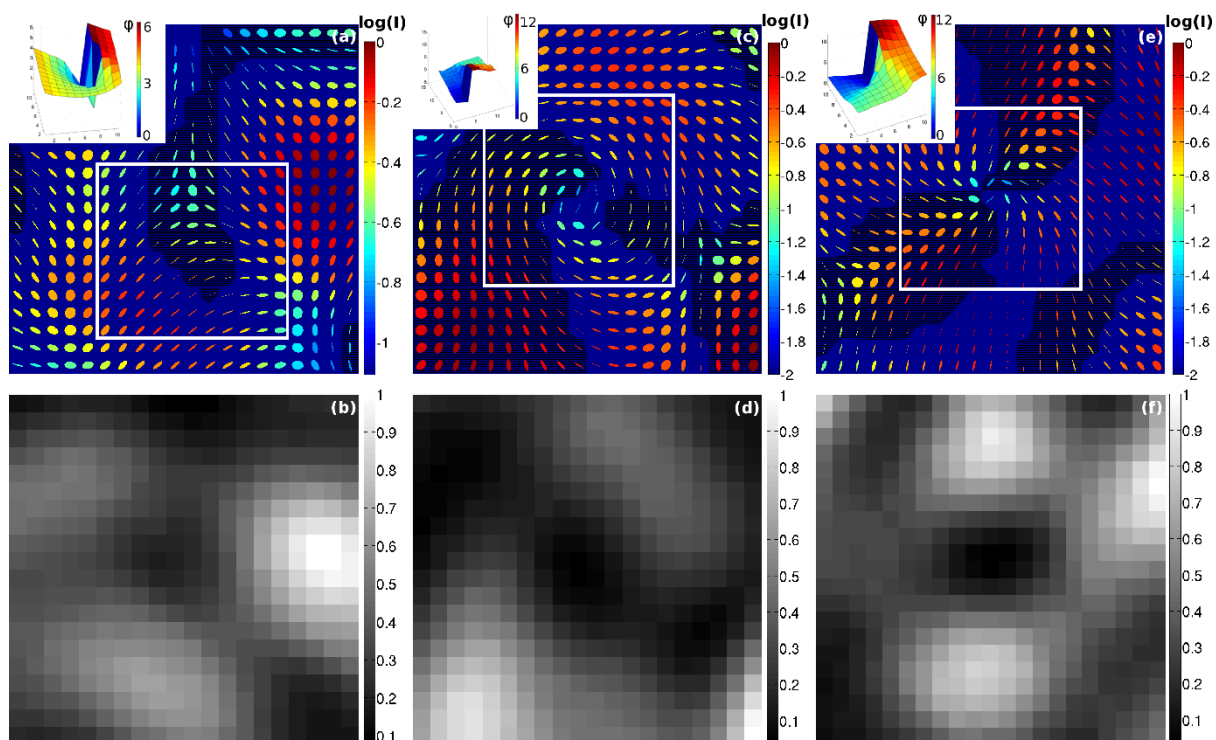


Figure III-9 - Représentation des états de polarisation dans des régions présentant une singularité de polarisation distinct, (a) singularité dite « star », (c) singularité en spirale et (e) singularité de nœud. Les images (b, d, f) représentent les images d'intensité correspondantes respectivement à (a, c, e). Ces images sont extraites de la référence [25].

## III.2 Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

### III.2.1 Description générale du banc d'analyse

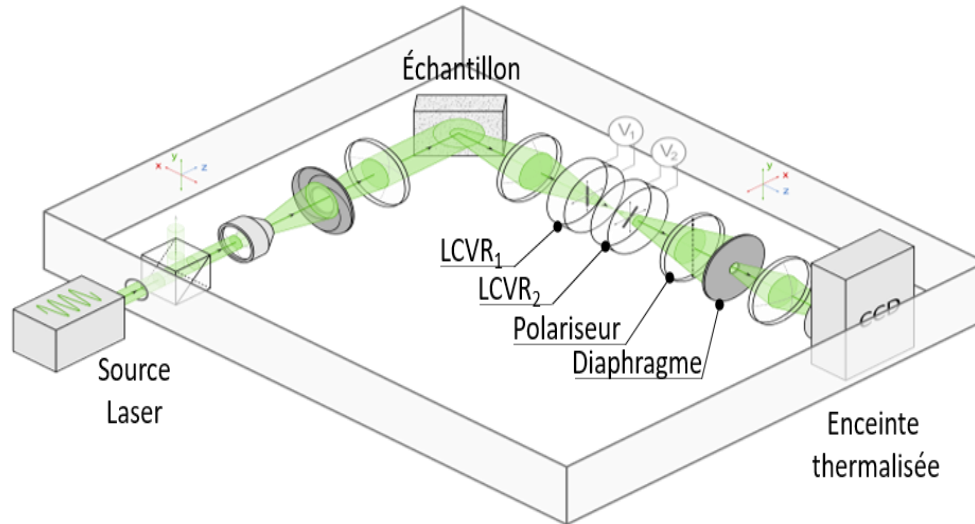


Figure III-10 - Représentation du banc expérimental d'imagerie polarimétrique résolu à l'échelle du grain de speckle. Pour un souci de lisibilité, les miroirs d'alignement situés entre la source laser et l'enceinte thermalisée ne sont pas représentés. De plus, l'angle entre le faisceau incident sur l'échantillon et l'analyseur polarimétrique est ici exagéré ( $90^\circ$ , alors qu'il est de l'ordre de  $15^\circ$  sur l'expérience en réalité).

Pour approfondir les connaissances du comportement polarimétrique du motif d'interférence de speckle (comme le processus de dépolarisation/repolarisation spatiale) à l'intérieur des régions fortement lumineuses ou pour étudier les transitions de l'état de polarisation entre des grains, des améliorations matérielles sur l'architecture du banc d'imagerie polarimétrique existant au laboratoire [22] ont été apportées dans le cadre de mon travail de thèse.

#### III.2.1.1 Partie illumination

La source d'illumination est un laser Nd:YVO<sub>4</sub> à doublage de fréquence à pompage optique (COHERENT Verdi V12) hautement cohérent dont la longueur de cohérence est de 100 m et de longueur d'onde de 532 nm. Un cube séparateur de polarisation (PBS : Polarizing BeamSplitter) est placé en entrée du montage pour optimiser le contraste de polarisation. En effet le faisceau, initialement polarisé linéairement vertical en sortie du laser, peut subir de légères distorsions de cet état lors des réflexions sur les miroirs utilisés pour converger le faisceau en entrée du montage (ces miroirs ne sont pas représentés sur la Figure III-10). L'association d'un objectif de microscope (x10, 0.25 NA, OLYMPUS), d'un diaphragme et

### III.2. Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

d'une lentille convexe ( $f=200$  mm) permet de contrôler la largeur du faisceau et de supprimer les réflexions indésirables. L'ouverture du diaphragme est réglée de manière à obtenir un spot lumineux sur l'échantillon de 2,5 cm de diamètre.

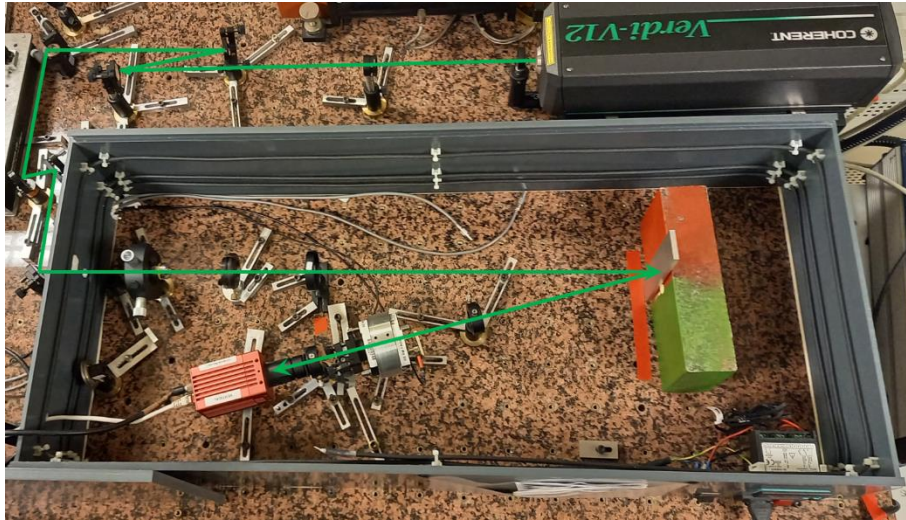


Figure III-11 - Photographie du montage expérimental du banc d'imagerie de Speckle résolu à l'échelle du grain de speckle.

#### III.2.1.2 Partie détection

L'analyseur polarimétrique est composé de deux lames à retard variable à cristaux liquides (LCVR, Liquid Crystal Variable Retarder) contrôlables en tension et thermo-régulables (MAEDOWLARK) et d'un polariseur linéaire. Cet analyseur, qui sera plus amplement décrit en section III.2.2, est placé entre deux lentilles convergentes, de focale 80 et 40 mm, dans le plan d'image intermédiaire pour minimiser la surface d'interaction entre le faisceau lumineux et les LCVR. Ce montage permet de s'affranchir de potentielles imperfections de désalignement des cristaux. Pour obtenir une résolution d'un grain de speckle couvrant plusieurs milliers de pixels, un diaphragme de diamètre  $d$  est placé devant la caméra. La taille moyenne d'un grain de speckle est définie comme :

$$\delta = 1.22\lambda \frac{2D}{d} \quad (\text{III. 5})$$

où  $D$  représente la distance entre la surface du détecteur et la lentille placée en amont. Cette distance est de 6 cm. Durant ces travaux, différents diamètres de diaphragme, correspondants au paramètre  $d$ , sont disponibles allant de 200 à 500  $\mu\text{m}$  par pas de 100  $\mu\text{m}$ . Le choix du diamètre optimal de diaphragme fait l'objet d'une étude dans la suite de ce manuscrit (cf. section III.4.1). Le détecteur est une caméra CCD (PHOTONFOCUS A1312) dans le domaine visible ayant une

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

résolution de 1312 x 1082 pixels composée de pixels carrés de 8  $\mu\text{m}$  de côté. Dans cette configuration, la taille typique d'un grain est de 0.16 à 0.39 mm soit une résolution respective, en prenant l'hypothèse d'un grain circulaire, d'environ 300 pixels par grain à 1900 pixels par grain. La caméra a une dynamique de conversion de 12 bits, soit 4096 niveaux de gris.

#### III.2.1.3 Stabilisation thermique et mécanique

En dehors du laser et d'un couple de miroirs d'alignement, l'ensemble du banc d'analyse est installé dans un caisson en plexiglass placé lui-même sur une table optique en marbre à coussins d'air. Même si les lames à retard (LCVR) sont thermo-régulables, la solution adoptée est de réguler uniquement la température à 26°C, par contrôle Tout ou Rien, de l'enceinte du boîtier par un cordon chauffant. Une étude réalisée au sein du laboratoire [22] a mis en évidence l'influence des variations de flux d'air sur le motif d'interférence (Figure III-12 étape 1) notamment lorsque le couvercle du boîtier thermalisé est ouvert et une fluctuation du flux d'air est engendrée. Une variation de l'intensité sur différents pixels est mesurée.

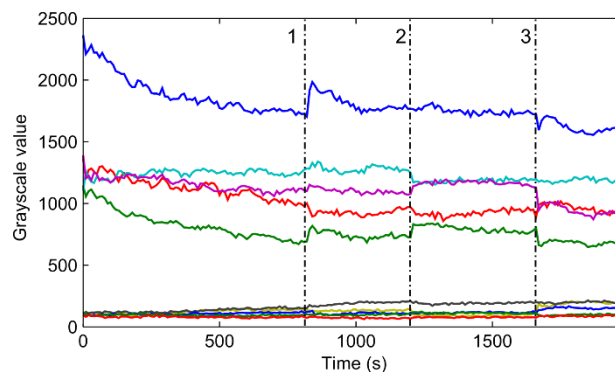


Figure III-12 - Évolution temporelle de l'intensité de 10 pixels dans un motif d'interférence de speckle produit à la surface d'une plaque métallique. (1) Ouverture du couvercle et de l'air est soufflé à l'intérieur. (2) Rotation de 360° de l'analyseur polarimétrique selon l'axe de propagation z et autour de l'axe y (3).

Ainsi l'utilisation de lames à retard variable contrôlées en tension permet de sonder n'importe quel état de polarisation situé à la surface de la sphère de Poincaré via le logiciel LabVIEW et ne nécessite pas l'ouverture du boîtier. Pour optimiser la stabilité du motif d'interférence, chaque acquisition dans la suite de ce manuscrit débute après une stabilisation thermique et mécanique d'une vingtaine de minutes. Cette étape est notamment nécessaire pour permettre la thermalisation de l'échantillon éclairé par le flux laser incident. En effet, sous l'effet de l'éclairage, de très faibles dilatations surviennent dans le matériau, mais suffisamment pour modifier la figure de speckle mesurée pendant les premières minutes (Figure II-12).

III.2.1.4 Processus d'acquisition automatique

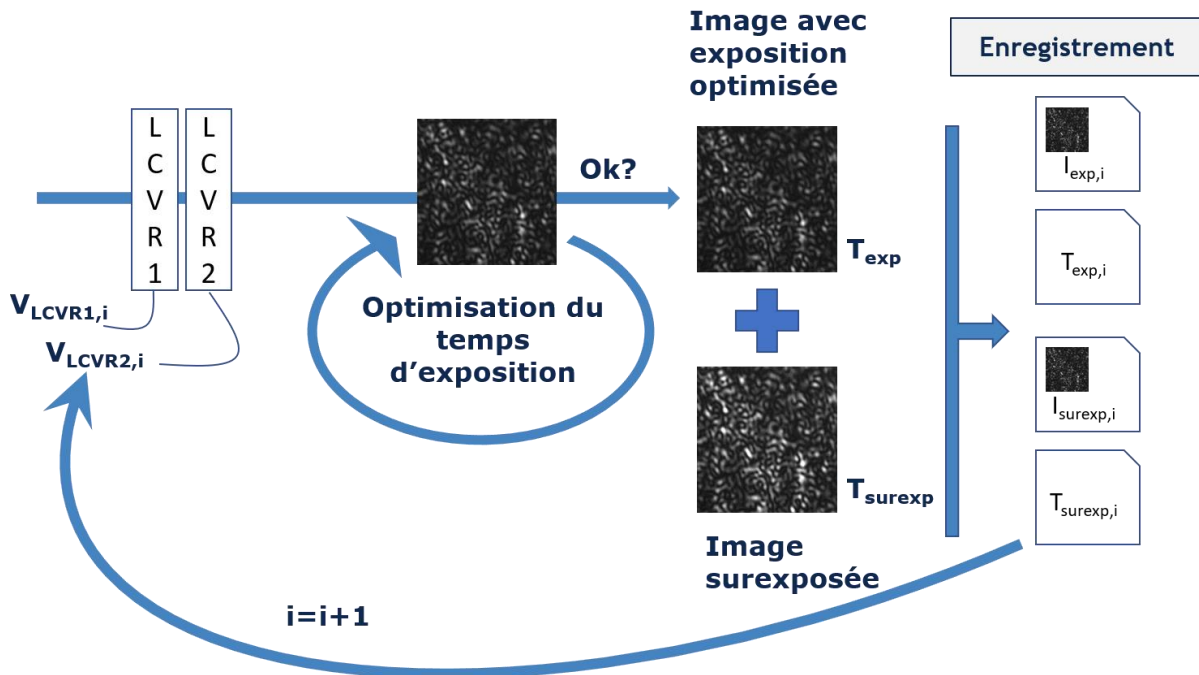


Figure III-13 - Principe d'acquisition des images d'intensité mesurée par la caméra CCD avec implémentation de différentes tensions sur les lames à cristaux liquides pour sonder des états de polarisation spécifiquement choisis.

L'acquisition des images d'intensité pour la détermination du vecteur de Stokes en chaque pixel est entièrement automatisée via le logiciel LabVIEW.

Ce protocole d'acquisition est composé de deux boucles imbriquées :

- Boucle de sélection de l'état à analyser :** les états de polarisation à analyser sont choisis spécifiquement au préalable et font l'objet d'une étude détaillée dans le prochain chapitre. L'ensemble de ces états est enregistré sous forme d'une matrice d'analyse notée  $W$ , dont la taille  $N \times 4$  où  $N$  représente le nombre d'état à analyser et 4 le nombre de paramètres de Stokes. Le déphasage à appliquer sur chaque lame à retard ( $\phi_{LCVR1}$ ,  $\phi_{LCVR2}$ ), correspondant à chaque état à analyser, est calculé théoriquement via GNU Octave et la liste de l'ensemble des couples de déphasage est implémentée dans le programme LabVIEW. La boucle de sélection d'états balaye la liste des couples de déphasage à introduire ( $\phi_{LCVR1}$ ,  $\phi_{LCVR2}$ ) et applique la tension correspondante ( $V_{LCVR1}$ ,  $V_{LCVR2}$ ) sur les lames à retard variable. Pour ce faire, le programme LabVIEW s'appuie

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

sur les courbes  $V_{LCVR}(\phi)$  obtenues lors de la calibration de chaque lame à retard. Cette calibration est détaillée dans la partie suivante.

- **Boucle d'optimisation du temps d'exposition :** pour maximiser le rapport signal à bruit des images d'intensité mesurées par la caméra, le temps d'exposition de celle-ci est optimisé pour utiliser la plus grande partie de la dynamique de niveaux de gris. Plusieurs algorithmes d'optimisation du temps d'exposition ont été implémentés sous LabVIEW, notamment l'optimisation sur la valeur maximale du pixel de l'image ou sur la saturation du dernier percentile des pixels de l'image. Une discussion sur le choix de l'optimisation du temps d'exposition est développée dans la suite de ce chapitre.

Ainsi, comme présenté Figure III-13, lorsque le temps d'exposition est optimisé, l'image d'intensité et le temps d'exposition correspondant sont enregistrés. Une seconde image est enregistrée pour un temps d'exposition multiplié par un facteur de surexposition fixe. En effet, une approche par « High Dynamic Range » à 2 images permet en recombinaison ces deux images, après une normalisation par leur temps d'exposition respectif, d'obtenir une troisième image ayant une dynamique plus élevée. Cette approche est détaillée dans la suite de ce chapitre (cf. section III.2.3). Une fois ces deux images obtenues et enregistrées, la boucle de sélection d'état est incrémentée et l'état à sonder suivant est analysé. Ce protocole d'acquisition est terminé lorsque tous les états d'analyse ont été sondés.

## III.2.2 Description de l'analyseur polarimétrique

### III.2.2.1 Analyseur d'état polarimétrique (PSA)

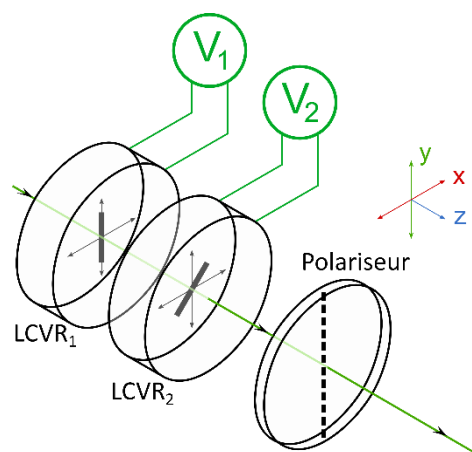


Figure III-14 - Représentation de l'analyseur polarimétrique à base de lames à retard à cristaux liquides contrôlées en tension.

### III.2. Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

L'analyseur polarimétrique est composé de deux lames à retard à cristaux liquides dont l'axe rapide du premier (LCVR<sub>1</sub>) est aligné selon l'axe vertical alors que l'axe du second (LCVR<sub>2</sub>) est orienté à -45° de l'axe horizontal selon le sens horaire. L'axe propre du polariseur est aligné selon l'axe de la première lame LCVR<sub>1</sub>. La matrice de Mueller d'un tel analyseur s'écrit :

$$M_{PSA} = M_P M_{LCVR2} M_{LCVR1} \quad (\text{III. 6})$$

où  $M_P$  est la matrice de Mueller d'un polariseur orienté verticalement,  $M_{LCVR}$  est celle d'une lame à retard variable. Ces matrices sont définies comme :

$$M_P = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III. 7})$$

$$M_{LCVR} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \cos(\phi) \sin^2(2\theta) & \cos(2\theta) \sin(2\theta) [\cos(\phi) - 1] & -\sin(\phi) \sin(2\theta) \\ 0 & \cos(2\theta) \sin(2\theta) [\cos(\phi) - 1] & \sin^2(2\theta) + \cos(\phi) \cos^2(2\theta) & -\sin(\phi) \sin(2\theta) \\ 0 & \sin(\phi) \sin(2\theta) & \sin(\phi) \sin(2\theta) & \cos(\phi) \end{bmatrix}$$

où  $\theta$  représente l'orientation de l'axe rapide de la lame et  $\phi$  le déphasage appliqué. Dans ce manuscrit on considère que les lames de phase ont une transmission parfaite égale à 1 et que le polariseur d'analyse peut être modélisé comme un polariseur idéal. Dans la configuration du banc expérimental développé durant ces travaux, la matrice de Mueller de l'analyseur polarimétrique est donc définie par :

$$M_{PSA} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -\cos(\phi_2) & \sin(\phi_1) \sin(\phi_2) & -\cos(\phi_1) \sin(\phi_2) \\ -1 & \cos(\phi_2) & -\sin(\phi_1) \sin(\phi_2) & \cos(\phi_1) \sin(\phi_2) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III. 8})$$

Avec  $\phi_1, \phi_2$ , le déphasage introduit respectivement sur la lame à retard variable LCVR<sub>1</sub> et LCVR<sub>2</sub>. Le vecteur de Stokes obtenu en sortie du PSA s'écrit :

$$\vec{S}^{out} = M_{PSA} \cdot \vec{S}^{in} \quad (\text{III. 9})$$

Ainsi l'intensité mesurée par le détecteur correspond au premier paramètre du vecteur de Stokes :

$$I^{dect} = S_0^{out} \quad (\text{III. 10})$$

#### III.2.2.2 Positionnement et calibration les lames à retard variable à cristaux liquides



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

L'utilisation d'un analyseur polarimétrique à lames à retard variable à cristaux liquides nécessite une première étape minutieuse d'alignement des axes propres et une seconde étape de calibration permettant de déterminer la relation entre la tension appliquée aux bornes de la lame à retard et le déphasage induit.

#### III.2.2.3 Positionnement des lames à retard variable

Pour minimiser les erreurs systématiques dues à une mauvaise orientation des LCVR, il est important d'orienter les axes d'anisotropie de ces lames avec précision. Pour l'orientation du LVCR<sub>1</sub>, un premier polariseur, dont l'axe propre est aligné sur celui de la lame à retard, est placé en amont du LVCR<sub>1</sub>. Un second polariseur, dont l'axe propre est croisé par rapport au premier polariseur, est placé en aval. Pour finir, un photodétecteur mesure la puissance lumineuse à la sortie du second polariseur.

Ainsi en balayant la tension sinusoïdalement de la lame à retard, on optimise l'orientation du LVCR<sub>1</sub> en minimisant la variation de puissance lumineuse détecté par le photodétecteur. Lorsque cette lame à retard est réglée, le second LCVR est introduit dans le montage. Les axes propres des polariseurs sont alignés sur l'axe du LVCR<sub>1</sub>. La tension aux bornes de la première lame est fixée et celle de la seconde est balayée sinusoïdalement. L'orientation du LVCR<sub>2</sub> est optimisée lorsque l'amplitude des variations de l'intensité sur le photodétecteur avec la tension est maximisée. Une fois cette étape réalisée, l'analyseur d'état polarimétrique est considéré comme réglé et la position des lames de phase marquée sur la monture mécanique.

#### III.2.2.4 Calibration des lames à retard variable

Après l'étape de positionnement, une calibration pour chaque lame à retard est réalisée comme suit :

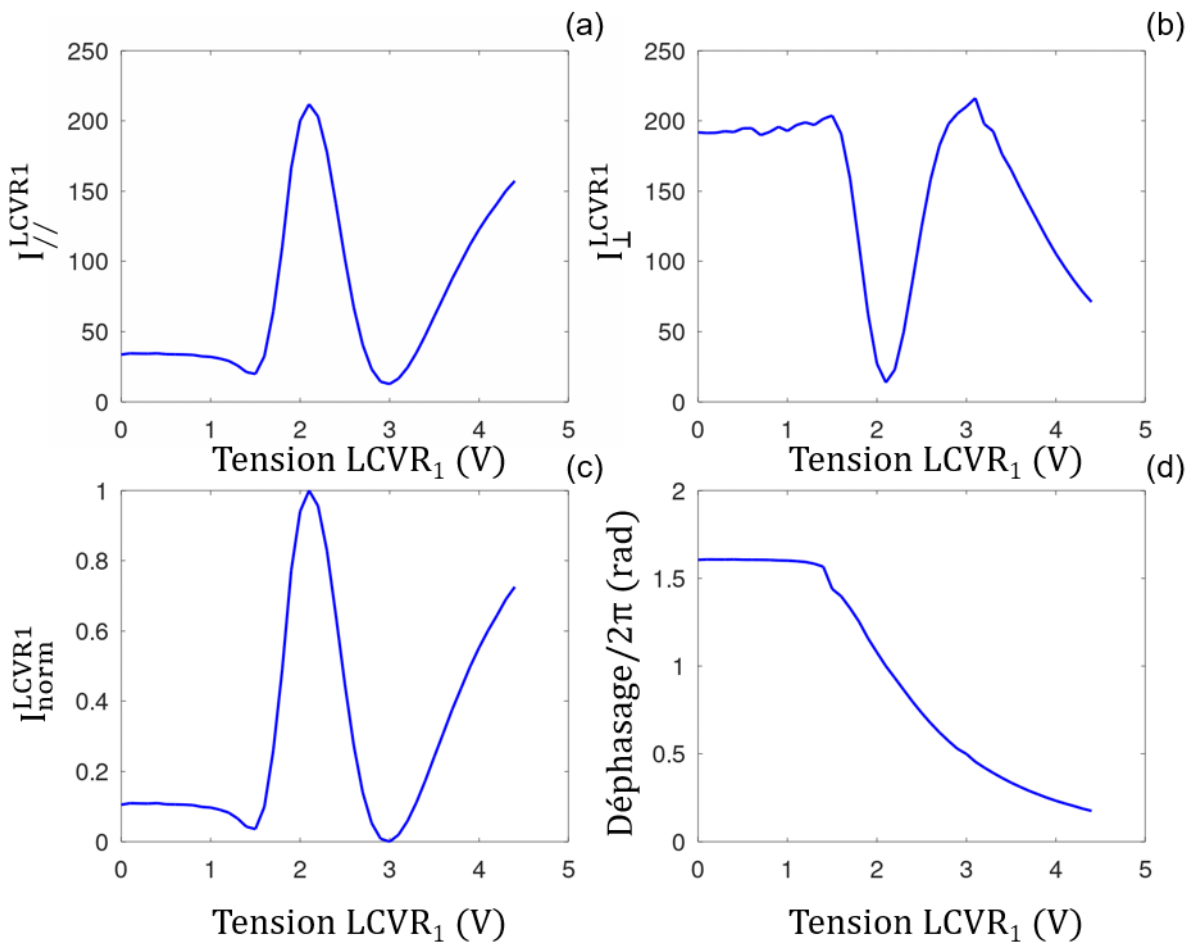
##### Calibration du LCVR<sub>1</sub> :

La calibration de chaque lame à retard nécessite deux acquisitions. La première est réalisée en ôtant le LCVR<sub>2</sub> du montage et en alignant les polariseurs sur l'axe rapide du LCVR<sub>1</sub>. La tension aux bornes de la lame à retard est balayée, de 0 à 4,5V par pas de 0,1V, et la puissance lumineuse en sortie du montage est mesurée, enregistrée et nommée  $I_{//}^{LCVR1}$  (Figure III-15 (a)). Une seconde acquisition est effectuée en modifiant préalablement l'axe du second polariseur pour que son axe propre soit croisé avec le premier. L'intensité lumineuse mesurée est nommée  $I_{\perp}^{LCVR1}$  (Figure III-15 (b)).

### III.2. Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

En mesurant ces deux courbes d'intensité ( $I_{//}^{LCVR1}$  et  $I_{\perp}^{LCVR1}$ ), on souhaite optimiser la calibration sur les minimums d'intensité lumineuse mesurée, minimisant ainsi les erreurs de calibration. Ainsi, une étape de normalisation de ces intensités sur leurs valeurs minimales et maximales est appliquée, produisant ainsi deux courbes d'intensité comprise entre 0 et 1, dont l'une est la « négative » de l'autre. La courbe d'intensité normalisé de  $I_{\perp}^{LCVR1}$  est donc inversée. Au final, une recombinaison avec cette courbe d'intensité et la courbe d'intensité normalisé  $I_{//}^{LCVR1}$  est réalisée de manière à préserver l'intensité détectée pour des faibles valeurs d'intensités  $I_{\perp}^{LCVR1}$  et  $I_{//}^{LCVR1}$ . Cela permet ainsi d'améliorer la précision de  $I_{norm}^{LCVR1}$  (Figure III-15 (c)) par rapport à  $I_{//}^{LCVR1}$ .

Pour finir, une étape de post-traitement, basée sur un algorithme de déroulement de phase (généralement nommée en anglais : phase unwrapping), permet de déduire la courbe du déphasage induit par la tension appliquée aux bornes de la lame à retard (Figure III-15 (d)) à partir de la courbe d'intensité  $I_{norm}^{LCVR1}$ .



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

Figure III-15 - Courbe d'intensité mesurée lorsque le second polariseur est aligné le LCVR<sub>1</sub> (a) et croisé (b). Courbe d'intensité recombinaée en post-traitement (c). Courbe du déphasage introduit en fonction de la tension aux bornes du LCVR (d).

#### Calibration du LCVR<sub>2</sub> :

La calibration du second LCVR est identique à la méthode décrite plus haut. Lorsque chaque LCVR est calibré, les lames à retard sont repositionnées suivant le marquage déterminé dans l'étape de positionnement.

### III.2.3 Automatisation du temps d'exposition

#### III.2.3.1 Algorithmes d'optimisation automatique du temps d'exposition

Plusieurs algorithmes d'optimisation automatique du temps d'exposition ont été implémentés dans le programme LabVIEW et peuvent être sélectionnés lors du lancement de l'acquisition. Dans ce manuscrit, on s'intéresse aux deux algorithmes suivants :

**Optimisation sur la valeur maximale du pixel de l'image :** cet algorithme optimise le temps d'exposition de la caméra sur la valeur du pixel maximale de l'image. Le temps d'exposition est considéré comme optimisé si le critère suivant est vérifié :

$$90\% \leq I_{pixel}^{val. max.} < 100\% \text{ de la dynamique en niveau de gris du capteur CCD} \quad (\text{III. 11})$$

La valeur maximale de l'image doit être strictement inférieure à 100% de la dynamique, c'est-à-dire qu'aucun pixel ne doit être saturé et dans notre cas avoir une valeur correspondante à 4095. Et cette valeur doit être supérieure à 90% de la dynamique en intensité de la caméra. Dans le cas où le niveau d'intensité est très faible et que la condition qui vient d'être décrite ne peut être validée, le temps d'exposition est dit « optimisé » lorsque le temps d'exposition est égal au temps d'exposition maximal de la caméra. Cet algorithme permet de garantir que l'on obtient des images d'intensité sans aucune saturation.

**Optimisation sur le 99.9<sup>ème</sup> centile :** contrairement à l'algorithme précédent, celui-ci optimise le temps d'exposition en acceptant qu'un pourcentage des pixels de l'image soient saturés. Cet algorithme permet ainsi d'utiliser la dynamique totale de la caméra en contrepartie que 0.1% des pixels soient saturés. Comme précédemment, pour les images de trop faible intensité, le temps est dit « optimisé » lorsque ce temps d'exposition est égal au temps d'exposition maximal de la caméra.

### III.2. Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

Le temps d'exposition est optimisé pour acquérir une première image d'intensité sans saturation des pixels. Une seconde image, surexposée, est obtenue pour appliquer l'approche « High Dynamic Range » qui est détaillée par la suite. Pour obtenir cette image, le temps d'exposition optimisé est multiplié par un coefficient multiplicateur qui dans notre cas est égal à 4.

Une réflexion sur le choix de l'algorithme appliqué durant l'acquisition a eu lieu durant ce travail de thèse. L'algorithme d'optimisation sur le 99.9<sup>ème</sup> centile accepte la saturation d'un certain nombre de pixels où l'intensité est élevée. Cependant, c'est dans les zones d'interférences constructives que le rapport signal à bruit est le plus élevé et utiliser cet algorithme peut conduire à laisser saturer certaines images dans le centre des grains de speckle les plus lumineux et biaiser assez fortement l'estimation de l'état de polarisation en ces points. De ce fait, l'algorithme optimisant le temps d'exposition sur la valeur maximale de l'image et préservant les images d'intensité des effets de saturation a été privilégié pour être appliqué lors des expériences présentées dans la suite du manuscrit.

Pour respecter les conditions de la boucle d'optimisation il est nécessaire de s'assurer de l'absence de pixels chauds du détecteur. Ces pixels présentent une valeur en niveau de gris faussée, anormalement élevée due généralement à un défaut local du pixel, conduisant à un courant d'obscurité très élevé. Ainsi, si la valeur d'un pixel chaud reste fixe à la valeur maximale (soit 4095), le fonctionnement de la boucle d'optimisation du temps d'exposition sera altéré. La caméra utilisée lors de ces travaux possède un traitement de correction embarqué implanté par le constructeur. Dans notre cas, pour s'affranchir des biais introduit par les pixels chauds du capteur CCD, nous utilisons l'algorithme du constructeur, nommé « Hot Pixel Correction », pour détecter ces pixels et les corriger par interpolation linéaire des pixels environnant (Figure III-16). Par la suite, toutes les acquisitions réalisées durant ces travaux ont été réalisées en appliquant cet algorithme de détection/correction.

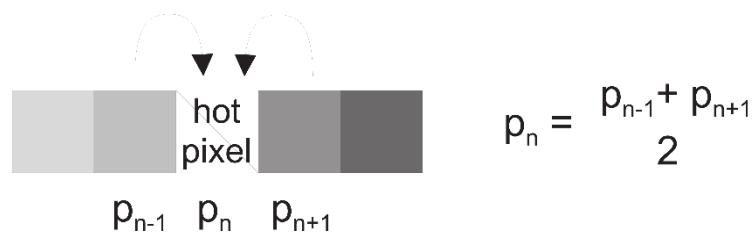


Figure III-16 - Interpolation linéaire appliquée lors de la correction d'un pixel chaud. Cette image est extraite de la référence [94].

#### III.2.3.2 Approche « High Dynamic Range » à 2 images

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

L'approche « High Dynamic Range est couramment appliquée lors de l'acquisition pour augmenter artificiellement la dynamique des capteurs d'image commerciaux en photographie, en effectuant et recombinaison plusieurs prises de vue capturées séquentiellement et rapidement avec des temps de pose variables. Cette approche appliquée au banc expérimental (Figure III-18), consiste à acquérir deux images d'intensité dont la première est obtenue avec un temps d'exposition optimisé et où la seconde est surexposée. Ces deux images sont normalisées par leurs temps d'exposition respectifs avant une étape de recombinaison. L'image recombinaison (en niveaux de gris) est alors reconstruite selon la condition suivante :

$$I_{recombinaison}(x, y) = \begin{cases} I_{surexposée}(x, y) & \text{si } I_{surexposée}(x, y) < 4095 \\ \text{sinon} \\ I_{optimisée}(x, y) \end{cases} \quad (\text{III. 12})$$

Ainsi la valeur du pixel  $(x, y)$  de l'image d'intensité recombinaison est égal à la valeur du pixel de l'image surexposée si ce pixel n'est pas saturé. Si cette condition n'est pas respectée, la valeur du pixel recombinaison est égale à celle de l'image d'intensité optimisée. Pour prendre en compte le fait que différentes parties de l'image recombinaison ont été acquises avec des temps d'acquisition distincts, on normalise alors la valeur en niveau de gris de chaque pixel en multipliant celle-ci par la valeur du temps d'exposition de l'image dont le pixel est issu (image « optimisée » ou « surexposée »).

Dans la suite de ce chapitre, nous verrons que de fortes non-linéarités de l'intensité en niveaux de gris en fonction du temps d'exposition de la caméra ont été mises en évidence avec le capteur CCD utilisé. Ces non-linéarités ne permettent pas d'appliquer l'approche de recombinaison comme décrit simplement plus haut et nécessite une correction des images qui sera détaillée dans la suite de ce chapitre (cf. III.3.2).

## III.2. Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

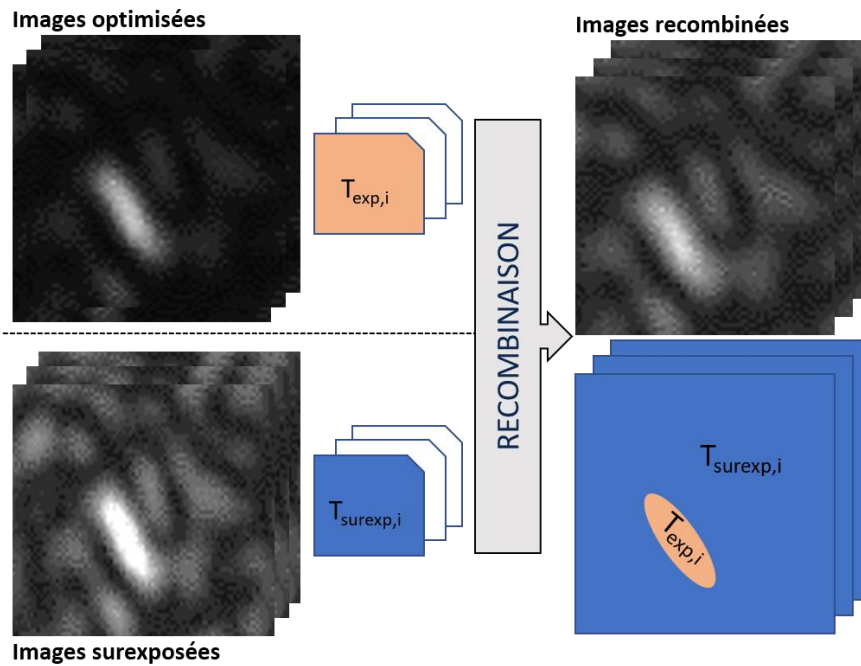


Figure III-17 - Recombinaison des images obtenues avec un temps d'exposition optimisé et surexposé.

### III.2.4 Vérification expérimentale du banc

#### III.2.4.1 Vérification du banc d'imagerie de Stokes non résolu à l'échelle du grain de speckle

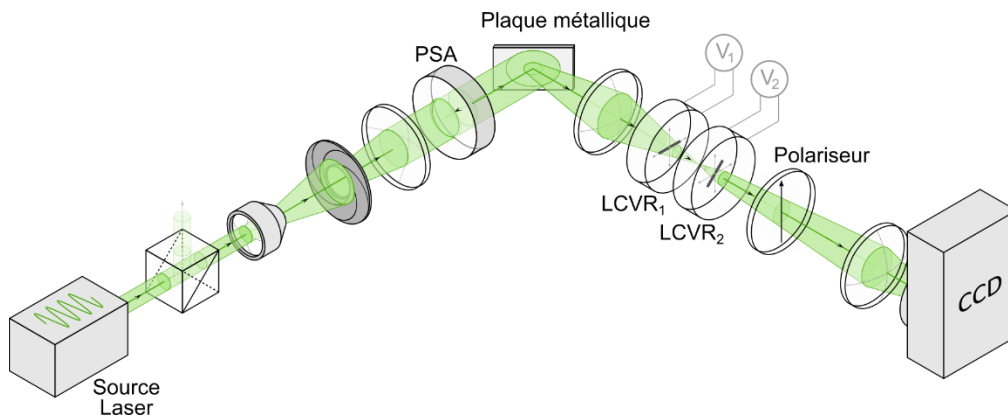


Figure III-18 - Schéma du montage de validation du banc d'analyse polarimétrique.

Pour valider le bon fonctionnement du banc d'analyse polarimétrique, plusieurs comparaisons entre le vecteur de Stokes déterminé expérimentalement et celui théoriquement attendu ont été réalisées. Pour se faire, une plaque métallique polie est éclairée par une source d'illumination dont l'état de polarisation est contrôlé par un PSG composé d'un polariseur et/ou d'une lame de phase  $\lambda/2$  ou  $\lambda/4$ . L'état polarimétrique de la lumière incidente n'étant quasiment pas altéré

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

lors de son interaction avec la plaque métallique, le vecteur de Stokes déterminé expérimentalement doit être similaire à celui produit par le PSG. Lors de cette étude de validation, le diaphragme en amont du détecteur est enlevé pour moyenniser spatialement les grains de speckle à la surface du détecteur. L'uniformité de l'éclairement laser étant optimisée, et la plaque métallique présentant une très bonne homogénéité spatiale, nous pouvons considérer que la caméra effectue, sur une région d'intérêt de  $N$  pixels,  $N$  mesures statistiquement indépendantes du même état polarimétrique incident. Ces mesures seront, selon les besoins soit moyennées, soit utilisées pour évaluer la précision statistique de l'estimation des paramètres polarimétrique. De ce fait l'approche « High Range Dynamic » à deux images n'est pas appliquée durant l'acquisition et seules les images d'intensité obtenues pour un temps d'exposition optimisé sont utilisées. Le processus de recombinaison expliqué précédemment n'est pas employé. La phase induite pour chaque lame à retard à cristaux liquides est balayée entre 0 et  $2\pi$  avec 18 points d'échantillonnage soit, pour chaque LCVR, 324 états polarimétriques sondés. Le vecteur de Stokes de la lumière rétrodiffusée est déterminé par une régression non-linéaire de la courbe d'intensité moyennée sur toute l'image. Cette méthode se base sur la technique SOPAFP [8] décrite précédemment (cf. III.1.2). L'algorithme de régression non-linéaire est décrit dans le chapitre suivant.

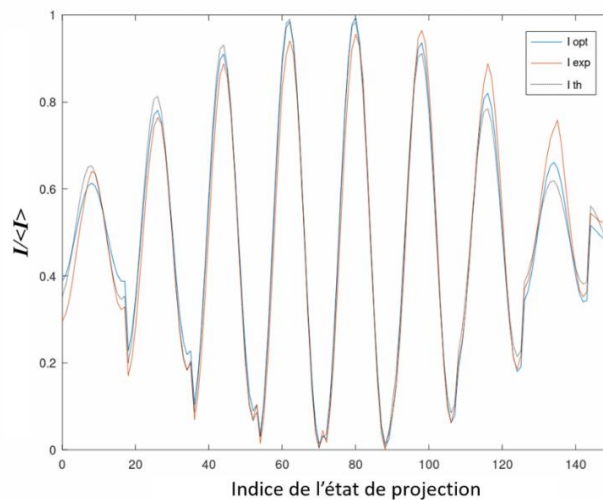


Figure III-19 - Courbe d'intensité moyennée, normalisée par la valeur moyenne, sur toute l'image obtenue avec une source d'illumination polarisée circulairement à gauche et pour les 150 premiers états de projection. En noire : courbe d'intensité simulée détectée théoriquement par la caméra. En rouge : courbe d'intensité mesurée expérimentalement. En bleue : courbe d'intensité « optimisée » obtenue par régression non-linéaire.

### III.2. Banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

Pour être plus lisibles, ces courbes obtenues expérimentalement et théoriquement sont représentées (Figure III-20) dans un plan en deux dimensions ( $\phi_1, \phi_2$ ). On constate que les résultats expérimentaux sont similaires à ceux obtenus par simulation et sont donc satisfaisants.

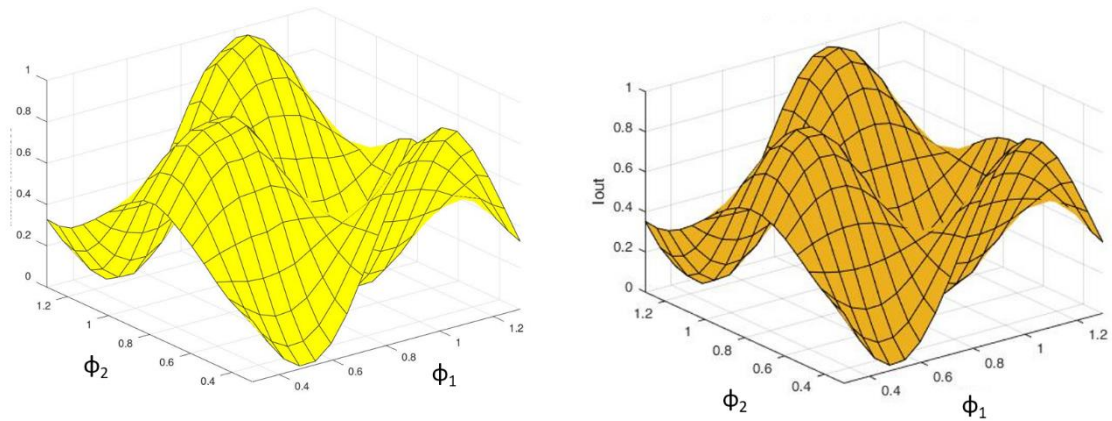


Figure III-20 - Courbe d'intensité représentée dans le plan ( $\phi_1, \phi_2$ ) obtenue expérimentalement (à gauche) et par simulation (à droite) pour un état de polarisation circulaire « gauche ».

Pour valider expérimentalement le banc d'analyse, plusieurs vecteurs de Stokes sont déterminés par régression non-linéaire des courbes d'intensité pour différents états de polarisation à l'illumination. Les vecteurs de Stokes déterminés sont plutôt satisfaisants au vu de la comparaison entre les vecteurs théoriquement émis à l'émission (Tableau III-1). Les écarts observés sont imputables aux imperfections des composants des PSG/PSA, de leur alignement et calibration potentiellement imparfaits. Il aurait idéalement été intéressant de disposer d'un outil de caractérisation de référence calibré (polarimètre) afin de parfaire ces étapes d'alignement/calibration. Malheureusement, un tel équipement n'était pas disponible à l'Institut FOTON dans cette gamme de longueur d'onde durant ma thèse.

Tableau III-1 - Comparaison entre les vecteurs de Stokes à l'illumination et ceux déterminés expérimentalement.

<b>Vecteur de Stokes théorique</b>	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.707 \\ 0.707 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.707 \\ 0.707 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
------------------------------------	---	--	---	--	--	---	--



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

<b>Vecteur de Stokes déterminé</b>	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.96 \\ 0.03 \\ -0.05 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.96 \\ -0.03 \\ 0.05 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.655 \\ 0.732 \\ 0.1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.09 \\ 0.98 \\ 0.15 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0.7 \\ 0.66 \\ 0.13 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.03 \\ 0.09 \\ -0.99 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -0.115 \\ -0.14 \\ 0.972 \end{pmatrix}$
------------------------------------	---	--	---	--	--	---	---

#### III.2.4.2 Vérification du banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle

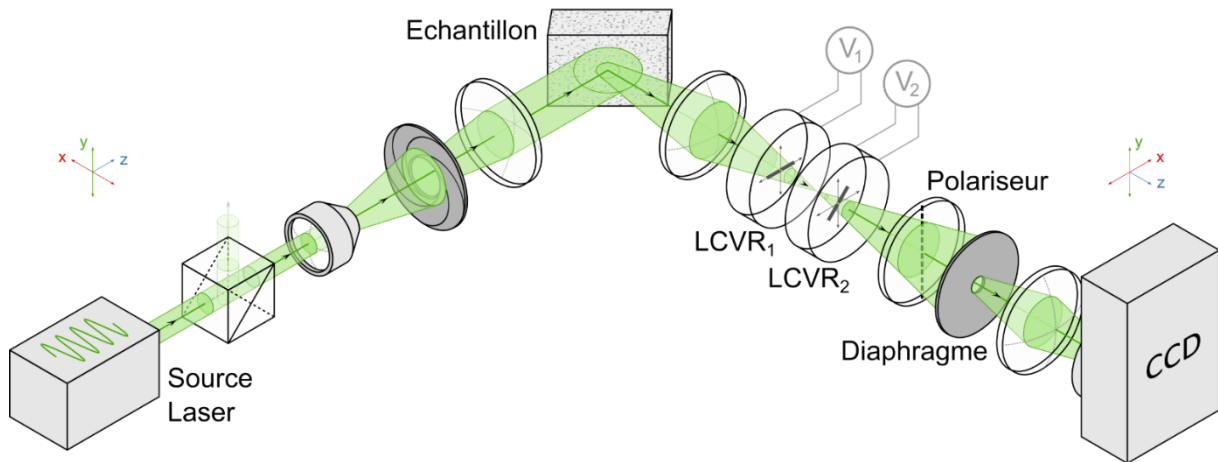


Figure III-21 - Représentation du banc expérimental d'imagerie polarimétrique résolu à l'échelle du grain de speckle.

Dans cette partie, une vérification expérimentale du banc d'imagerie de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle est réalisée. Pour ce faire, le montage mis en œuvre et présenté Figure III-21 utilise un diaphragme de diamètre de 300  $\mu\text{m}$  en amont du capteur CCD. Durant cette acquisition, l'approche « High Dynamic Range » à deux images est employée. Une plaque métallique lisse est sondée grâce à une source d'illumination polarisée verticalement. Cette vérification expérimentale est réalisée en analysant 80 états polarimétriques distincts répartis sur la sphère de Poincaré. Un regroupement des pixels (binning) par bloc de 2 x 2 pixels permettant une homogénéisation locale, est réalisé (cf. III.4.2 pour une discussion sur le choix du paramètre de binning).

Sur les premières mesures réalisées dans cette configuration, nous avons pu mettre en évidence le fait que le montage n'était pas exempt de défauts, et qu'il restait un certain nombre d'imperfections à corriger. En effet, sur l'exemple de l'image du DOP déterminé (Figure III-22), le degré de polarisation présente des discontinuités, notamment dans le centre des grains de speckle. L'histogramme du degré de polarisation montre en effet que de nombreux pixels ont un DOP faible ( $\text{DOP} < 0,5$ ) et le degré de polarisation moyen est de 0.27. Or on s'attendait

### III.3. Protocole de calibration/correction de la caméra CCD

à obtenir un DOP moyen supérieur à 0.7 comme le montre certains travaux [8], [22], [85]. En cherchant à identifier l'origine de ce résultat qui est en désaccord avec l'état de l'art, nous avons pu identifier des problèmes dans l'approche « High Dynamic Range » utilisée, et mettre en lumière le rôle très néfaste du comportement non-linéaire de la caméra CCD qui a nécessité de rajouter une étape indispensable dans le traitement des données. Dans la prochaine partie, une caractérisation photométrique de la caméra est réalisée et une méthode de correction est introduite.

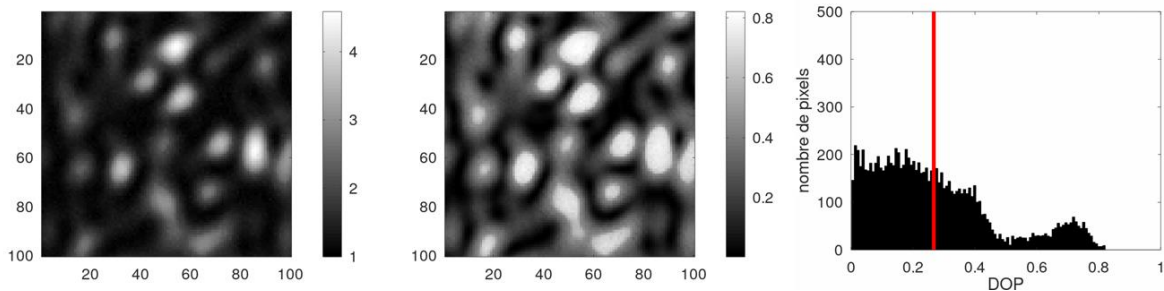


Figure III-22 - A gauche : image de 100 x 100 pixels du  $S_0$  obtenue à la surface d'une plaque métallique. Au centre : image du degré de polarisation déterminé. À droite : histogramme de DOP (en noir) avec la valeur du DOP moyen (en rouge).

## III.3 Protocole de calibration/correction de la caméra CCD

Dans cette partie, le processus de calibration de la caméra CCD mettant en évidence la non-linéarité du niveau d'intensité en fonction du temps d'exposition est décrit. De plus, la méthode de correction des images basée également sur la tessellation de Delaunay, et directement inspirée de la technique de correction des non-linéarités décrite dans le chapitre précédent, est détaillée. Cette correction permet de conserver l'approche « High Dynamic Range » lors des acquisitions. Pour finir, une étape de vérification de cette correction a été réalisée et est exposé en section III.3.4.

### III.3.1 Calibration de la caméra

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

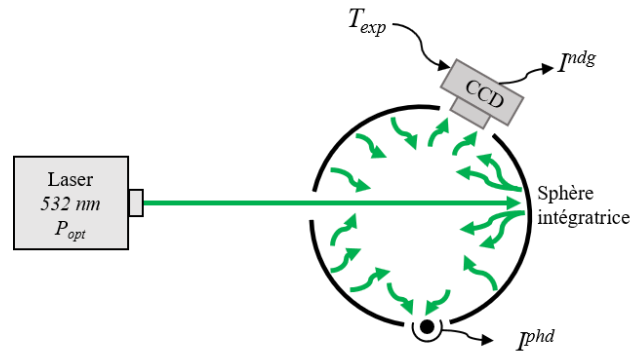


Figure III-23 - Banc de calibration photométrique de la caméra CCD.

Pour pouvoir appliquer l'approche « High Dynamic Range » à deux images et garantir une qualité optimale de l'estimation des états de polarisation, il est nécessaire de s'assurer de la linéarité de la réponse en intensité (en niveaux de gris) en fonction du temps d'exposition de la caméra CCD et du flux lumineux incident. Pour ce faire, une caractérisation photométrique de la caméra est réalisée à l'aide du laser Verdi et d'une sphère intégratrice LABSHPERE dont l'intérieur est revêtu d'une couche de Spectralon fortement diffusante. La diffusion totale du faisceau laser incident à l'intérieur de la sphère permet d'obtenir une intensité répartie uniformément à la surface de la caméra CCD. De plus, une photodiode couplée à un pico-ampèremètre (KEITHLEY) et placée au sein de la sphère permet d'accéder à une mesure fiable (bien que relative) de l'éclairement lumineux sur le capteur CCD.

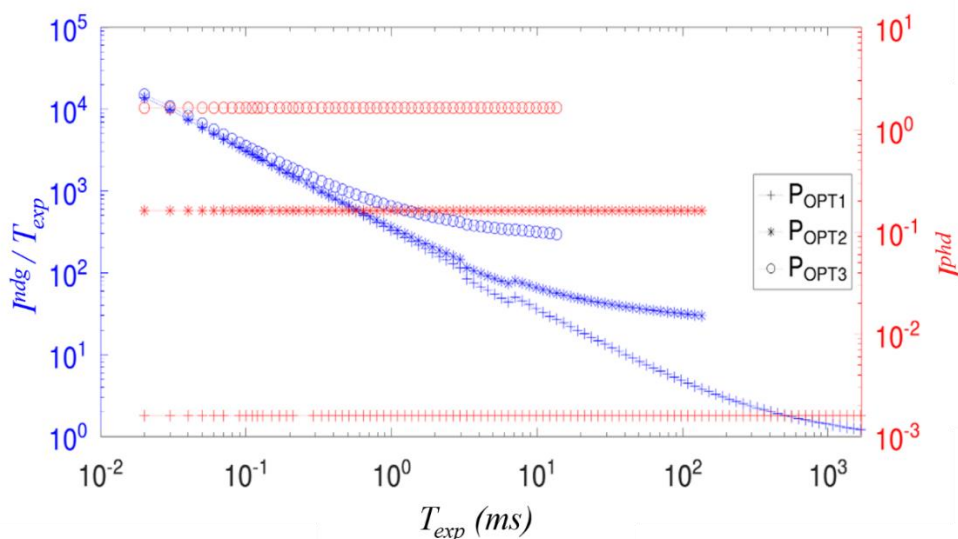


Figure III-24 - Mise en évidence de la réponse non-linéaire en intensité en fonction du temps d'exposition de la caméra CCD (courbes bleues), de l'intensité  $I^{phd}$  mesurée par la photodiode linéaire (courbes rouges), pour trois puissances distinctes.

### III.3. Protocole de calibration/correction de la caméra CCD

Le processus de caractérisation est automatisé par ordinateur via le logiciel LabVIEW. Ce programme effectue un balayage lent de la puissance du laser  $P_{opt}$  et un balayage rapide du temps d'exposition  $T_{exp}$  de la caméra dont la plage de réglage est de 0.01 à 1667 ms. Pour chaque couple  $(P_{opt}, T_{exp})$ , l'intensité en niveaux de gris  $I^{ndg}$  mesurée par la caméra et l'intensité photométrique  $I^{phd}$  mesurée par la photodiode de la sphère intégratrice sont enregistrées. Cette calibration compte 8000 points de calibration (Figure 24).

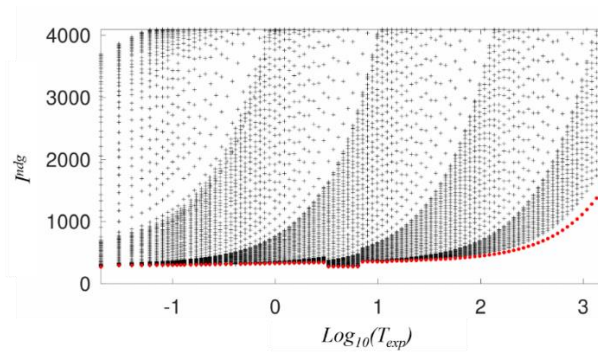


Figure III-25 - Représentation des 8000 points de calibration dans le plan  $(\log_{10}(T_{exp}), I^{ndg})$ .

L'intensité photométrique et l'intensité en niveaux de gris normalisée par le temps d'exposition sont affichées sur la Figure III-25 pour trois puissances distinctes. Pour une caméra de réponse linéaire, l'intensité, normalisée par le temps d'exposition, devrait être constante à puissance constante ce qui n'est pas le cas de notre capteur et met donc en évidence le caractère non-linéaire de la réponse en intensité (en niveaux de gris) en fonction du temps d'exposition de notre caméra CCD.

#### III.3.2 Correction photométrique des images

Pour garantir une bonne linéarité des mesures d'intensité réalisées à la caméra, et pour corriger les non-linéarités de celle-ci, un processus de correction par interpolation sur un maillage de tessellation de Delaunay sur les données de calibration est réalisé. Ce protocole est similaire à celui détaillé dans le chapitre précédent pour corriger les signaux I/Q de démodulation en imagerie DSOB.

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

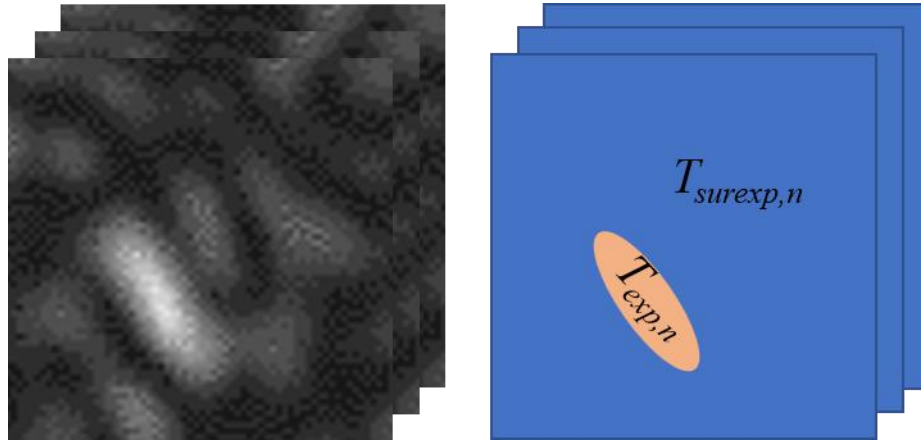


Figure III-26 - Pile d'images en niveau de gris recombinaées et les masques du temps d'exposition où  $n$  est le numéro de l'image recombinaée.

Contrairement au protocole de calibration/correction détaillé dans le chapitre précédent, le maillage de Delaunay nécessaire à la correction n'est pas calculé sur l'ensemble des 8000 points de calibration. En effet, la dynamique du temps d'exposition de la caméra s'étendant sur 5 décades, et le stockage du maillage complet en mémoire étant superflu, nous avons choisi de partitionner les données de calibration, représentées en fonction du logarithme du temps d'exposition (voir Figure III-25) afin de réaliser un maillage « local » (calculé rapidement) aux environs de  $\log_{10}(T_{exp})$  de l'image à corriger.

Pour ce faire, nous sélectionnons le sous-ensemble des points de calibration respectant le critère suivant :

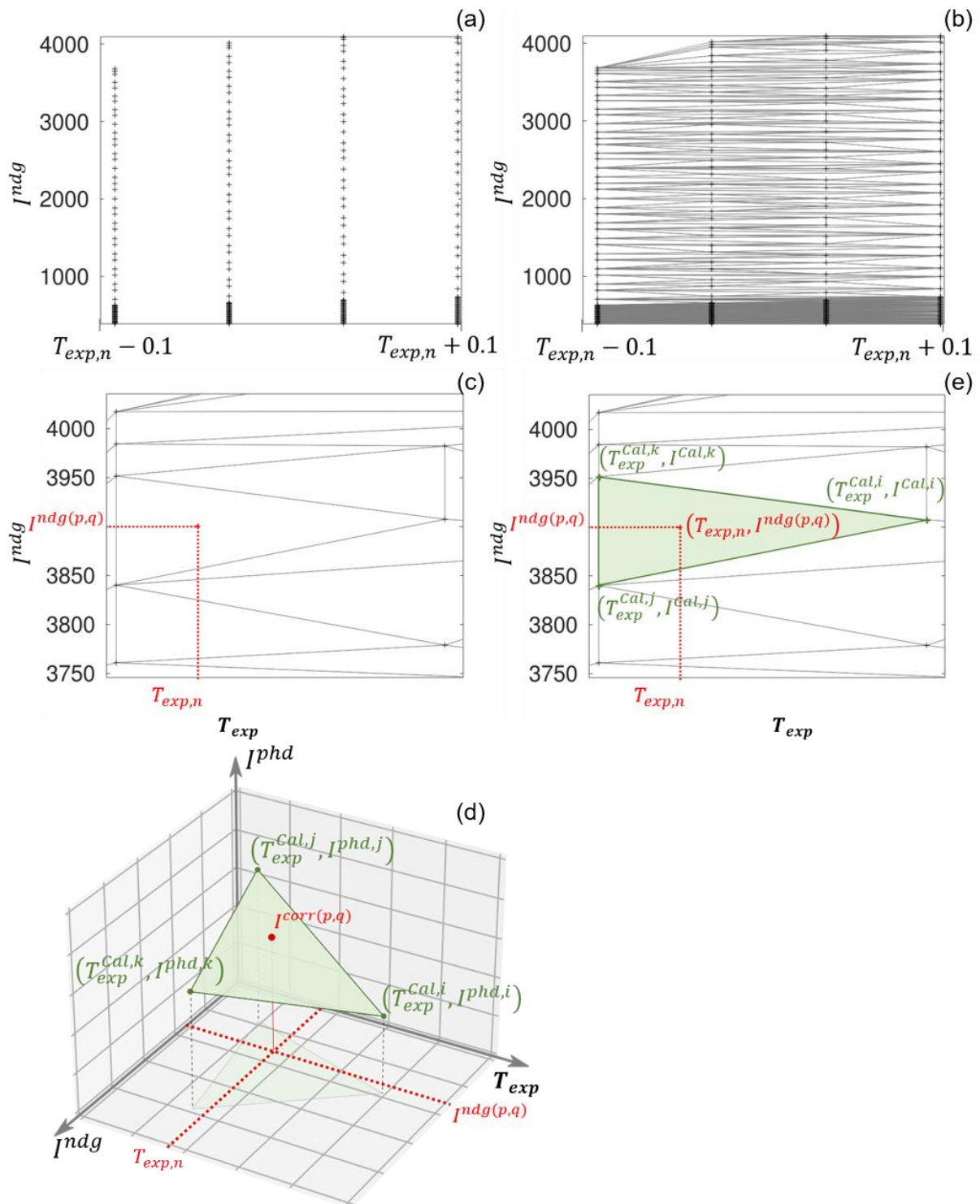
$$\{i \in [1; 8000] / \log_{10}(T_{exp,n}) - 0,1 \leq \log_{10}(T_{exp,i}^{cal}) \leq \log_{10}(T_{exp,n}) + 0,1\} \quad (\text{III. 13})$$

où  $T_{exp,n}$  est le temps de pose de l'image/pixel à traiter, et  $T_{exp,i}^{cal}$  le temps d'exposition du  $i^{\text{ème}}$  point de calibration.

Un maillage de tessellation de Delaunay est alors calculé sur les points de calibration sélectionnés (Figure III-27 (b)). Pour un pixel de coordonnées  $(p,q)$ , la valeur d'intensité en niveau de gris à corriger  $I^{ndg(p,q)}$  est positionnée dans le plan  $(\log_{10}(T_{exp}), I^{ndg})$ , (Figure III-27 (c)) et les coordonnées de la maille triangulaire environnante sont déterminées (Figure III-27 (d)). Pour finir, la correction par interpolation linéaire en coordonnées triangulaires (décrite dans le chapitre précédent) est réalisée à partir des trois sommets et la valeur en intensité photométrique corrigée  $I^{Corr(p,q)}$  (correspondant au pixel  $I^{ndg(p,q)}$ ) est calculée (Figure III-27 (e)). Ce protocole de correction est ensuite appliqué une seconde fois pour les pixels correspondants à un temps d'exposition surexposé  $T_{surexp}$ , nécessitant le calcul d'un second maillage « local » de Delaunay.

### III.3. Protocole de calibration/correction de la caméra CCD

L'intérêt de cette méthode de calibration/correction est de permettre de convertir des données en niveau de gris (non-linéaires) en données exprimées dans une grandeur photométrique (relative, mais garantissant une bonne linéarité), tout en préservant les avantages de l'approche HDR. Cette approche générique pourrait s'appliquer sur tout type de caméra, au prix d'une étape de calibration minutieuse et longue, mais avec une procédure de correction rapide (typiquement 1,3 seconde pour une image de 700 x 700 pixels).



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

Figure III-27 - Protocole de correction pour une valeur expérimentale  $I^{ndg(p,q)}$ , où (p,q) correspond au pixel (p,q), obtenue pour un temps d'exposition  $T_{exp,n}$ , où n correspond au numéro de l'image. Pour une meilleure lisibilité des graphes tous les temps d'exposition affichés ont été représentés en échelle logarithmique.

#### III.3.3 Recombinaison HDR des images corrigées

En incluant l'étape de correction détaillée ci-dessus dans le processus de traitement des données, il n'est plus possible d'opérer la recombinaison HDR des images « optimisées » et « surexposées » comme nous l'avons décrit en section III.2.3.

En effet, la recombinaison doit maintenant être réalisée sur les images corrigées en grandeur photométrique. En utilisant le même critère de sélection que celui de l'équation III.13, ce nouveau processus de recombinaison peut s'écrire :

$$I_{ph}^{recombinée}(x, y) = \begin{cases} I_{ph}^{surexposée}(x, y) & \text{si } I_{ndg}^{surexposée}(x, y) < 4095 \\ I_{ph}^{optimisée}(x, y) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

où  $I_{ndg}$  désigne l'image en valeur de niveaux de gris « bruts » et  $I_{ph}$  l'image corrigée en grandeur photométrique.

#### III.3.4 Vérification du protocole de correction

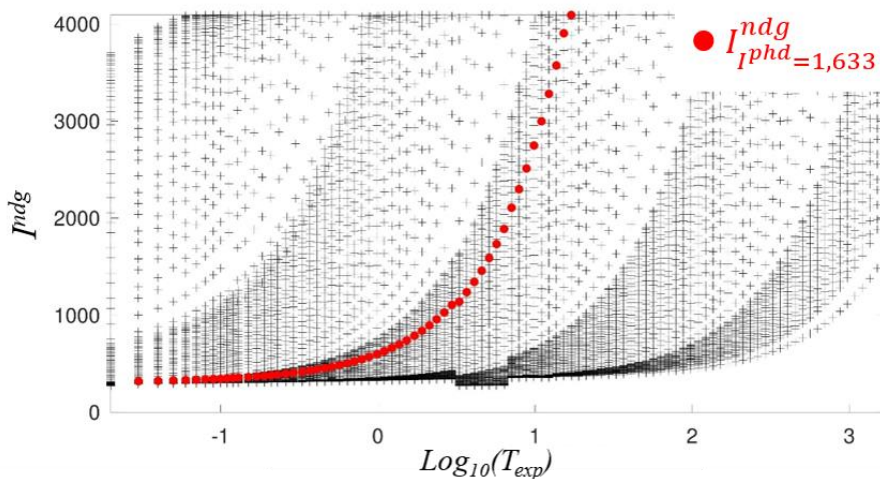


Figure III-28 – Représentation des 8000 points de calibration dans plan  $(\log_{10}(T_{exp}), I^{ndg})$  et les points sélectionnés correspondant à une intensité photométrique relative de 1,633.

Pour estimer l'efficacité du protocole de calibration/correction à corriger les non-linéarité de l'intensité en fonction du temps du capteur CCD et mises en évidence sur la section III.3.1, une

### III.3. Protocole de calibration/correction de la caméra CCD

première vérification est réalisée sur certains des points de calibration présentés Figure III-25. Dans un premier temps, les points de calibration d'intensité en niveaux de gris correspondant à une intensité photométrique relative constante ( $I^{phd}=1,633$ ), représentés sur la Figure III-28, sont retirés des données de calibration utilisé dans le maillage de tessellation de Delaunay lors du protocole de calibration décrit précédemment (cf. III.3.2).

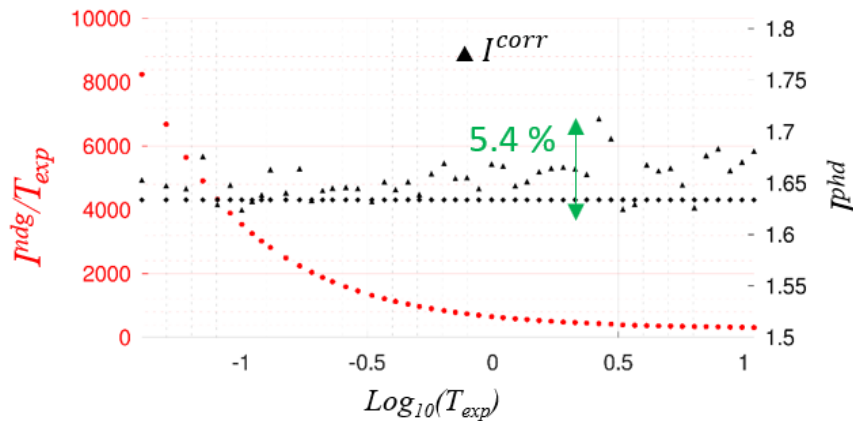


Figure III-29 - Comparaison graphique entre les valeurs d'intensité en niveaux de gris des points sélectionnés normalisé par le temps d'exposition respectif  $I^{ndg}/T_{exp}$ , la valeur d'intensité après correction  $I^{corr}$  et l'intensité photométrique relative  $I^{phd}$ .

Dans un second temps, on applique le protocole de correction aux points de calibration d'intensité en niveaux de gris sélectionnés pour obtenir des valeurs d'intensité corrigée photométrique  $I^{corr}$ . Une comparaison est réalisée entre les valeurs d'intensité en niveaux de gris des points sélectionnées normalisées par le temps d'exposition respectif  $I^{ndg}/T_{exp}$ , la valeur d'intensité après correction  $I^{corr}$  et l'intensité photométrique relative  $I^{phd}$ . Cette comparaison est représentée sur la Figure III-29. On constate que, pour une valeur d'intensité photométrique constante, les valeurs d'intensité en niveaux de gris normalisées par le temps d'exposition varient de 304 à 8243. En appliquant le protocole de calibration, l'étendue des valeurs d'intensité corrigées est de 5.4% de la valeur photométrique dont la valeur est ( $I^{phd}=1,633$ ). Ainsi le protocole de calibration/correction permet de minimiser l'influence des non-linéarités de l'intensité en fonction du temps d'exposition du capteur CCD.

De plus, pour vérifier le bon fonctionnement du protocole de calibration/correction et de la recombinaison HDR, une seconde vérification est réalisée. Le protocole de calibration/correction est appliqué sur les données obtenues précédemment dans la partie de vérification (cf. III.2.4) du banc d'imagerie résolu à l'échelle du grain de speckle. On rappelle que l'échantillon est une plaque de métal sondée par 80 états polarimétriques répartis



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

uniformément sur la sphère de Poincaré. Après l'application du protocole de correction sur les images recombinaées et d'une étape de regroupement de pixels (binning : 2 x 2 pixels), l'image du degré de polarisation (Figure III-30 (d)) présente une valeur de DOP proche de 1 pour de nombreux pixels, ce qui est attendu, contrairement à l'image du DOP obtenue précédemment sans étape de correction (Figure III-30 (c)). L'histogramme du degré de polarisation après correction (Figure III-30 (f)) montre que les classes les plus élevées correspondent à un degré de polarisation élevé avec un DOP moyen de 0,74. Environ une centaine de pixels présente un DOP supérieur à 1 ce qui correspond à seulement 1.16% des pixels.

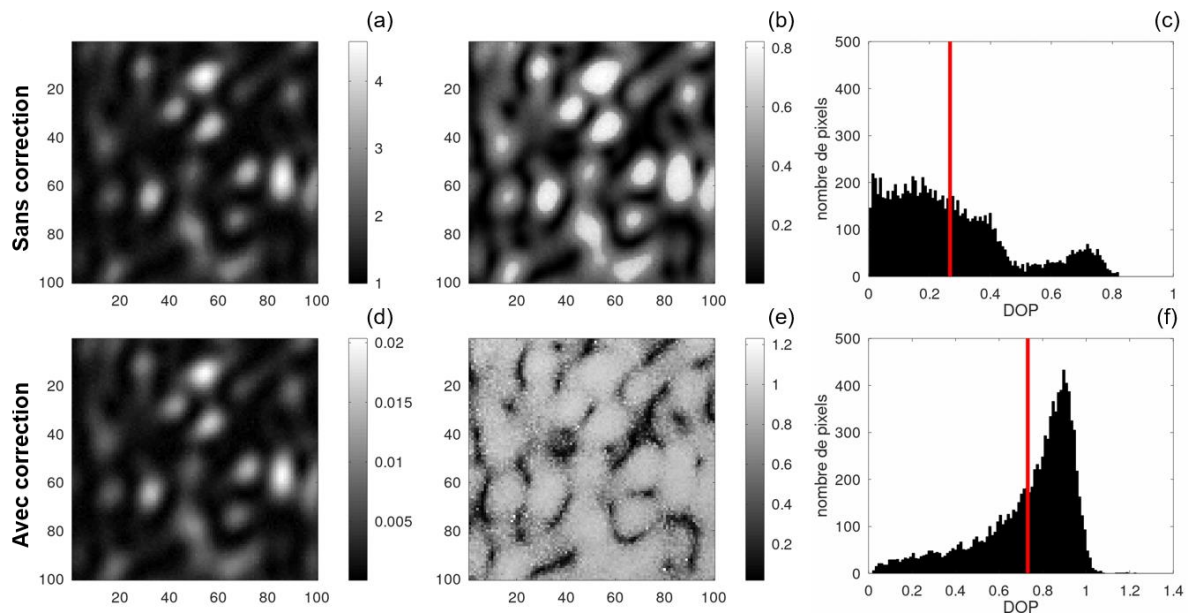


Figure III-30 - Comparaison des images de  $S_0$ , DOP et l'histogramme du DOP sans correction, respectivement (a), (b) et (c), et après l'application du protocole de correction, respectivement (d), (e) et (f).

Ces résultats étant en adéquation avec plusieurs études [8], [22], [85], on considère que le protocole de correction appliqué aux images d'intensité en niveaux de gris est valide et permet de préserver l'approche « High Dynamic Range » à deux images. Ces derniers résultats confirment également la validité de banc expérimental complet.

## III.4 Optimisation des paramètres du banc d'analyse

### III.4.1 Étude de la taille du grain de speckle

Pour optimiser le banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle, une étude sur le choix du diamètre de diaphragme est décrite dans cette partie. La taille moyenne d'un grain de speckle, sous l'hypothèse d'un grain de speckle de forme circulaire est pour rappel définie théoriquement par :

#### III.4. Optimisation des paramètres du banc d'analyse

$$\delta = 1.22\lambda \frac{2D}{\phi} \quad (\text{III. 15})$$

où  $D$  représente la distance entre la surface du détecteur et le diaphragme placé en amont et  $\phi$  correspond au diamètre du diaphragme. Une estimation expérimentale de la taille moyenne d'un grain pour différentes tailles de diaphragme est réalisée. Pour ce faire, l'étude porte sur la taille moyenne du grain d'un motif d'interférence produit à la surface d'une lame de métal lisse. Le PSA du banc est retiré lors de cette estimation. L'image d'intensité du motif d'interférence étudié résulte du moyennage de 20 images d'intensité (Figure III-31 (a)). La densité spectrale de puissance (en fonction des fréquences spatiales  $v_x, v_y$ ), affiché en Figure III-31 (b) en représentation 2D où les hautes fréquences sont situées aux bornes de l'image et les basses fréquences sont au centre, est calculée comme suit :

$$DSP_I(v_x, v_y) = |TF[I(x, y)]|^2 \quad (\text{III. 16})$$

La valeur de la composante continue ( $v_x=0 ; v_y=0$ ) correspondant à l'intensité moyenne de l'image est « supprimée » en la mettant à zéro. L'autocorrélation est déterminée en appliquant la transformée de Fourier inverse de l'image de la DSP et est représenté Figure III-31 (c). Le profil horizontal de l'autocorrélation au centre de l'image est affiché Figure III-31 (d). La fonction d'autocorrélation est normalisée par rapport à la valeur d'intensité moyenne et par sa valeur maximale. La normalisation de cette fonction d'autocorrélation s'écrit :

$$c_I(x, 401) = \frac{R(x, 401) - \langle I(x, y) \rangle^2}{\langle I^2(x, y) \rangle - \langle I(x, y) \rangle^2} \quad (\text{III. 17})$$

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

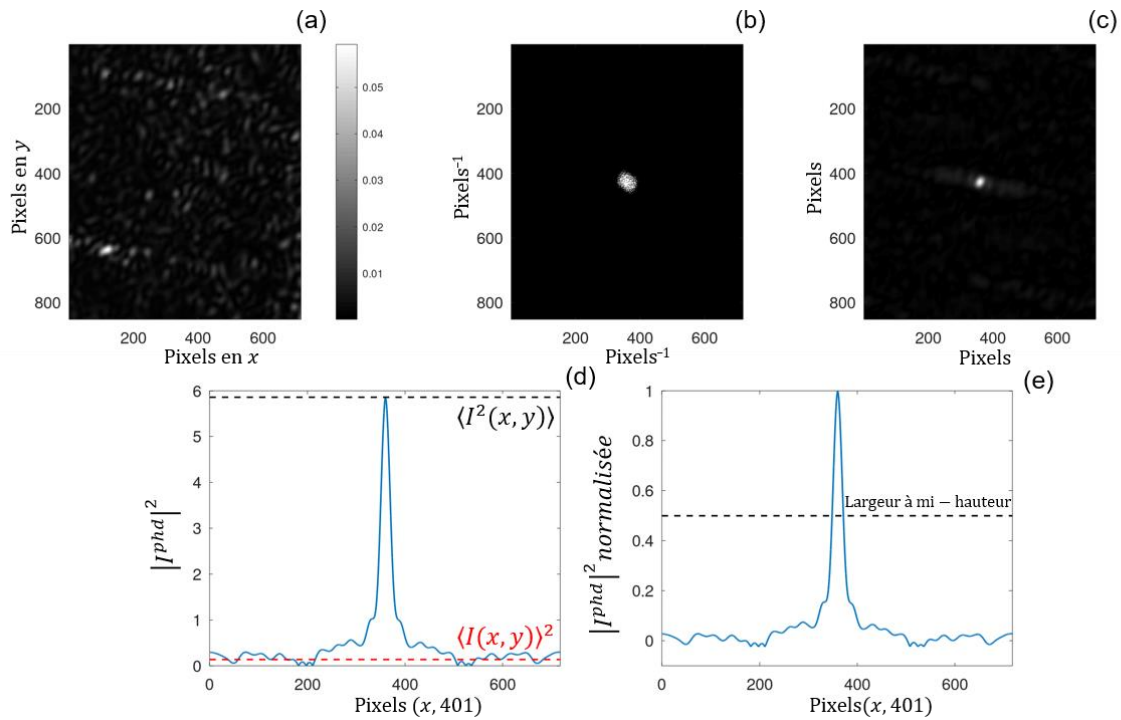


Figure III-31 - Estimation expérimentale de la taille du grain de speckle en pixel à la surface du détecteur avec un diaphragme de 300  $\mu\text{m}$ . (a) L'image d'intensité du motif de speckle moyennée sur 20 images. (b) Densité spectrale de puissance du motif de speckle. (c) Autocorrélation du motif de speckle. (d) Coupe de l'autocorrélation en  $y=401$  (moitié de l'image correspondant à  $y=0$ ). (e) Profil de l'autocorrélation normalisée en  $y=401$ . La taille du grain de speckle est déterminée par la largeur à mi-hauteur du pic d'autocorrélation normalisée en  $y=401$ .

Ainsi la largeur d'un grain de speckle moyen est déterminée en mesurant la largeur à mi-hauteur de la fonction normalisée d'autocorrélation. La largeur moyenne d'un grain de speckle est déterminée pour différents diamètres de diaphragme placés successivement en amont du capteur CCD. Ces valeurs sont exposées dans le Tableau III-2. Dans la suite du manuscrit, seul le diaphragme de 300  $\mu\text{m}$  est utilisé. Ce choix est un compromis entre la taille du grain de speckle moyen à la surface du détecteur et le temps d'acquisition, qui est inversement proportionnel à la puissance reçue par le détecteur et donc au diamètre du diaphragme.

### III.4. Optimisation des paramètres du banc d'analyse

Tableau III-2. Diamètre du grain moyen de speckle en fonction du diamètre du diaphragme.

<b>Diamètre du diaphragme (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b>200</b>	<b>300</b>	<b>400</b>	<b>500</b>
<b>Taille expérimentale du grain (pixels)</b>	26	20	18	11
<b>Nombre de pixels moyen par grain de speckle</b>	676	400	324	121

#### III.4.2 Étude du moyennage spatial (binning)

Après le processus de recombinaison et de correction des images d'intensité, une étape optionnelle de regroupement de  $n \times n$  pixels, dite de binning, est réalisée avant la détermination des paramètres de Stokes. Ce regroupement de pixels moyenne l'ensemble des pixels compris dans le bloc de  $n \times n$  pixels. Cette étape, correspondant à un moyennage spatial, consiste à « lisser » les images d'intensité pour atténuer les variations importantes entre des pixels proches (dus au bruit de mesure principalement). Cependant cette étape dégrade la résolution de l'image, c'est pourquoi un compromis entre le lissage de l'image et la dégradation de sa résolution doit être trouvé.

Cette étude est réalisée en sondant une lame métallique avec un faisceau laser polarisé verticalement et en analysant 324 états polarimétriques uniformément répartis à la surface de la sphère de Poincaré. Le diaphragme devant le détecteur a été retiré pour avoir de nombreux grains de speckle par pixel. Les valeurs  $n$  du paramètre de binning sont balayées entre 2 et 96.

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

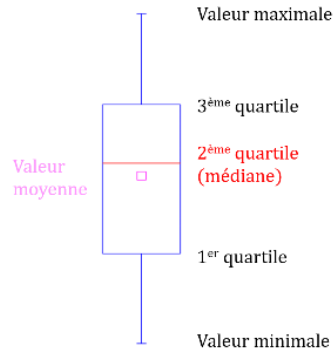


Figure III-32 - Représentation sous forme de boîte de Turkey (box plot), Cette représentation indique sous forme de quartiles la distribution des données. La ligne rouge représente la médiane et le carré rose correspond à la valeur moyenne.

Dans notre cas, on s'attend à obtenir un DOP proche de 1. La Figure III-33 montre que pour un binning de pixels faible, la distribution des valeurs des différents paramètres de Stokes est plus large et des valeurs non physiques de ces paramètres sont obtenues (valeurs > 1). Pour une meilleure visibilité, les valeurs de degré de polarisation de chaque pixel sont représentées sous forme de chandelier ou boîte de Turkey (Figure III-32), divisé en 4 quartiles, où la base et le haut du chandelier représentent respectivement la valeur minimale et maximale de l'image de DOP. La valeur médiane est représentée en rouge. De plus, la valeur moyenne du degré de polarisation est représentée par un marqueur carré fuchsia.

### III.4. Optimisation des paramètres du banc d'analyse

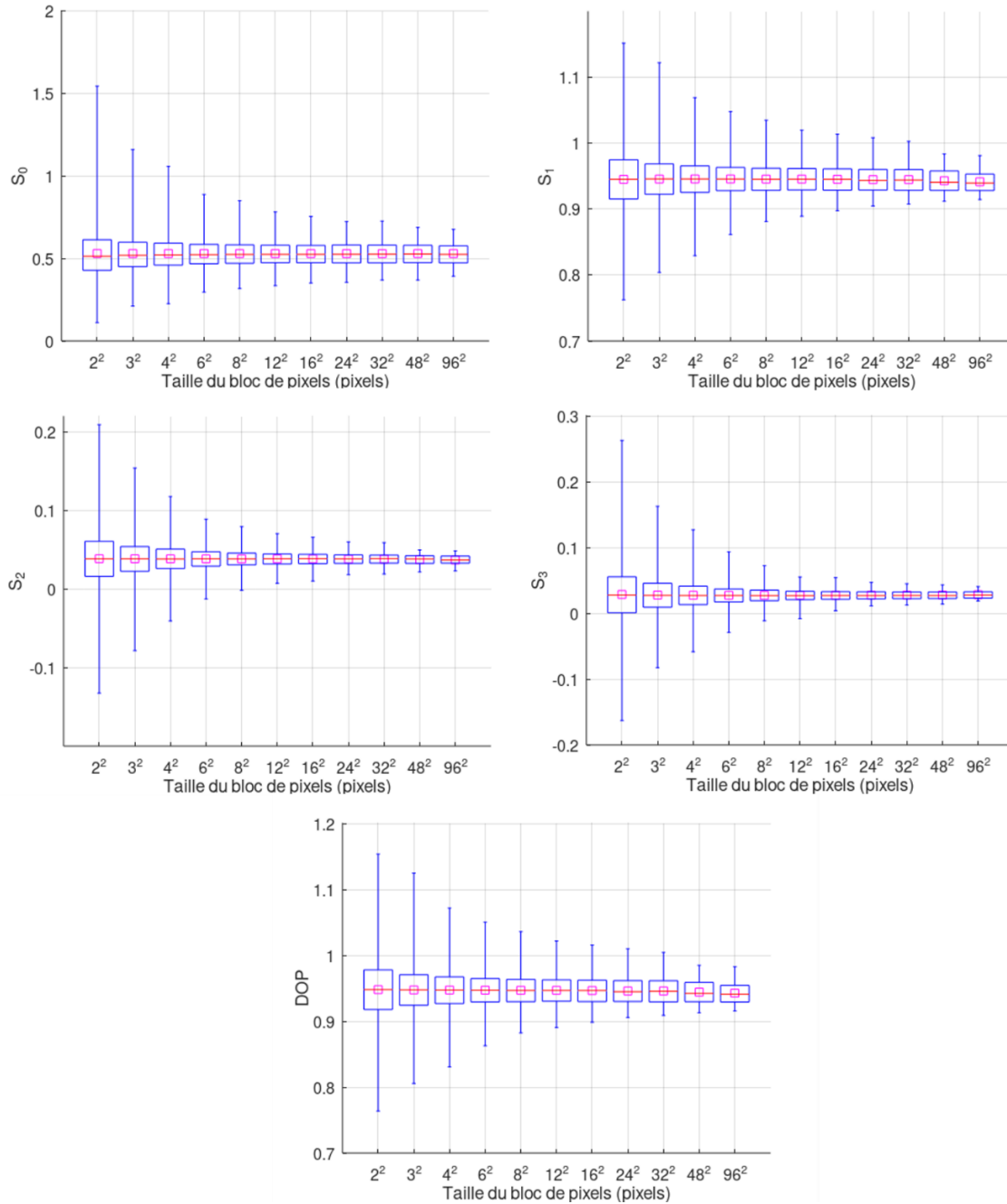


Figure III-33 - Représentation des différents paramètres de Stokes déterminés sous forme de chandeliers comme détaillé ci-dessus en fonction de la taille du bloc de pixels.

Un compromis doit être trouvé entre le lissage de ces valeurs non-physiques et la dégradation de la résolution de l'image. Dans notre cas, le regroupement de 4 x 4 pixels nous a paru le meilleur compromis, il permet de réduire les valeurs des pixels non physiques à 3.65% (marge d'erreur <5%) et de conserver une résolution acceptable. Dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit, un regroupement de 4 x 4 pixels sera réalisé. Nous appellerons « superpixel » dans la suite le résultat de cette opération de binning sur un groupe de 4x4 pixels.

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

Tableau III-3. Pourcentage des valeurs de pixels « non physiques » du degré de polarisation en fonction de la taille de regroupement de pixels.

Valeur de « binning »	2 <sup>2</sup>	3 <sup>2</sup>	4 <sup>2</sup>	6 <sup>2</sup>	8 <sup>2</sup>	12 <sup>2</sup>	16 <sup>2</sup>	24 <sup>2</sup>	32 <sup>2</sup>	48 <sup>2</sup>	96 <sup>2</sup>
Pourcentage de pixels >1	11.92	6.29	3.65	1.57	0.91	0.66	0.47	0.2	0.17	0	0

Ce que l'on vient de voir nous oriente vers un choix d'un pinhole de 300  $\mu\text{m}$  avec un binning de 4x4 ce qui correspond à obtenir en moyenne 25 superpixels/grain (ou encore 0.04 grain/superpixel).

On souhaite s'assurer pour finir que ces choix ne dénaturent pas la capacité du système d'imagerie à résoudre correctement les grains de speckle, et à estimer correctement les paramètres de Stokes au niveau local à l'échelle du grain, sans que ces valeurs estimées ne soient affectées par l'effet de moyennage spatial. Pour cela, nous proposons de nous intéresser à l'évolution de l'écart-type des fluctuations des valeurs estimées des paramètres de Stokes en fonction du moyennage spatial appliqué : dans les conditions où le speckle est parfaitement résolu (voire superrésolu), correspondant à la zone représentée schématiquement en jaune sur la Figure III-34, on s'attend à mesurer un écart type des fluctuations qui ne dépende que des paramètres de bruit intrinsèques au montage et à l'expérience de polarimétrie. A l'inverse, lorsque le speckle n'est plus résolu (et donc très moyenné spatialement), correspondant à la zone représentée schématiquement en rouge sur la Figure III-34, on s'attend à voir une diminution de l'écart-type d'estimation, pour atteindre une valeur palier qui ne dépende plus du nombre de grains par superpixel, puisque les fluctuations spatiales de l'image sont alors totalement lissées. Entre les deux régimes, une zone de transition (en orange sur la Figure III-34), voit l'écart-type diminuer graduellement au fur et à mesure du moyennage spatial du motif de speckle.

Pour vérifier dans quel régime de fonctionnement se place notre montage expérimental avec les choix de paramètres détaillés ci-dessus, deux mesures expérimentales ont été réalisées, avec un diamètre de diaphragme de 200 et 300  $\mu\text{m}$  et avec comme échantillon une brique blanche (diffusante). Les valeurs moyenne et l'écart-type de chaque paramètre de Stokes sont représentées sur la Figure III-35. Les graphes de cette figure pour le pinhole de 300  $\mu\text{m}$  (courbes bleues) montrent bien que la transition commence à s'opérer à partir de 0,05 grain/superpixel,

### III.4. Optimisation des paramètres du banc d'analyse

confirmant le fait qu'un binning 4x4 (soit 0,04 grain/superpixel) garantit de résoudre correctement le speckle et de ne pas altérer l'estimation des paramètres de Stokes.

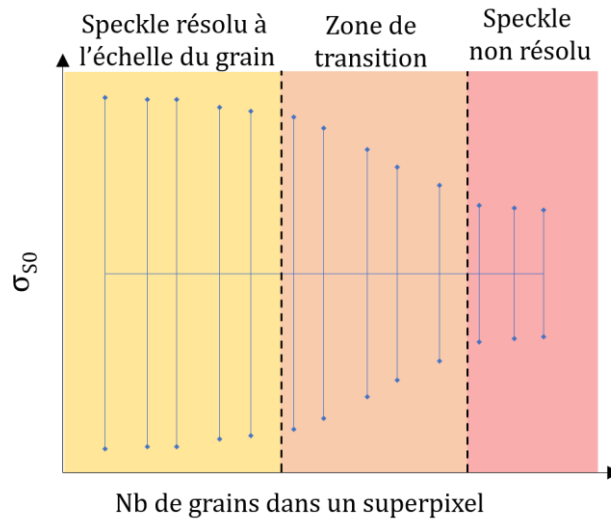


Figure III-34 - Représentation de l'écart-type du paramètre  $S_0$  en fonction du nombre de grains contenus dans un « super » pixel.



### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

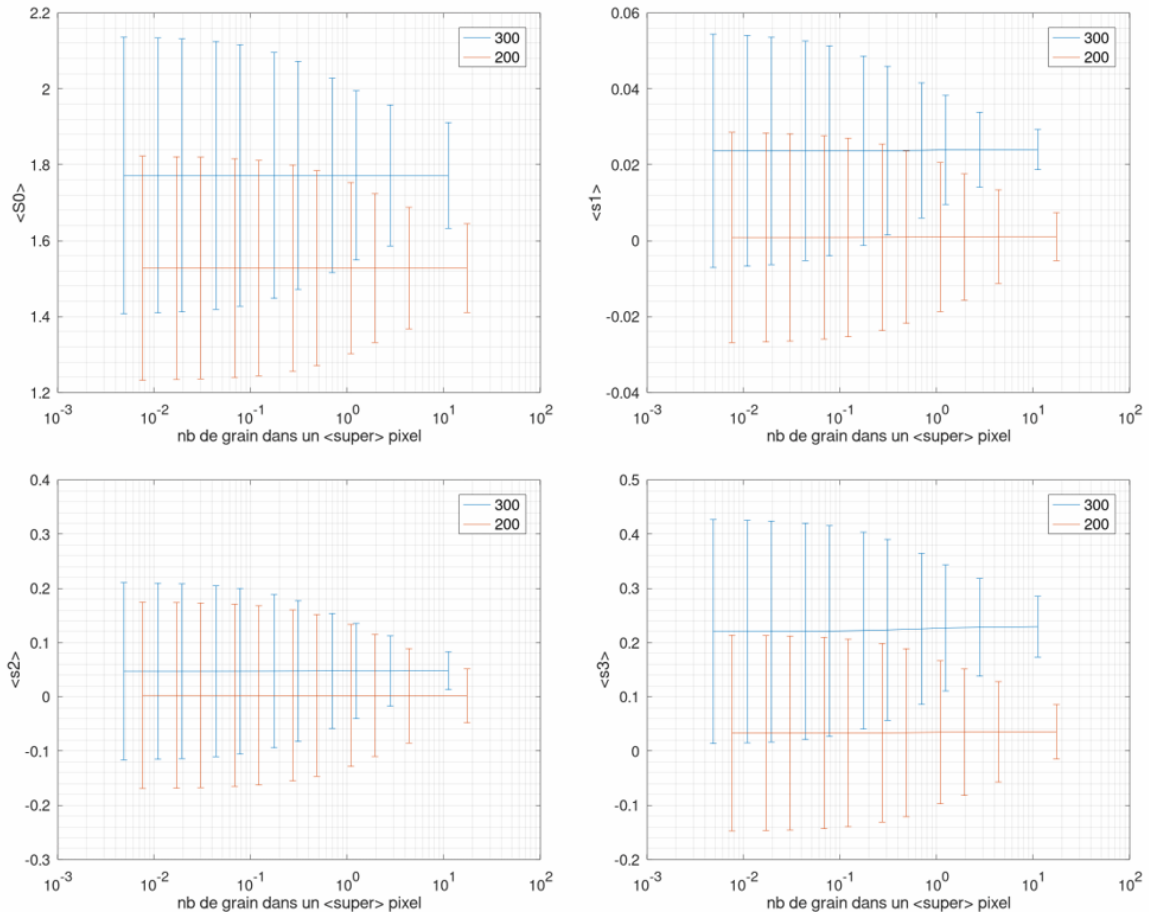


Figure III-35 - Représentation de la valeur moyenne et de l'écart-type de chaque paramètre de Stokes en fonction du nombre de grains dans un « super » pixel.

#### III.4.3 Résultats d'imagerie préliminaires

Pour finaliser ce chapitre, et illustrer la pertinence des choix discutés précédemment des différents paramètres du banc d'analyse polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle, des résultats obtenus à partir d'une plaque métallique et d'un échantillon Spectralon sont présentés ci-dessous. Une étude détaillée présentant les résultats obtenus au cours de ces travaux de thèse sera présentée dans le chapitre V.

Ces acquisitions ont été réalisées avec un faisceau lumineux polarisé verticalement et le diamètre du diaphragme est de  $300 \mu\text{m}$ . A la détection, 80 états polarimétriques uniformément répartis à la surface de la sphère de Poincaré sont sondés à l'aide du PSA à lames à retard variable à cristaux liquides. Le choix du nombre de 80 états polarimétriques sera discuté dans le prochain chapitre. De plus, l'approche « High Dynamic Range » à deux images est mise en œuvre lors de l'acquisition et les images d'intensité en niveaux de gris sont, après recombinaison, corrigées pour obtenir des images d'intensité photométrique. Une étape de

### III.4. Optimisation des paramètres du banc d'analyse

« binning » par bloc de 4 x 4 pixels est réalisée avant la détermination des différents paramètres de Stokes et du degré de polarisation, qui sont déduits de ces images d'intensité.

- **Plaque métallique**

La nature polarimétrique de la plaque métallique ne modifie pas l'état de polarisation de la lumière incidente. Ainsi l'image de  $S_1$  affiche des valeurs proches de 1 correspondant à la polarisation linéaire verticale du faisceau lumineux incident. Les images des paramètres  $S_2$  et  $S_3$  estimés, correspondant respectivement au taux polarisation linéaire  $\pm 45^\circ$  et circulaire, montrent que la valeur de ces paramètres est proche de zéro comme attendu. De plus, l'image de degré de polarisation présente des valeurs proches de 1 dans les zones d'interférences constructives.

- **Spectralon**

La nature polarimétrique dépolarisante de l'échantillon de Spectralon, due à la diffusion multiple dont la réflectance est de 99 %, induit une modification de l'état de polarisation incident uniformément selon les trois paramètres de Stokes  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$ . Les modifications spatiales de l'état de polarisation incident sont mises en évidence sur les images des paramètres  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$ , démontrant bien la nature dépolarisante de cet échantillon. Comme précédemment, l'image de degré de polarisation présente des valeurs proches de 1 dans les zones d'interférences constructives, correspondant au fait que l'état de polarisation au sein d'un grain est déterministe. Au vu des motifs des différents paramètres de Stokes, la variation spatiale de l'état de polarisation est rapide. Ces caractéristiques polarimétriques sont intéressantes notamment pour étudier expérimentalement les singularités polarimétriques, décrites dans le chapitre V.

Ces résultats préliminaires permettent ici de valider la pertinence des choix expérimentaux. Ils seront étoffés dans le chapitre V où nous présenterons l'ensemble des résultats de polarimétrie résolue à l'échelle du grain de speckle qui ont pu être obtenus durant ce travail de thèse.

### III. Banc d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du speckle

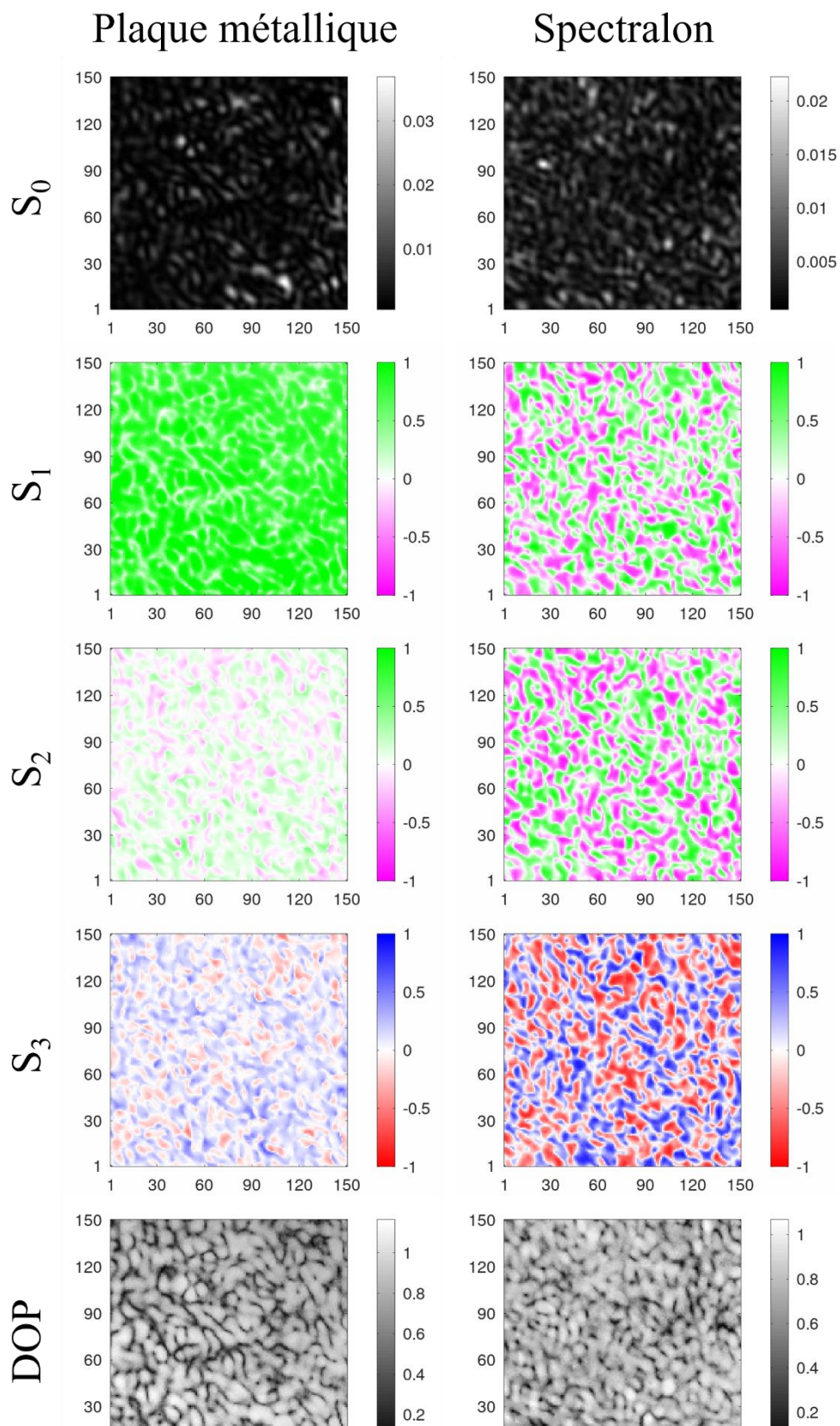


Figure III-36 - Images des différents paramètres de Stokes et du degré de polarisation déterminés pour un échantillon correspondant à la colonne de gauche à une plaque métallique et celle de droite à du Spectralon.

## III.5 Conclusion

Dans ce chapitre la mise en œuvre d'un banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du Speckle est décrite avec les choix des paramètres utilisés et les améliorations apportées. Le banc étant opérationnel et la méthode de détermination des paramètres de Stokes par interpolation non-linéaire de la courbe d'intensité pour chaque pixel étant gourmande en temps de traitement, une étude portant sur l'optimisation de ce temps de post-traitement est détaillée dans le prochain chapitre. De plus, une réflexion sur la sélection des états polarimétriques composants la matrice d'analyse et plus particulièrement à la robustesse de cette matrice à des erreurs expérimentales y est décrite. Les résultats expérimentaux obtenus après l'optimisation matérielle et méthodologique seront alors présentés dans le chapitre V. Pour finir, la réalisation d'un banc expérimental original permettra dans le chapitre VI d'apporter une autre vision sur le phénomène de repolarisation ayant lieu lorsqu'un motif de champ de speckle est produit par une source d'illumination dépolarisée d'une nature particulière.



## CHAPITRE IV

# Optimisation des stratégies d'acquisition et d'estimation en imagerie polarimétrique résolue à l'échelle du grain de speckle

### Sommaire

---

IV.1	Méthodes d'estimation des paramètres de Stokes .....	106
IV.1.1	Approche par régression non-linéaire .....	107
IV.1.2	Approche par inversion directe .....	109
IV.1.3	Comparaison de ces deux approches.....	111
IV.2	Sélection des états polarimétriques d'analyse $W$ .....	113
IV.2.1	Matrices d'analyse $W$ .....	114
IV.2.2	Étude du conditionnement pour des matrices $W$ destinées à la technique SOPAFP .....	117
IV.3	Influence du choix des matrices d'analyse $W$ .....	120
IV.3.1	Méthodes de détermination du vecteur de Stokes .....	124
IV.3.2	Descripteurs mathématiques de l'exactitude et de la précision d'estimation du SOP	124
IV.3.3	Influence du rapport signal à bruit .....	125
IV.3.4	Influence de la dépolarisation .....	129
IV.3.5	Influence d'un désalignement d'un élément du PSA .....	133
IV.3.6	Influence d'un désalignement global du PSA .....	135
IV.3.7	Influence d'une erreur de calibration d'un LCVR .....	137
IV.4	Conclusion.....	145
IV.4.1	Conclusion sur l'influence du choix des matrices d'analyse sur les performances d'estimation .....	145
IV.4.2	Récapitulatif des paramètres expérimentaux sélectionnés .....	146

---

## IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Dans le chapitre précédent, nous avons discuté des nombreux choix de paramètres expérimentaux de notre système d'imagerie dédié à l'analyse polarimétrique de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle. Comme établi dans le chapitre précédent, l'approche SOPAFP introduite dans les travaux de thèse de J. Dupont [8], sera préférée dans la suite de cette thèse pour pouvoir déterminer avec une meilleure précision les paramètres de Stokes [85]. Ainsi lors d'une acquisition, de nombreux états polarimétriques, de l'ordre de plusieurs centaines, seront sondés [85],[26]. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la méthode d'estimation des paramètres de Stokes pour minimiser le temps de calcul post-traitement. En effet, la mise en œuvre de la méthode SOPAFP nécessite d'interpréter des séries de mesures d'intensité (> quelques centaines) pour estimer les différents paramètres polarimétriques dans chaque superpixel. La technique mise en œuvre par J. Dupont reposait sur une régression non-linéaire demandant ainsi un temps de calcul considérable pour des images de plusieurs centaines de pixels de côté. Nous allons voir qu'une technique d'estimation simple et beaucoup plus rapide permet d'obtenir des résultats tout à fait comparables.

Par la suite, une discussion présentée dans la deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'optimisation du choix des différents états polarimétriques qui composent la matrice d'analyse et on s'intéressera particulièrement au conditionnement de ces matrices. Pour finir, une analyse basée sur une série de simulations est présentée en fin de chapitre. Cette étude permet d'estimer la robustesse des différentes matrices d'analyses utilisées pour sonder/estimer les paramètres de Stokes face à l'influence d'effets expérimentaux que l'on pourrait rencontrer, comme par exemple un rapport signal à bruit dégradé, obtenu dans les zones peu lumineuses du motif de speckle, ou une erreur de conception ou de mise en œuvre de l'analyseur d'états polarimétriques (alignement imparfait par exemple). Les résultats de l'ensemble de ce chapitre confirment l'intérêt d'utiliser une approche de type SOPAFP avec plusieurs dizaines d'états de « sonde », pourvu qu'un choix optimal des états d'analyse soit réalisé, notamment en termes de robustesse à de possibles imperfections expérimentales.

### IV.1 Méthodes d'estimation des paramètres de Stokes

La première méthode d'estimation employée et décrite en section IV.1.1, est l'approche par régression non-linéaire. Cette technique d'estimation nécessite de réaliser une régression non-linéaire en chaque pixel ce qui exige un temps de traitement considérable. Pour minimiser la durée de post-traitement, une seconde méthode d'estimation par inversion directe présentée en section IV.1.2, peut être employée et fournir des résultats tout à fait comparables pour un gain de temps de calcul important.

### IV.1.1 Approche par régression non-linéaire

L'approche dite « SOPAFP », mise en œuvre durant ces travaux consiste à sonder successivement de nombreux états polarimétriques grâce à un analyseur d'états polarimétriques (PSA) placé devant le détecteur CCD. L'ensemble de ces états d'analyse, répartis uniformément à la surface de la sphère de Poincaré, peut s'écrire sous la forme d'une matrice d'analyse comme :

$$W = \begin{bmatrix} \vec{S}_{PSA,1}^\top \\ \vdots \\ \vec{S}_{PSA,N}^\top \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & s_{1,1} & s_{2,1} & s_{3,1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & s_{1,k} & s_{2,k} & k \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & s_{1,N} & s_{2,N} & s_{3,N} \end{bmatrix} \quad (IV.1)$$

où  $s_{1,k}$ ,  $s_{2,k}$  et  $s_{3,k}$ , représentent les paramètres de Stokes normalisés de l'état à sonder  $\vec{S}_{PSA,k}$ . Ainsi l'intensité mesurée  $I_k$  en chaque pixel et pour chaque état analysé s'écrit :

$$I_k = \vec{S}_{PSA,k}^\top \vec{S}_{in} \quad (IV.2)$$

où  $\vec{S}_{in}$  correspond au vecteur de Stokes du faisceau incident. L'ensemble des intensités mesurées peut se mettre sous la forme d'un vecteur d'intensité :

$$\vec{I} = [I_1 \quad \dots \quad I_N]^\top \quad (IV.3)$$

L'intensité détectée en chaque pixel peut être représentée sous la forme d'une courbe (Figure IV-1) dont l'abscisse correspond aux différents états polarimétriques analysés.

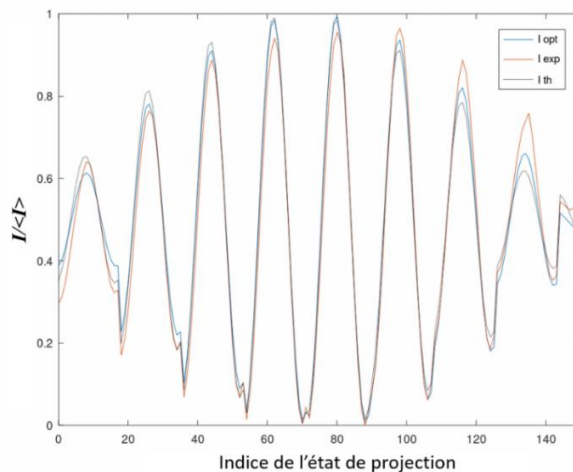


Figure IV-1 - Courbe d'intensité moyennée, normalisée par la valeur moyenne, sur toute l'image obtenue avec une source d'illumination polarisée circulairement à gauche et pour les 150 premiers états de projection. En noire : courbe d'intensité simulée détectée théoriquement par la caméra. En rouge :



#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

courbe d'intensité mesurée expérimentalement. En bleue : courbe d'intensité « optimisée » obtenue par régression non-linéaire.

Pour déterminer le vecteur de Stokes correspondant à cette courbe d'intensité, la première approche utilisée est celle par régression non-linéaire. Dans ce but, le vecteur de Stokes en entrée du PSA est réécrit en coordonnées sphériques comme suit :

$$\vec{S}_{in} = \begin{cases} S_0 = I \\ S_1 = I \cdot p \cdot \cos(2\psi) \cos(2\chi) \\ S_2 = I \cdot p \cdot \sin(2\psi) \cos(2\chi) \\ S_3 = I \cdot p \cdot \sin(2\chi) \end{cases} \quad (IV.4)$$

où  $\chi$  et  $\psi$  correspondent respectivement à l'ellipticité et l'azimut. L'intensité incidente est définie par  $I$  et  $p$  représente le taux de polarisation. Ce vecteur de Stokes peut être normalisé par l'intensité moyenne et se réécrire :

$$\vec{S}_{in,} = S_0 \begin{cases} 1 \\ s_1 = p \cdot \cos(2\psi) \cos(2\chi) \\ s_2 = p \cdot \sin(2\psi) \cos(2\chi) \\ s_3 = p \cdot \sin(2\chi) \end{cases} \quad (IV.5)$$

On note que l'approche par régression non-linéaire appliquée durant cette thèse permet d'estimer les paramètres  $p$ ,  $\chi$  et  $\psi$ . Cette approche est donc en cela légèrement différente de celle utilisée par Jan Dupont [26], [85], qui estimée les paramètres  $C$ ,  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$  et  $\phi$ .

L'intensité mesurée par le capteur CCD peut-être réécrite en fonction des trois paramètres  $p$ ,  $\chi$  et  $\psi$  du vecteur de Stokes incident et des retards  $\phi_{1,k}$  et  $\phi_{2,k}$  introduits sur la lame à retard LCVR<sub>1</sub> et LCVR<sub>2</sub> pour chaque état à analyser comme :

$$I_k = \frac{I}{2} [1 - p \cdot \cos(2\chi) \cos(2\psi) \cos(\phi_{2,k}) - p \cdot \sin(2\chi) \cos(\phi_{1,k}) \sin(\phi_{2,k}) + p \cdot \cos(2\chi) \sin(2\psi) \sin(\phi_{1,k}) \sin(\phi_{2,k})] \quad (IV.6)$$

Cette équation permet, en connaissant tous les paramètres, de simuler l'intensité mesurée par le capteur CCD (modèle direct). Ainsi pour évaluer le vecteur de Stokes en chaque pixel, il est nécessaire de déterminer uniquement les paramètres  $p$ ,  $\chi$  et  $\psi$  sachant que  $\phi_{1,k}$  et  $\phi_{2,k}$  sont (en théorie parfaitement) connus et correspondent aux retards introduit sur les LCVRs. Dans ce but, un algorithme d'optimisation a été implémenté sur GNU Octave à partir de la fonction *fminsearch()* [95]. Cet algorithme optimise les paramètres  $p$ ,  $\chi$  et  $\psi$  en minimisant l'erreur quadratique résiduelle  $\hat{\epsilon}$ . Cette erreur est définie comme :

#### IV.1. Méthodes d'estimation des paramètres de Stokes

$$\hat{\varepsilon}(p, \chi, \psi) = \sum_{k=1}^N |I_{simul,k}(p, \chi, \psi, \phi_{1,k}, \phi_{2,k}) - I_k|^2 \quad (IV.7)$$

Cet algorithme d'optimisation basé sur la méthode de Nelder-Maed [96] nécessite de connaître approximativement les valeurs des paramètres à déterminer pour éviter que l'optimisation de l'algorithme ne converge vers un minimum local. Pour répondre à cette exigence, un tableau d'intensité est simulé pour les déphasages  $\phi_{1,k}$  et  $\phi_{2,k}$  en implémentant chaque paramètre  $p$ ,  $\chi$  et  $\psi$  de 0 à 1 par pas de 0.1. Ainsi 1331 courbes d'intensité sont simulées (approche « Look-up table »). Les valeurs de paramètres d'initialisation pour l'algorithme d'optimisation sont déterminées en minimisant l'erreur calculée suivant l'équation IV.7 entre la courbe d'intensité mesurée et les 1331 courbes tabulées. Après la détermination approximative des paramètres  $p$ ,  $\chi$  et  $\psi$ , ces valeurs sont implémentées dans l'algorithme et l'optimisation de ces paramètres est réalisée par minimisation du critère donné en équation IV.7. Un exemple de résultat obtenu est montré Figure IV-1 pour une intensité mesurée, nommée *Iexp*, pour une illumination d'une plaque métallique par un flux lumineux ayant une polarisation incidente circulaire « gauche ». La courbe calculée théoriquement pour cette polarisation incidente correspond à *Ith* et celle simulée avec les paramètres obtenus après optimisation de l'algorithme est définie par *Iopt*.

Tableau IV-1 - Temps de post-traitement en fonction du binning appliqué pour une acquisition de 324 états polarimétriques et d'une région d'intérêt de 700 x 700 pixels

<b>Binning</b>	<b>96x96</b>	<b>48x48</b>	<b>32x32</b>	<b>16x16</b>	<b>8x8</b>	<b>4x4</b>	<b>2x2</b>
<b>Temps (s)</b>							
<b>Régression non-linéaire</b>	9.3	36	84	333	1332	5338	21400

Cependant cette optimisation doit être réalisée pour chaque pixel ou superpixel de l'image, ce qui demande un temps de post-traitement important pour des images de l'ordre de 700 x 700 pixels (Tableau IV-1). Pour s'épargner de longs temps de calcul, on s'intéresse à une seconde méthode de détermination des paramètres de Stokes par « inversion directe ».

#### IV.1.2 Approche par inversion directe

Dans cette partie, la détermination du vecteur de Stokes en chaque pixel par l'approche par inversion directe est détaillée. Dans ce but, le système est toujours réécrit comme suit :

$$\vec{I} = W \cdot \vec{S}_{in} \quad (IV.8)$$

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

où  $\vec{I}$  représente le vecteur des intensités mesurées expérimentalement,  $W$  est la matrice d'analyse comprenant les  $N$  états polarimétriques sondés et  $\vec{S}_{in}$  est le vecteur de Stokes incident à estimer. L'objectif est d'« inverser » cette relation pour estimer le vecteur de Stokes incident de manière directe. Dans ce but, l'inversion de ce système consiste à estimer le vecteur de Stokes  $\widehat{\vec{S}}_{in}$  qui minimise l'écart quadratique moyen entre les données d'intensités mesurées et celles modélisées par  $W \cdot \widehat{\vec{S}}_{in}$ . En modèle de bruit gaussien, cet estimateur au sens des moindres carrés est bien connu pour être non biaisé et optimal au sens de la borne de Cramer-Rao (cet estimateur est dit efficace, et s'identifie dans ces hypothèses à l'estimateur au sens du maximum de vraisemblance). Cet estimateur s'écrit donc

$$\widehat{\vec{S}}_{in} = \underset{x}{\operatorname{argmin}} \left( \left\| \vec{I} - W \widehat{\vec{S}}_{in} \right\|^2 \right) \quad (\text{IV.9})$$

Il possède une formulation analytique explicite puisqu'il équivaut à résoudre :

$$\begin{aligned} \nabla_{\widehat{\vec{S}}_{in}} \left( \left\| \vec{I} - W \widehat{\vec{S}}_{in} \right\|^2 \right) &= \nabla_{\widehat{\vec{S}}_{in}} \left( \left( \vec{I} - W \widehat{\vec{S}}_{in} \right)^\top \left( \vec{I} - W \widehat{\vec{S}}_{in} \right) \right) = 0 \\ &\Leftrightarrow 2W^\top \left( \vec{I} - W \widehat{\vec{S}}_{in} \right) = 0 \\ &\Leftrightarrow (W^\top W) \widehat{\vec{S}}_{in} = W^\top \vec{I} \\ &\Leftrightarrow \widehat{\vec{S}}_{in} = (W^\top W)^{-1} W^\top \vec{I} \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

$\widehat{\vec{S}}_{in}$  est donc aisément estimé par une simple multiplication matricielle où  $(W^\top W)^{-1} W^\top$  représente la pseudo-inverse de la matrice d'analyse  $W$  [97]. Cette approche permet d'estimer beaucoup plus rapidement le vecteur de Stokes incident comme le montre le Tableau IV-2. Cette technique d'estimation est très courante et permet d'avoir un estimateur explicite sans algorithme itératif puisqu'elle repose sur l'utilisation de la pseudo-inverse de la matrice d'analyse  $W$ . En revanche, il est crucial de sélectionner les états polarimétriques à sonder de manière à optimiser le conditionnement de cette matrice  $W$ . Le conditionnement (ou nombre de condition, ou « condition number » en anglais) est défini comme [98] :

$$\operatorname{cond}(W) = \|W\| \cdot \|W^\top\| \quad (\text{IV.11})$$

avec  $\|W\|$  correspondant usuellement à la norme euclidienne (ou norme  $L^2$ ) de la matrice. Dans ce cas, ce conditionnement est égal au rapport entre la plus grande et la plus faible valeur singulière de la matrice  $W$ . En dimension 4, pour l'espace mathématique des vecteurs de Stokes, il est bien connu que sa valeur optimale (minimale), obtenue avec 4 états formant un tétraèdre régulier à l'intérieur de la sphère de Poincaré, est  $\sqrt{3}$  ( $\approx 1,73$ ). Si le choix des états composant

## IV.1. Méthodes d'estimation des paramètres de Stokes

la matrice d'analyse est mal réalisé cela risque de dégrader la performance de l'inversion directe. (Notamment en présence de bruit de mesure).

Pour pouvoir bénéficier d'un temps de post-traitement rapide offert par l'approche par inversion directe, il est judicieux de sélectionner les états composant la matrice d'analyse de manière à avoir un conditionnement optimal et ainsi pouvoir utiliser la méthode par inversion directe permettant de déterminer les paramètres de Stokes en chaque pixel, pour une image de 700 x 700 pixels, en quelques secondes.

### IV.1.3 Comparaison de ces deux approches

Ainsi deux méthodes d'estimation s'offrent à nous. La première, par régression non-linéaire, est une méthode efficace, contraignant les paramètres estimés à des résultats physiquement admissibles. Cette technique a permis à J. Dupont d'obtenir des mesures qui semblent particulièrement fiables, même dans les zones de faible intensité lumineuse, permettant ainsi l'étude polarimétrique de singularités du champ dans le motif de speckle. Cependant, ces contraintes peuvent introduire un biais en cas de bruit (faible rapport signal à bruit). De plus, l'algorithme d'estimation en chaque pixel des paramètres de Stokes par régression non-linéaire demande un temps de calcul très important, rendant cette méthode d'estimation lente pour des images de plusieurs centaines de pixels de côté, comme le montre le Tableau IV-2 (durée de 1h30 pour une image de 700 x 700 pixels où un binning de 4 x 4 est réalisé).

La seconde méthode d'estimation est celle par inversion directe. Contrairement à la première, cette méthode n'est pas contraignante sur les résultats d'estimation, mais est à priori aussi efficace, notamment en étant moins biaisée dans les zones de faible SNR. Cependant, l'absence de contrainte amène parfois des résultats d'estimation non physiques pour certains pixels, en particulier dans ces zones de faible SNR. Malgré tout, cette méthode présente l'avantage d'être extrêmement rapide. Pour se prononcer sur le choix de la méthode d'estimation, il nous a paru important de comparer quantitativement ces deux techniques.

Pour réaliser cette étude comparative, on estime les paramètres de Stokes d'un motif de speckle obtenu à la surface d'une plaque métallique lisse, dans les conditions décrites dans le chapitre précédent, et en sondant des états particuliers selon une répartition « spirale de tétraèdres », qui sera décrite dans la section suivante. Ainsi, pour une même acquisition, les résultats d'estimations obtenus par ces deux méthodes sont comparés. Comme les états de polarisation obtenus sont difficiles à comparer quantitativement, on propose de comparer la « physicalité » des résultats en analysant la carte du degré de polarisation estimé (normalement le DOP est

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

réparti uniformément avec une plaque métallique lisse et vaut 1). Le nombre de pixels donnant une estimation du DOP supérieur à 1 sera un bon indicateur de « physicalité » des deux méthodes. La comparaison de ces résultats est réalisée en comparant l'histogramme du degré de polarisation de ces méthodes et est représentée Figure IV-2. De plus, on compare le temps de calcul nécessaire pour chaque méthode (Tableau IV-2).

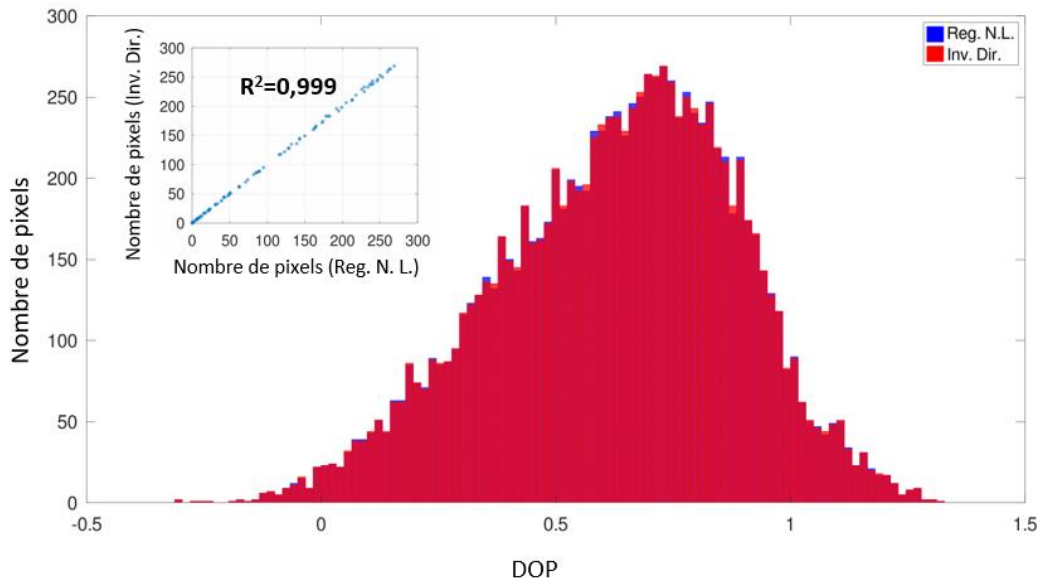


Figure IV-2 - Degré de polarisation estimé par régression non linéaire ou inversion directe, respectivement en bleu et en rouge, d'une lame métallique éclairée par flux lumineux polarisé verticalement. Un regroupement de pixels de 2 x 2 pixels est réalisé et l'estimation de degré de polarisation est réalisé sur une image de 100 x 100 pixels. Le nombre de pixel dans chaque classe obtenu par la méthode d'inversion directe est tracé en fonction de ceux obtenu par régression non linéaire. Le coefficient de détermination  $R^2$  est déterminé et équivaut à 0,999.

On constate sur la Figure IV-2, que ces deux approches donnent une estimation du degré de polarisation extrêmement bien comparables. Sur les 10000 superpixels, 573 (respectivement 572) ont un degré de polarisation supérieur à 1 et 97 (respectivement 96) ont un DOP inférieur à 0, soit au total moins de 6 % de pixels présentent un degré de polarisation non physique pour l'approche par régression non-linéaire (respectivement par inversion directe). De plus, le Tableau IV-2 montre le temps d'estimation des paramètres de Stokes pour des images de 700 x 700 pixels pour ces deux approches. Pour cette taille d'image, on constate que la méthode par inversion directe est 1550 fois plus rapide que celle par régression non-linéaire pour un résultat similaire comme montré précédemment.

## IV.2. Sélection des états polarimétriques d'analyse $W$

Ainsi l'utilisation de l'approche d'estimation des paramètres de Stokes par inversion directe permet d'estimer les paramètres de Stokes de manière similaire à la technique par régression non linéaire, comme le montre le coefficient de détermination  $R^2$ , tout en minimisant le temps de post-traitement (de l'ordre de quelques secondes pour une image de 700 x 700 pixels et un binning de 4 x 4).

Tableau IV-2 - Comparaison entre le temps de calcul pour les deux approches d'estimation (pour une image de 700 x 700 pixels)

<b>Binning</b>	<b>96x96</b>	<b>48x48</b>	<b>32x32</b>	<b>16x16</b>	<b>8x8</b>	<b>4x4</b>	<b>2x2</b>
<b>Temps de calcul (s)</b>							
<b>Régression non-linéaire</b>	9.3	36	84	333	1332	5338	21400
<b>Inversion directe</b>	0.006	0.022	0.054	0.21	0.87	3.58	14.4

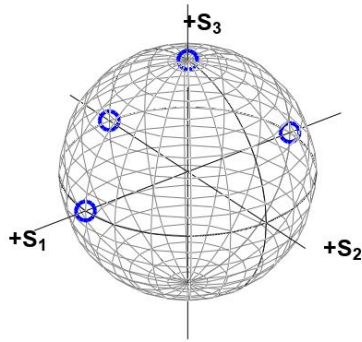
Maintenant que le choix de la méthode d'estimation des paramètres de Stokes est finalisé et se porte sur la méthode d'inversion directe, on s'intéresse désormais à l'optimisation des états d'analyse à sonder (matrice d'analyse) pour mesurer avec une grande fiabilité les différents paramètres de Stokes en chaque pixel. Pour s'assurer de la fiabilité des différentes matrices d'analyse, une étude sur l'influence de plusieurs paramètres pouvant dégrader les performances de l'estimation des paramètres de Stokes, est réalisée dans la suite de ce chapitre.

## **IV.2 Sélection des états polarimétriques d'analyse $W$**

Dans cette partie, nous allons tout d'abord en IV.2.1 détailler quelques-unes des différentes possibilités de choix d'états sondés par le PSA pour estimer le vecteur de Stokes. Chacun de ces choix va correspondre à une matrice d'analyse  $W$  différente. Pour comparer ces différentes matrices d'analyse, on s'intéresse, en section IV.2.2, aux valeurs de conditionnement.

### IV.2.1 Matrices d'analyse $W$

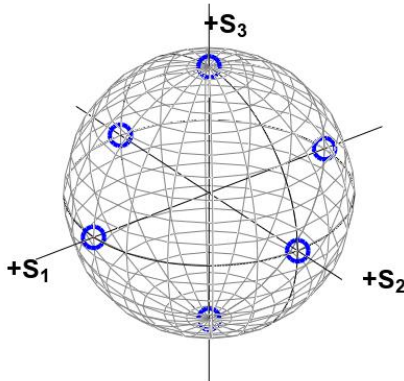
- **Stokes 4 mesures**



Le vecteur de Stokes complet est composé de quatre paramètres à déterminer. De ce fait, au moins quatre mesures d'intensité doivent être acquises pour évaluer chacun de ces paramètres. Ainsi, la matrice d'analyse dite « Stokes 4 mesures » permet d'évaluer l'ensemble de ces paramètres en un minimum de mesures. Généralement, les quatre états sélectionnés, aisément accessibles avec les éléments optiques classiques

(polariseur, lame de phase quart d'onde ...), correspondent à trois états linéaires (horizontal, vertical et  $+45^\circ$ ) et un état circulaire (circulaire gauche dans notre cas). Le conditionnement de cette matrice d'analyse est de 3,226.

- **Stokes 6 mesures**


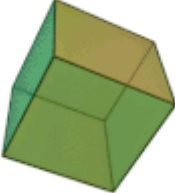

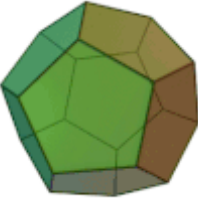
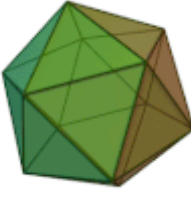


La matrice d'analyse dite de « Stokes 6 mesures », permet de déterminer le vecteur de Stokes complet (cf. I.3.2). Ces six états (horizontal, vertical,  $+45^\circ$  et  $-45^\circ$  et circulaire gauche et droite) sont aisément accessibles expérimentalement comme ceux précédemment décrits. Cependant, cette matrice d'analyse nécessitant deux acquisitions de plus que celle de Stokes 4 mesures permet d'obtenir un conditionnement optimal égal à  $\sqrt{3}$  ( $\approx 1,73$ ). Le conditionnement optimal de la matrice

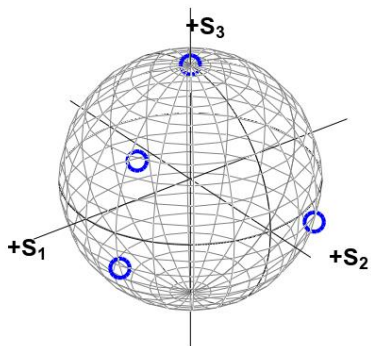
d'analyse est obtenu lorsque l'ensemble des états sélectionnés représente au sein de la sphère de Poincaré un solide de Platon (ici octaèdre) [10].

## IV.2. Sélection des états polarimétriques d'analyse W

Tableau IV-3. Représentation des solides de Platon. Les images ont été extraites de la référence [99].

Solide de Platon				
Tétraèdre	Hexaèdre	Octaèdre	Dodécaèdre	Icosaèdre
				

- **Tétraèdre**



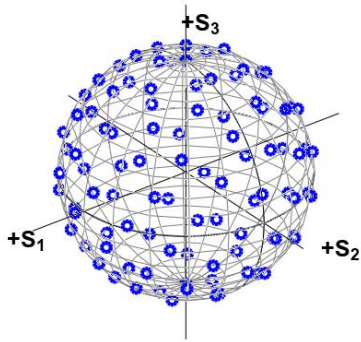
Avec les avancées technologiques et notamment la démocratisation des lames à retard variable à cristaux liquides, il est possible de combiner l'avantage des deux matrices d'analyse précédentes. Ainsi la matrice dite « Tétraèdre » régulier permet d'obtenir un conditionnement optimal avec un nombre de mesures d'intensité minimal. Ces choix d'états d'analyse sont extrêmement courants dans la communauté de l'imagerie

de Stokes. Dès lors que l'on souhaite (et que l'on peut) se permettre d'augmenter la quantité de mesures expérimentales, il est possible de réaliser plusieurs fois ces mesures (dans un but de moyennage), mais il est aussi possible, comme dans l'approche SOPAFP, de distribuer ces points de mesures sur un grand nombre d'états de sonde différents. Nous détaillons ci-dessous deux ensembles d'états de sonde de 96 éléments qui seront utilisés dans la suite de la thèse pour l'approche SOPAFP.



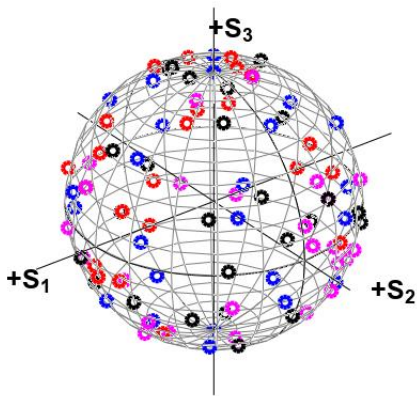
#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

- **Spirale**



Durant ces travaux, on s'intéresse à une matrice d'analyse composée de 96 états répartis uniformément à la surface de la sphère de Poincaré et « enroulés » le long de l'axe  $S_3$  selon une courbe spirale sur la sphère. Cette matrice d'analyse est inspirée des travaux de Jan Dupont [26], [85]. Le conditionnement de cette matrice est de 1,742, proche du conditionnement optimal ( $\approx 1,73$ ).

- **Spirale de tétraèdres**



Cette matrice a été développée pour pouvoir combiner l'approche SOPAFP tout en garantissant l'optimisation du conditionnement de la matrice. Dans ce but, 96 états sont sélectionnés et décomposés en 24 tétraèdres dont un des sommets suit la trajectoire d'une spirale enroulée le long de l'axe  $S_3$  (marqueurs bleus sur la figure ci-contre) selon l'approche « Spirale » précédente. La détermination de l'ensemble des autres points (3 ensembles de 24 points correspondant aux 3 sommets des tétraèdres) n'admet pas une solution triviale et unique. Une discussion et une description du choix final réalisé pour ce travail de thèse est présentée en Annexe I, par souci de concision ici. Par la suite, nous allons montrer que l'ensemble de ces états permet d'obtenir un bon compromis car il minimise le nombre de conditionnement tout en garantissant une couverture quasi uniforme de la sphère de Poincaré, ce qui présente un intérêt en termes de robustesse aux imperfections instrumentales et/ou de calibration (cf. IV.3).

### IV.2.2 Étude du conditionnement pour des matrices $W$ destinées à la technique SOPAFP

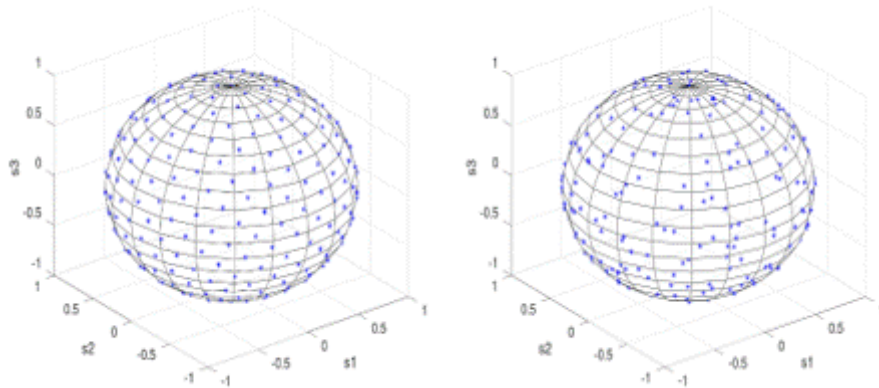


Figure IV-3 - À gauche : Répartition des 324 états polarimétriques de la matrice d'analyse « Spirale ». À droite : Répartition des 324 états polarimétriques composant la matrice dite « Spirale de tétraèdres ».

Pour optimiser le conditionnement de la matrice d'analyse dite « Spirale », il est nécessaire d'augmenter le nombre d'états sondés. Ainsi le conditionnement pour la matrice « Spirale » est de 1,735 pour 324 états alors que précédemment il était 1,742 pour 96 états. En revanche, par construction, le conditionnement la matrice « Spirale de tétraèdres » conserve un conditionnement optimal dès l'instant que le nombre d'états est un multiple de 4, chaque ensemble de 4 sommets forment un tétraèdre régulier au sein de la sphère de Poincaré. Une représentation graphique des conditionnements de différentes méthodes de répartition des états d'analyse est présentée Figure IV-4.

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

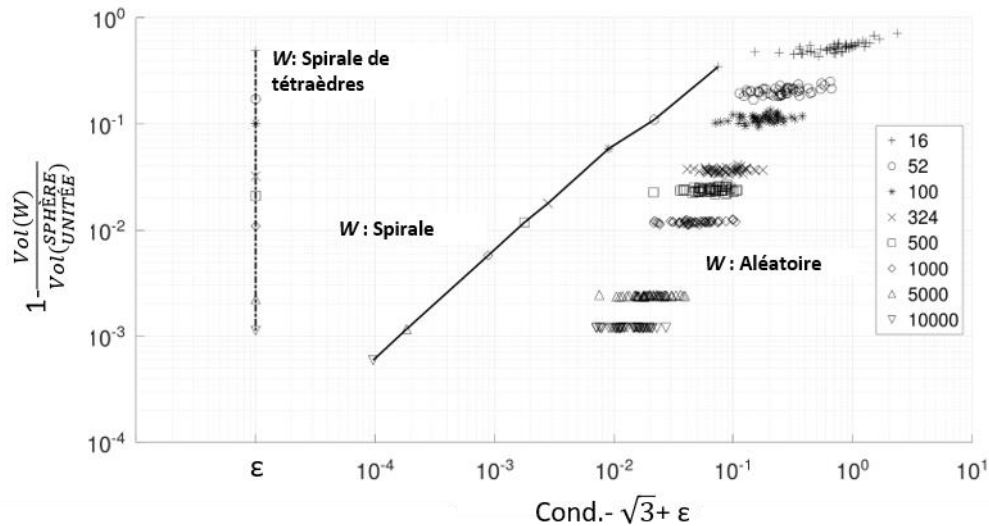


Figure IV-4 - Différence entre le conditionnement de la matrice d'analyse (noté Cond.) et le conditionnement optimal ( $\sqrt{3}$ ) en fonction de la différence du volume unitaire (égal à 1) et le rapport entre le volume formée par l'ensemble des états de la matrice d'analyse ( $Vol(W)$ ) par celui de la sphère unité de Poincaré  $Vol(SPHÈRE UNITÉ)$ . Les axes étant en échelle logarithmique, une valeur d'offset est ajoutée ( $\epsilon=10^{-5}$ ). Trois méthodes de répartition des états sont étudiées : « Spirale de tétraèdres » (courbe discontinue), « Spirale » (courbe continue) et « Aléatoire » (points non-reliée). Cette simulation a été réalisée avec un nombre d'états composant la matrice d'analyse différent (16, 52 100..., 10000) associé par un symbole. Pour la méthode « aléatoire », 50 tirages ont été réalisés.

Si le conditionnement de la matrice d'analyse doit être minimisé pour garantir une bonne estimation, nous allons aussi analyser l'influence de la répartition de ces états à la surface de la sphère de Poincaré. En effet comme le montre la Figure IV-5, deux matrices d'analyse composées de 81 états d'analyse mais ayant une répartition différente de ces états peuvent avoir des conditionnements différents et couvrir des zones très différentes sur la sphère de Poincaré. À gauche de l'image, les états sont répartis de manière uniforme sur la sphère, correspondant à englober un « volume » important de la sphère, alors que celle de droite, tous les états sont répartis sur la surface de la sphère dont la valeur de paramètre  $s_1$  supérieure à 0,76, ce qui réduit drastiquement le volume englobé par l'ensemble de ces états. Le conditionnement de la première matrice d'analyse est égal à 1,744 alors que le conditionnement de la seconde est fortement dégradé, et vaut 26,63.

## IV.2. Sélection des états polarimétriques d'analyse W

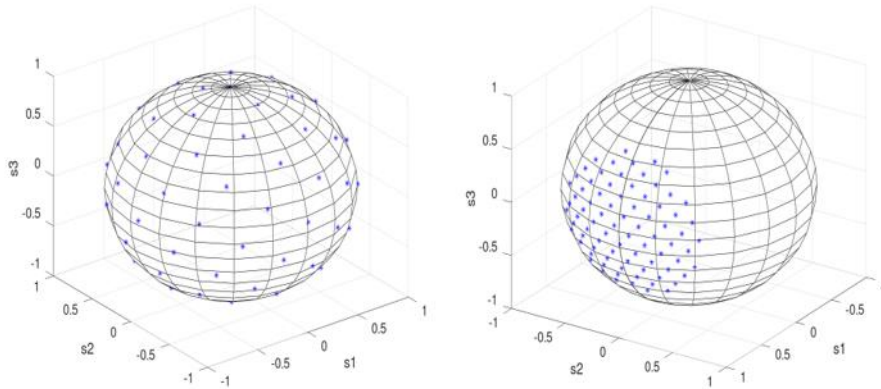


Figure IV-5 - À gauche : Répartition de 81 états d'analyse selon une trajectoire en forme de spirale le long de l'axe  $S_3$ . À droite : Répartition uniforme de 81 états d'analyse sur une partie de la sphère de Poincaré ayant une valeur de  $s_1$  supérieure à 0,76.

Par la suite, nous étudions quantitativement la façon dont sont liés le conditionnement et le « volume » occupé par les états d'analyse (ce « volume » est défini par le volume de l'enveloppe convexe des points d'analyse autour de la sphère de Poincaré). Ainsi, la Figure IV-6 permet également de visualiser en ordonnée le « volume » occupé par l'ensemble des états d'analyse à l'intérieur de la sphère de Poincaré et où par commodité de lecture, on a tracé l'écart relatif au volume d'une sphère unité ( $4/3 \pi$ ) en échelle logarithmique. Ainsi trois méthodes de répartition des états sont étudiées : « Spirale de tétraèdres », « Spirale » décrites ci-dessus et, pour comparaison, une répartition « Aléatoire » pour laquelle les états de mesure sont sélectionnés aléatoirement sur la sphère de Poincaré (distribution uniforme). Cette simulation montre qu'une matrice composée d'états formant des tétraèdres garde un conditionnement optimal indépendamment du nombre de tétraèdres. La matrice « Spirale » voit son conditionnement diminuer en fonction de l'augmentation de ses états d'analyses. Pour un nombre d'états identiques, le « volume » créé par l'ensemble des états de la matrice « Spirale » est légèrement plus important que celui formé par la matrice « Spirale de tétraèdres » alors que son conditionnement est moins optimisé. Ainsi, maximiser le volume formé par les états d'analyse n'est pas une obligation pour obtenir un conditionnement optimal même s'il tend à l'améliorer dans le cas « Spirale » et « Aléatoire ».

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

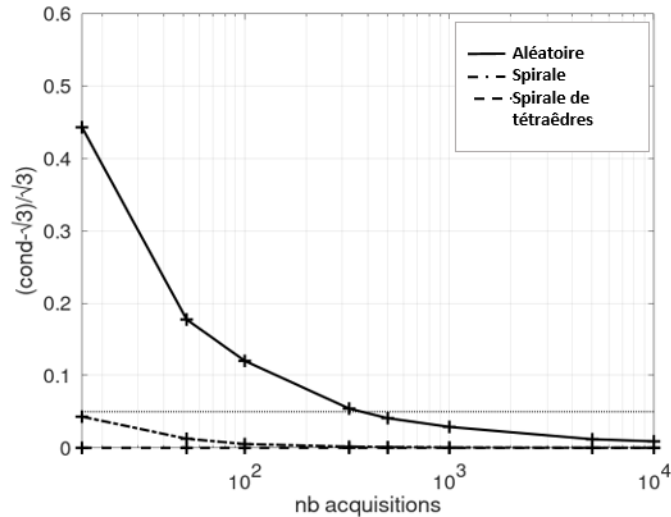


Figure IV-6 - Évolution du conditionnement de trois matrices d'analyse (« Spirale de tétraèdres », « Spirale » et « Aléatoire ») en fonction du nombre d'états sondés respectivement 16, 52, 100, 324, 500, 1000, 5000 et 10000.

La matrice « Aléatoire » composée d'états d'analyse tirés aléatoirement peut-être intéressante par sa facilité de mise en œuvre, ne nécessitant pas d'étape minutieuse de sélection d'états. De plus, on remarque que cette matrice composée de 16 à 10000 états possède un meilleur conditionnement que la matrice dite « Stokes 4 mesures ».

#### Conclusion intermédiaire

Pour obtenir une matrice d'analyse ayant un conditionnement optimal, il est donc nécessaire qu'elle soit composée d'ensemble d'états formant un des solides de Platon à l'intérieur de la sphère de Poincaré. Souhaitant analyser la polarisation à l'intérieur des grains de speckle via l'approche SOPAFP tout en optimisant le conditionnement de la matrice d'analyse pour appliquer l'inversion directe, le choix de la matrice utilisée lors des acquisitions expérimentales est celle dite « Spirale de tétraèdres ». Pour consolider ce choix, plusieurs simulations sont réalisées par la suite pour s'assurer de sa robustesse face à l'influence du rapport signal à bruit, de la dépolarisation et des biais expérimentaux comme une erreur d'orientation du PSA.

### IV.3 Influence du choix des matrices d'analyse $W$

Dans cette partie, on s'intéresse à l'influence du choix parmi les cinq matrices d'analyse décrites précédemment. Pour étudier équitablement les différentes matrices d'analyse, l'influence du rapport signal à bruit, de la dépolarisation ou de biais expérimentaux, les acquisitions basées sur les matrices d'analyse comportant le moins d'états sont répétées un certain nombre de fois

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse $W$

pour obtenir au final le même nombre de mesures d'intensité pour chaque matrice d'analyse (voir Tableau IV-4).

Tableau IV-4 - Comparatif entre le nombre d'états d'analyse et de répétition pour chaque matrice d'analyse.

Matrice d'analyse	Stokes 4 mesures	Stokes 6 mesures	Spirale	Spirale de tétraèdres	Tétraèdre
Nombre d'états distincts	4	6	96	96	4
Nombre de répétitions	24	16	1	1	24
Nombre de mesures d'intensité total	96				

Pour cette partie, l'influence de différentes erreurs expérimentales est étudiée pour divers vecteurs de Stokes incidents. Ainsi pour chacun de ces vecteurs de Stokes  $\vec{S}_{sim}$ , l'intensité résultante de l'interaction entre le vecteur de Stokes incident  $\vec{S}_{sim}$  et chaque état d'analyse constituant la matrice  $W$  est simulée. Ainsi un vecteur, dont le nombre d'éléments est identique au nombre d'états sondés présents dans la matrice  $W$ , d'intensité  $\vec{I}$  est obtenu et est défini comme :

$$\vec{I} = W\vec{S}_{sim} \quad (IV.12)$$

Pour simuler la nature nécessairement bruitée d'une mesure expérimentale, un bruit de photons est appliqué aux intensités obtenues pour un niveau d'intensité moyenne correspondant à la détection de  $N$  photons pour un temps d'exposition fixé (en l'absence d'analyseur (PSA) à la détection). Ce bruit de photons suit un modèle poissonien, adapté pour un phénomène régulier et quantifié comme l'est un flux de photons. Ainsi la valeur moyenne du niveau d'intensité  $I$  est égale à  $I$  et la fluctuation du bruit (écart-type) autour de cette valeur moyenne est  $\sqrt{I}$ . Le rapport signal à bruit est défini comme suit :

$$SNR = \frac{I}{\sqrt{I}} = \sqrt{I} \quad (IV.13)$$

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

et croît avec la racine carré du nombre de photons détectés. L'application du bruit de photons pour un niveau d'intensité moyenne de  $N=10000$  photons revient à s'intéresser à un signal bruité dont le rapport signal à bruit est égal à 100. Dans les simulations suivantes, on générera 1000 réalisations de bruit pour chacun des vecteurs de Stokes simulés et pour chacun des jeux de paramètres testés.

Ce modèle de bruit poissonien est assez réaliste pour caractériser les bruits expérimentaux observés. Il suppose toutefois que nous négligeons ici l'influence du bruit gaussien additif de lecture de la caméra (*read noise*) et le bruit de quantification. Toutefois, les précautions expérimentales prises et décrites au chapitre III pour exploiter au mieux la dynamique de la caméra (ajustement du temps de pose automatique et protocole HDR), nous garantissent que ce modèle est suffisant ici.

Une première étude préliminaire portant sur trois vecteurs de Stokes spécifiques (correspondant à un état de polarisation vertical, un état intermédiaire réparti uniformément selon les paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  ( $\vec{S} = [1 \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{3}}]^T$ ), et un état circulaire gauche) a tout d'abord été réalisée. Pour évaluer l'exactitude d'estimation, nous avons analysé la distance euclidienne entre le vecteur de Stokes simulé et le vecteur de Stokes estimé, moyenné sur les 1000 réalisations de bruit (dont le bruit appliqué correspond à un SNR de 100 ici). La distance euclidienne entre ces deux vecteurs est définie comme :

$$d = \sqrt{(s_1 - \hat{s}_1)^2 + (s_2 - \hat{s}_2)^2 + (s_3 - \hat{s}_3)^2} \quad (\text{IV.14})$$

Par ailleurs, la dispersion (écart-type) de cette distance euclidienne  $d$  au cours des 1000 réalisations fournit une indication de la précision d'estimation. Ainsi nous constatons sur la Figure IV-7 que pour chaque matrice d'analyse, la distance entre le vecteur de Stokes simulé et celui estimé moyen varie fortement entre les différents états étudiés. Pour les matrices d'analyse « Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures », la distance entre le vecteur de Stokes simulé et estimé est fortement influencée par l'état polarimétrique incident. Cela est dû au fait que certains des états étudiés, notamment les états purement linéaires et circulaires, sont « alignés » avec un des états sondés composant la matrice d'analyse  $W$ .

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

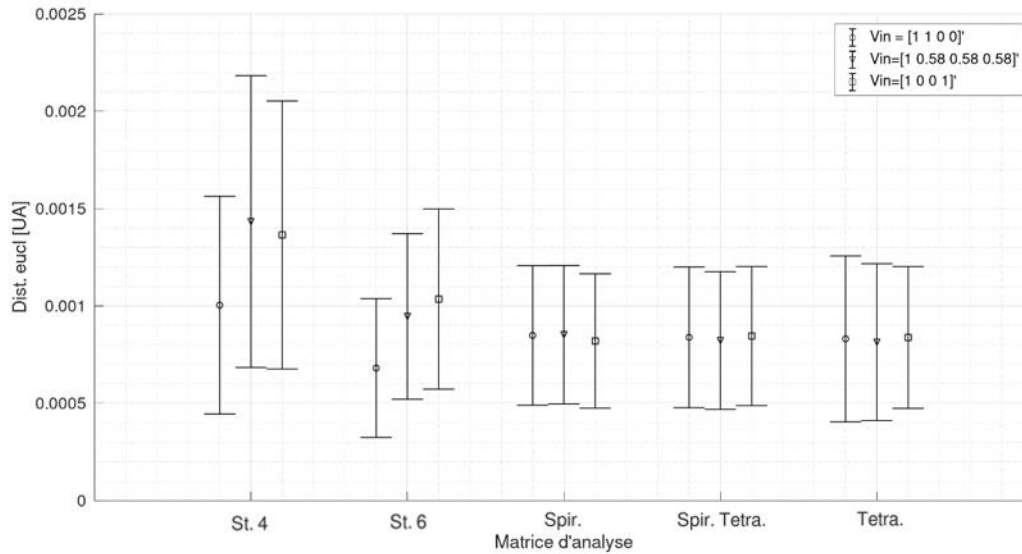


Figure IV-7 - Distance euclidienne entre le vecteur de Stokes incident simulés et le vecteur de Stokes moyenné sur les 1000 réalisations de bruit. Les trois états simulés correspondent à un état purement linéaire (vertical), un état intermédiaire réparti uniformément selon les trois paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  ( $\vec{S} = [1 \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{3}}]^T$ ), et un dernier état qui est purement circulaire.

Pour caractériser de façon globale les performances d'estimation « moyenne » de chaque matrice d'analyse  $W$  sur l'ensemble des états polarimétriques d'entrée qui pourraient être rencontrés, il est décidé par la suite d'étudier 1000 états polarimétriques tirés aléatoirement. Ainsi les 1000 états simulés aléatoirement sont produits de manière à obtenir des vecteurs de Stokes correspondant à un flux lumineux purement polarisé (DOP=1). Pour créer un tableau de 1000 états aléatoires purement polarisés, les trois paramètres de Stokes  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  sont simulés par la fonction  $rand()$  de sorte à obtenir un tirage uniforme entre -1 et 1 sur les trois paramètres polarimétriques du vecteur de Stokes. Chaque vecteur de Stokes réduit ainsi formé  $[s_1, s_2, s_3]$  est ensuite divisée par sa norme pour obtenir une norme unitaire (et un DOP=1). Ces vecteurs de Stokes réduits sont ensuite complétés par une valeur de  $S_0$  unitaire pour produire un tableau d'états aléatoires purement polarisés. Il sera utilisé dans chacune des sous-parties suivantes où on s'intéressera à l'influence de différentes erreurs expérimentales dans la mise en œuvre de notre système d'imagerie basé sur une analyseur d'états polarimétriques à lames à retard variable à cristaux liquides.

On fait remarquer ici que d'autres choix auraient pu être proposés pour comparer les performances des matrices d'analyse. Nous avons choisi d'étudier la moyenne et la dispersion de l'erreur d'estimation pour de nombreux états aléatoires, mais nous aurions pu par exemple



## IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

choisir de comparer les erreurs d'estimation maximales obtenues sur l'ensemble des états d'entrée (approche « minimax »).

### IV.3.1 Méthodes de détermination du vecteur de Stokes

Pour déterminer le vecteur de Stokes  $\hat{\mathcal{S}}$  à partir du vecteur d'intensité obtenu, plusieurs approches en fonction de la matrice d'analyse choisie sont utilisées. Ainsi pour les matrices « Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures », les vecteurs de Stokes sont estimés comme :

$$\begin{aligned} \text{«Stokes 4 mesures» : } \hat{\mathcal{S}} &= \begin{cases} S_0 = I_H + I_V \\ S_1 = I_H - I_V \\ S_2 = 2 I_{+45} - S_0 \\ S_3 = 2 I_G - S_0 \end{cases} \\ \text{«Stokes 6 mesures» : } \hat{\mathcal{S}} &= \begin{cases} S_0 = I_H + I_V \\ S_1 = I_H - I_V \\ S_2 = I_{+45} - I_{-45} \\ S_3 = I_G - I_D \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

Pour les matrices « Tétraèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres », l'approche par inversion directe est utilisée pour l'estimation du vecteur de Stokes et s'écrit comme :

$$\hat{\mathcal{S}} = (W^T W)^{-1} W^T \vec{I} \quad (\text{IV.16})$$

Il est à noter ici que les équations précédentes (IV.15) correspondent à une version analytique explicite de l'inversion (ou pseudo-inverse) du système linéaire, comme opéré en Équation IV.16, qui correspond, au moins pour un modèle de bruit gaussien, à l'estimateur au sens du maximum de vraisemblance. Les résultats de ces méthodes d'estimation du vecteur de Stokes en fonction du choix de la matrice d'analyse sont utilisées dans la suite de ce chapitre.

### IV.3.2 Descripteurs mathématiques de l'exactitude et de la précision d'estimation du SOP

Dans ce chapitre, on souhaite estimer l'influence de différentes erreurs expérimentales prévisibles de notre système d'imagerie polarimétrique (résolu ou non à l'échelle du grain de speckle). Pour comprendre l'influence de ces différentes erreurs, deux expressions mathématiques seront utilisées pour évaluer l'exactitude et la précision d'estimation, notées respectivement  $\hat{b}$  et  $\hat{\sigma}$ .

- **Exactitude :**

L'exactitude  $\hat{b}$ , correspondant à un biais systématique, sera définie comme la différence en norme de Frobenius entre le vecteur de Stokes simulé  $\vec{s}_{sim}$  et le vecteur de Stokes estimé moyen

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

$\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle$ . Le vecteur de Stokes estimé moyen résulte de la moyenne des vecteurs de Stokes pour les 1000 réalisations de bruit. L'exactitude s'écrit donc comme suit :

$$\hat{b} = \frac{\|\vec{\mathcal{S}}_{sim} - \langle \hat{\mathbf{S}} \rangle\|_F}{\|\vec{\mathcal{S}}_{sim}\|_F} \quad (IV.17)$$

où  $\|\vec{\mathcal{S}}\|_F$  représente la norme de Frobenius s'écrivant comme :

$$\|\vec{\mathcal{S}}\|_F = \sqrt{\sum_{i=1}^3 |s_i|^2} \quad (IV.18)$$

où  $s_i$  correspond aux trois paramètres de Stokes réduits  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$ .

- **Précision :**

On définit la précision des estimateurs étudiés comme l'écart-type en norme de Frobenius des 1000 vecteurs de Stokes estimés, résultants des différentes réalisations de bruit, normalisé par la norme de Frobenius du vecteur de Stokes estimé moyen. On écrit la précision ainsi :

$$\hat{\sigma} = \frac{\left\| \sqrt{\langle \hat{\mathbf{S}}^2 \rangle} - \langle \hat{\mathbf{S}} \rangle \right\|_F}{\|\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle\|_F} \quad (IV.19)$$

Par la suite, on s'intéressera à ces deux critères de performance pour comprendre l'influence, pour les différentes matrices d'analyse  $W$  choisies, des erreurs expérimentales que l'on peut rencontrer et notamment le niveau de rapport signal à bruit, la dépolarisation et enfin une erreur d'orientation ou de calibration au niveau de l'analyseur polarimétrique (PSA). Pour étudier l'évolution de ces critères en fonction des 1000 états polarimétriques d'entrée simulés, nous serons amenés à évaluer la valeur moyenne (notée  $\langle \rangle$ ) et la dispersion (écart-type) de ceux-ci.

#### IV.3.3 Influence du rapport signal à bruit

Comme on a pu le voir dans le chapitre précédent, le système d'imagerie de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle repose sur l'acquisition d'images d'intensité du motif de speckle. Ce motif est constitué de grains lumineux résultant d'interférences constructives et de zones sombres lorsque ces interférences sont destructives. Ainsi lors d'une acquisition d'une image d'intensité de ce motif, le rapport signal à bruit (SNR) varie spatialement dans l'image. En effet dans les zones de forte intensité lumineuse, le SNR est plus élevé que dans celles de faibles intensités où le rapport du signal à bruit est dégradé et l'influence du bruit du détecteur, notamment du bruit de photon, est plus importante. Par conséquent, l'objectif de cette partie est d'étudier l'influence sur la détermination du vecteur de Stokes du rapport signal à bruit en

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

fonction de la matrice d'analyse  $W$  sélectionnée et ainsi estimer la matrice d'analyse la plus adaptée pour étudier la répartition du SOP dans les zones de faible intensité.

Dans ce but, on simule trois niveaux d'intensité moyenne correspondant respectivement à la détection de  $N=10^3$ ,  $10^4$  et  $10^5$  photons pour un temps d'exposition fixé. Un bruit de photon est appliqué pour chaque niveau d'intensité moyenne ce qui équivaut à un signal ayant un SNR respectif de 31,6, 100 et 316,2. On rappelle que pour chaque état simulé, 1000 réalisations de bruit sont calculées. De ces simulations d'intensité, on obtient, par les approches de détermination du vecteur de Stokes expliquées précédemment, les résultats suivants.

- **Étude de l'exactitude :**

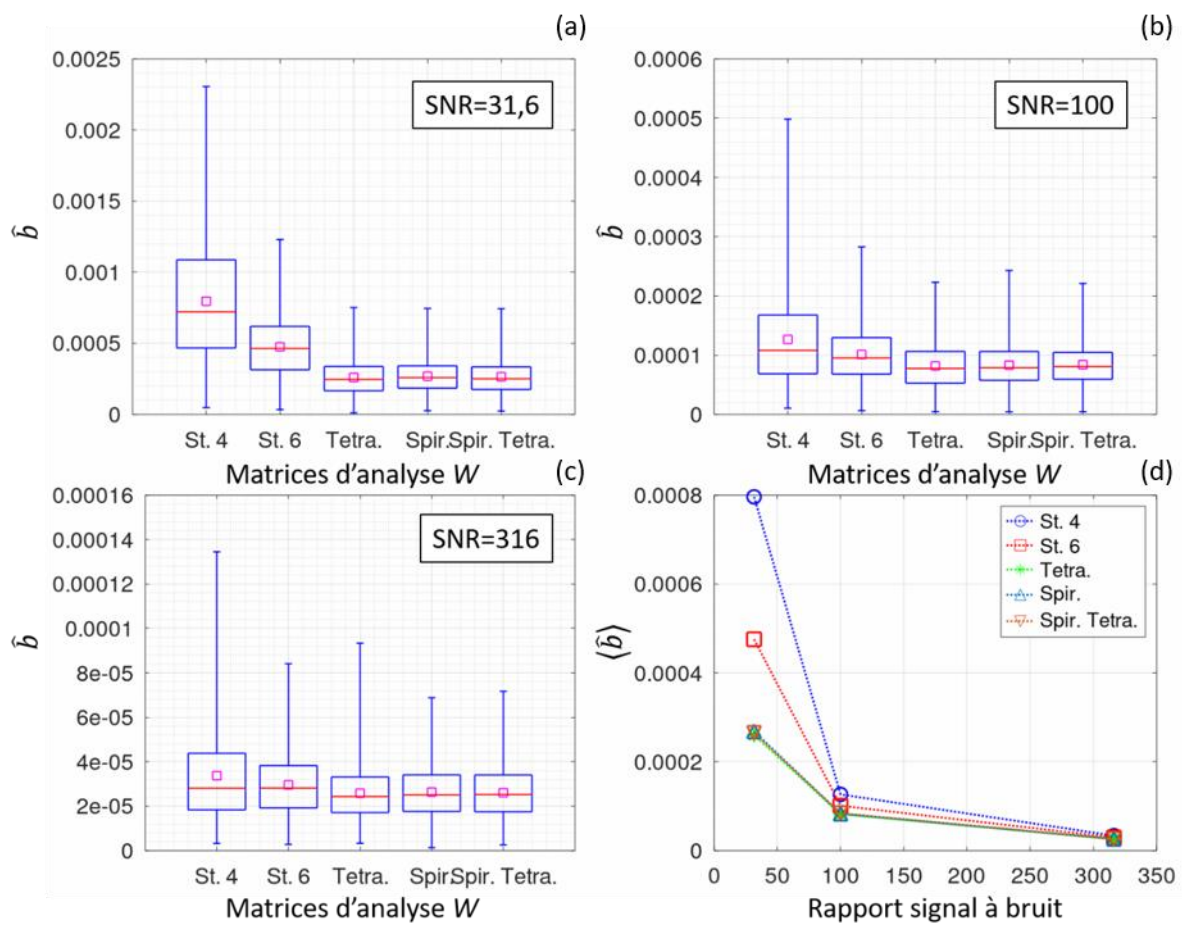


Figure IV-8 - Distribution du biais sur 1000 états polarimétriques aléatoires d'entrée en fonction de différentes matrices d'analyse pour trois rapports signal à bruit distincts (représentation en quartile ou box plot).

De manière générale et comme on s'y attend, le biais moyen  $\langle \hat{b} \rangle$  de toutes les matrices d'analyse (représenté par un marqueur carré de couleur fuchsia sur les Figure IV-8 (a), (b) et (c)) décroît avec l'augmentation du rapport signal à bruit comme le montre la Figure IV-8 (d). On relève

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse $W$

sur cette même figure que pour les trois matrices d'analyse « Tétraèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres », le biais moyen diminue de manière semblable lorsque le SNR croît. De plus, le biais moyen pour un rapport signal à bruit élevé est semblablement équivalent, indépendamment de la matrice d'analyse choisie. Ainsi dans un premier temps, on peut estimer qu'il est préférable de sélectionner les matrices d'analyse « Tétraèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres », notamment pour étudier l'état de polarisation dans les zones de faible intensité, où le SNR sera dégradé. Cependant en ne se fiant qu'au biais moyen, on peut penser que pour l'analyse polarimétrique de Stokes à l'intérieur du grain de speckle, là où le rapport signal à bruit est élevé, le choix de la matrice d'analyse influe peu.

Pour affiner cette analyse, on s'intéresse à la distribution des biais estimés  $\hat{b}$  pour les 1000 états aléatoires. Pour un rapport signal à bruit élevé (SNR=316, Figure IV-8 (c)), la dispersion des biais pour l'ensemble des matrices d'analyse est sensiblement comparable même si l'on peut noter que celles dites « Spirale » et « Spirale de tétraèdres », basées sur une répartition uniforme des états sur la sphère de Poincaré, présentent une dispersion légèrement plus faible. L'utilisation de ces matrices s'avère pertinente lorsque le rapport signal à bruit est dégradé comme le montre la Figure IV-8 (a), puisque la dispersion de ces matrices reste plus restreinte que celles dites « Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures » en plus de présenter un biais moyen moins important. Cette faible dispersion du biais indique qu'une matrice d'analyse ayant de nombreux états répartis uniformément sur la sphère de Poincaré présentera un biais systématique moins dépendant de l'état polarimétrique à analyser qu'une matrice présentant peu d'états sondés.

- **Étude de la précision :**

Dans cette partie, on s'intéresse à la précision des différentes matrices d'analyse qui est estimée par la valeur de l'écart-type en norme de Frobenius des 1000 réalisations de bruit pour chacun des états simulés. Ainsi une matrice d'analyse précise est définie par un écart-type en norme de Frobenius faible. Étant inversement proportionnelle à l'écart-type moyen  $\langle \hat{\sigma} \rangle$ , la précision moyenne pour chacune de ces matrices d'analyse augmente au fur et à mesure que le rapport signal à bruit croît, comme le montre la Figure IV-9. Pour un rapport de signal à bruit donné, l'ensemble des écarts-types moyens restent du même ordre de grandeur. Plus intéressant à analyser est la dispersion de l'écart-type sur les 1000 états estimés. On constate que la dispersion de l'écart-type estimé pour la matrice « Stokes 4 mesures », définie comme la différence des

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

valeurs extrêmes des écarts-types, est respectivement 4 et 11 fois plus élevée que celles obtenues pour la matrice « Stokes 6 mesures » et pour les trois dernières matrices.

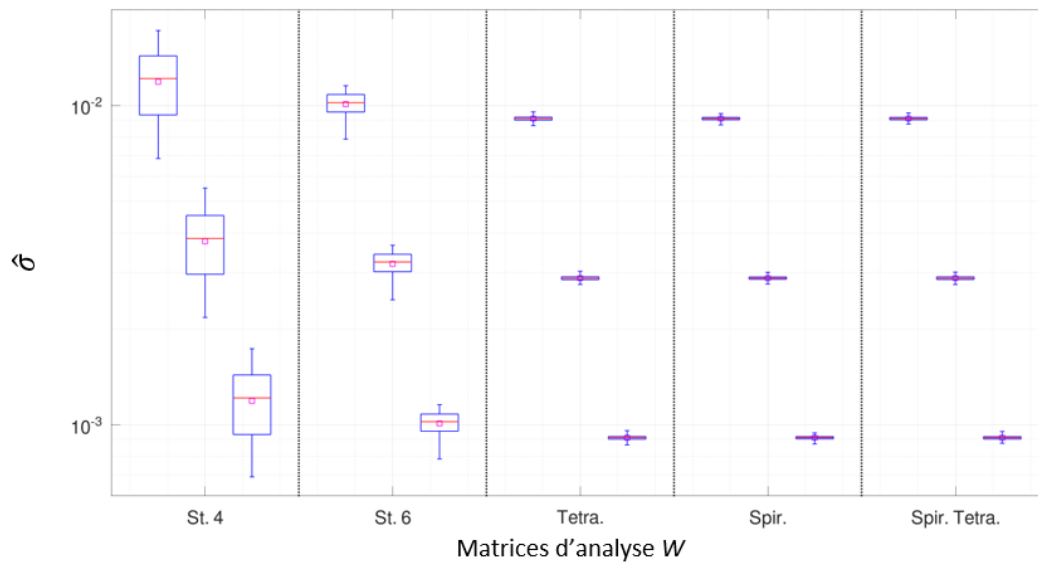


Figure IV-9 - Influence du rapport signal à bruit sur l'écart-type en norme de Frobenius du vecteur de Stokes estimé pour chaque matrice d'analyse. Pour une même matrice d'analyse, les trois chandeliers positionnés de la gauche vers la droite correspondent respectivement aux trois niveaux de rapport signal à bruit suivants : 31,6, 100 et 316.

Pour une question de lisibilité, nous avons affiché la dispersion des écarts-types estimés pour les matrices « Tétraèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » et obtenus pour un rapport de signal à bruit de 100 sur la Figure IV-10. On constate que la distribution de l'écart-type de chaque matrice est semblable, indépendamment du rapport signal à bruit. Ainsi, comparées aux matrices « Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures », les matrices « Tétraèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » permettent de déterminer, à rapport signal à bruit constant, n'importe quel état de Stokes avec une précision relativement régulière.

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

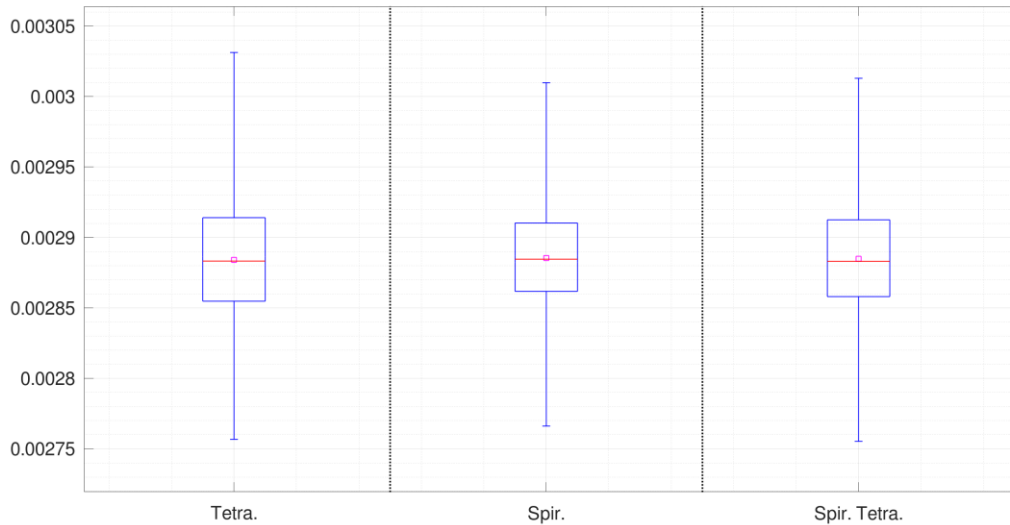


Figure IV-10 - Dispersion des écarts-types en norme de Frobenius du vecteur de Stokes estimé pour les matrices d'analyse « Tétrahédre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » obtenues sur les 1000 états polarimétriques d'entrée avec un rapport de signal à bruit de 100.

#### Conclusions préliminaires

Pour déterminer les paramètres de Stokes avec le plus d'exactitude possible, on privilégiera l'utilisation des matrices d'analyse « Tétrahédre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres », notamment pour estimer les états de polarisation dans les zones peu lumineuses. De plus, ces matrices ont le double avantage de présenter une précision optimale et on peut considérer cette précision comme constante indépendamment de l'état polarimétrique étudié, en comparaison aux méthodes plus classiques de Stokes à 4 et 6 mesures.

#### IV.3.4 Influence de la dépolarisation

Il a été démontré qu'à l'intérieur d'un grain de speckle, dont le motif est produit par l'interaction d'un échantillon avec un laser monomode, le degré de polarisation est déterministe et égal à 1 [22], [85], [86]. L'effet de dépolarisation à l'échelle macroscopique est dû à un moyennage, qu'il soit spatial [11 - 12], [100], temporel et/ou spectral. D'autres études ont montré que lors d'une interaction d'un flux lumineux produit par un laser dit « dépolarisé » avec un échantillon, le motif de speckle résultant présente des grains lumineux où l'état de polarisation n'est pas purement polarisé. Par la suite, notamment dans le chapitre VI, on s'intéressera, grâce à l'utilisation d'un laser bi-fréquences, bi-polarisations, à des situations physiques où des grains de speckle présentent de la dépolarisation ( $DOP < 1$ ). Pour pouvoir étudier ces effets de dépolarisation à l'intérieur d'un grain de speckle, il est important de comprendre l'influence de

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

la dépolarisation sur la détermination des paramètres de Stokes pour les différentes matrices d'analyse.

Dans ce but on s'intéresse à la capacité de chaque matrice d'analyse à déterminer, avec exactitude et précision, le vecteur de Stokes d'un flux lumineux présentant de la dépolarisation. À cette fin, on se focalise sur trois flux lumineux ayant un taux de polarisation de 1, 0,5 et 0,1. Ainsi pour chaque état aléatoire, l'intensité est simulée successivement pour ces trois degrés de polarisation, en multipliant les paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  par un coefficient de polarisation noté  $p$  ayant comme valeur successive 1, 0,5 et 0,1. L'état aléatoire simulé résultant est défini comme suit :

$$\vec{s}_{sim} = \begin{cases} 1 \\ p \cdot s_1 \\ p \cdot s_2 \\ p \cdot s_3 \end{cases} \quad (IV.21)$$

On rappelle qu'un bruit de photon ayant un rapport signal à bruit de 100 est appliqué sur l'intensité simulée et 1000 réalisations de bruit sont réalisées pour chaque état aléatoire (1000 états polarimétriques d'entrée aléatoires simulés).

- **Étude de l'exactitude :**

Pour l'exactitude, la Figure IV-11 montre que le biais moyen  $\langle \hat{b} \rangle$  croît à mesure que le degré de polarisation se dégrade et cela de manière similaire à l'ensemble des matrices d'analyse étudiées. Pour être plus quantitatif, on note que le rapport entre biais moyen obtenu pour un DOP de 1 et celui de 0,1 est de l'ordre de 10. De plus, à degré de polarisation donné, le biais moyen est comparable indépendamment de la matrice d'analyse choisie, sauf pour la matrice « Stokes 4 mesures » où le biais moyen obtenu est 1,4 fois plus élevé que celui des autres matrices. Cependant, un des paramètres qui évolue pour les différentes matrices est celui de la dispersion du biais. Ainsi, pour un DOP de 0,1 la Figure IV-11 montre que la matrice « Spirale de tétraèdres » est celle ayant la dispersion des biais la moins étendue alors que la dispersion pour les autres matrices est 62%, 4%, 19% et 20% plus élevées (respectivement pour les matrices « Stokes 4 mesures », « Stokes 6 mesures », « Tétraèdres » et « Spirale »). Ainsi pour déterminer les paramètres de Stokes d'un état présentant de la dépolarisation avec une exactitude optimale et une dispersion du biais la plus faible, il est préférable de sonder des nombreux états uniformément répartis à la surface de la sphère de Poincaré où chaque ensemble de 4 états forment un tétraèdre (matrice « Spirale tétraèdre »).

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

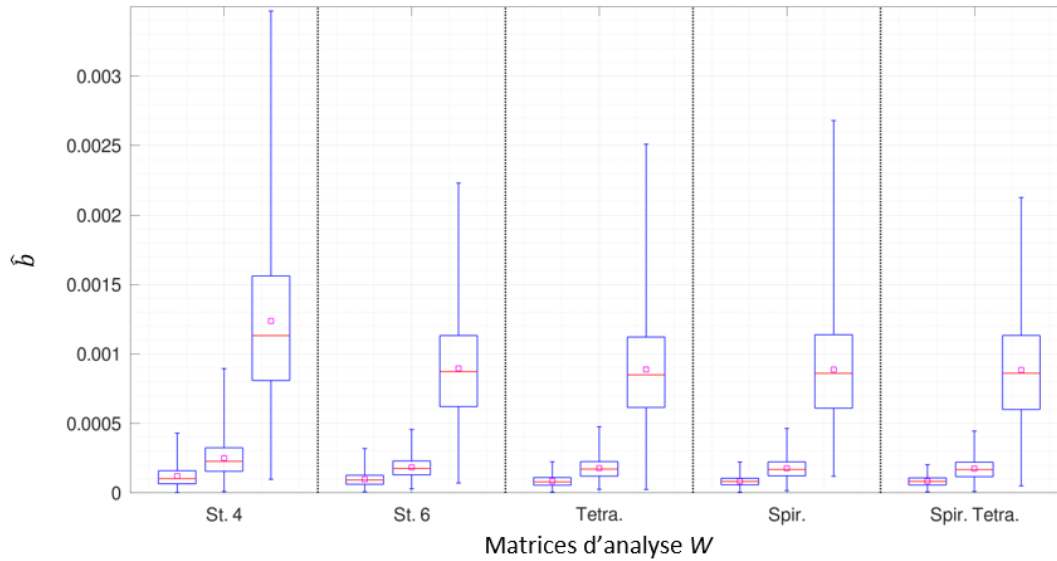


Figure IV-11 - Influence de la dépolarisation sur la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Pour une même matrice d'analyse, les trois chandeliers positionnés de la gauche vers la droite correspondent respectivement à un degré de polarisation de 1, 0,5 et 0,1. Cette simulation est réalisée avec un SNR de 100.

- **Étude de la précision :**

Pour rappel, ces simulations sont réalisées en appliquant un bruit de photons aux intensités simulées et correspondent à un rapport signal à bruit de 100. Ainsi les résultats affichés pour un degré de polarisation de 1 sont identiques à ceux obtenus dans l'étude de l'influence du SNR (voir Figure IV-12 (a)). De plus, on a conclu que les matrices d'analyse « Tétrahèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » présentent une précision de mesure équivalente.

On remarque que la précision se dégrade, à mesure que le taux de polarisation décroît, d'un facteur 10 entre celle obtenue pour un DOP de 1 et 0,1, indépendamment de la matrice d'analyse. Ce rapport de dégradation de la précision est similaire à celui calculé lors de l'étude de la dépolarisation sur l'exactitude. On constate que les matrices d'analyse « Tétrahèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » ont une précision comparable et qui évoluent avec le DOP de manière similaire, tout comme la dispersion de la précision. La matrice « Stokes 4 mesures » demeure celle présentant une dispersion de la précision la plus élevée, donc peu intéressante dans notre cas pour faire de l'analyse polarimétrique fine du motif de speckle. Quant à la matrice « Stokes 6 mesures », ses performances sont moins bonnes que les matrices « Tétrahèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » pour un DOP de 1 mais plus le taux de



#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

polarisation diminue et plus sa précision et la dispersion de précision deviennent semblables à celles des trois autres matrices.

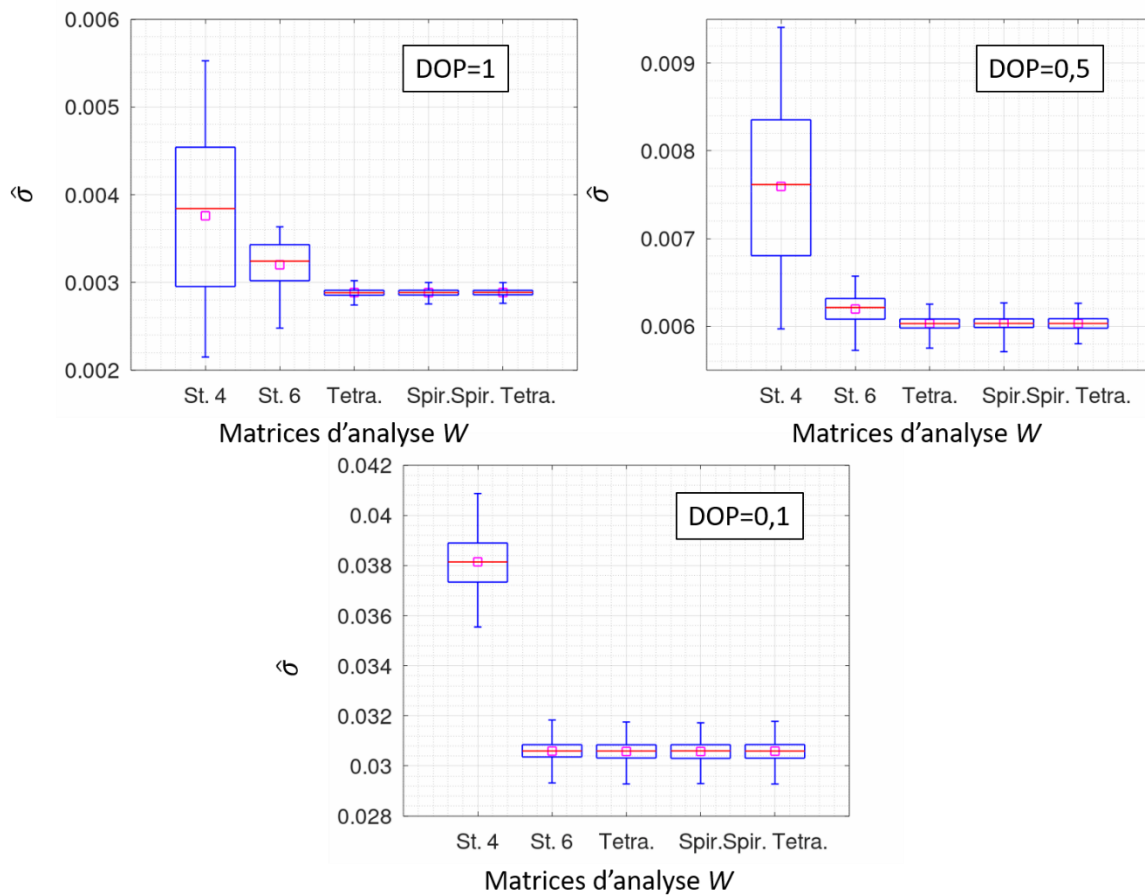


Figure IV-12 - Influence de la dépolarisation sur la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Trois niveaux de DOP sont étudiés et sont respectivement de 1, 0,5 et de 0,1.

#### Conclusions préliminaires

Pour déterminer avec une bonne exactitude un état de polarisation présentant de la dépolarisation, on utilisera préférentiellement la matrice d'analyse « Stokes 6 mesures » ou « Spirale de tétraèdres ». Cependant pour une meilleure précision, indépendamment du niveau de dépolarisation, la matrice d'analyse « Spirale de tétraèdres » semble à privilégier. De plus, en prenant en compte l'influence du rapport signal à bruit sur le biais et la précision de la mesure, par la suite on s'intéressera essentiellement aux matrices « Tétraèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » qui présentent dans notre cas un plus grand intérêt.

### IV.3.5 Influence d'un désalignement d'un élément du PSA

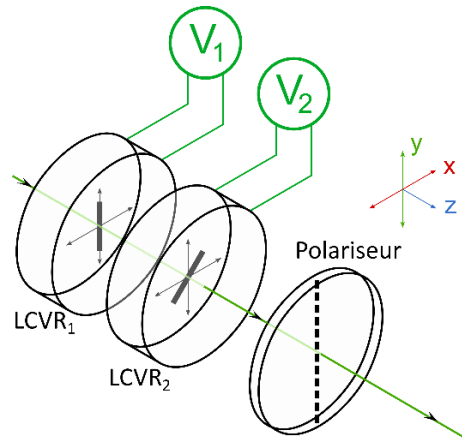


Figure IV-13 - Représentation de l'analyseur polarimétrique à base de lames à retard à cristaux liquides contrôlées en tension.

Notre module d'analyse d'états polarimétriques étant composé d'éléments optiques anisotropes, il est important de connaître au moins de manière qualitative l'influence d'une erreur expérimentale d'orientation des axes d'anisotropie sur la détermination des paramètres de Stokes de chaque matrice d'analyse.

Ainsi dans cette étude, la simulation porte sur une erreur d'orientation  $\varepsilon$  de  $1^\circ$  sur un seul des éléments optiques du PSA et de manière successive sur le LCVR<sub>1</sub>, LCVR<sub>2</sub> et le polariseur. Pour simuler cette erreur d'orientation, la matrice de Mueller du PSA est réécrite sous la forme suivante :

$$M_{PSA} = M_P(\theta_p + \varepsilon_p)M_{LCVR2}(\theta_2 + \varepsilon_2, \phi_2)M_{LCVR1}(\theta_1 + \varepsilon_1, \phi_1) \quad (IV.22)$$

où l'orientation des axes propres est définie par les angles  $\theta$  et où  $\phi_i$  représente le retard induit par les lames à retard variable. Ainsi pour simuler une erreur d'orientation du LCVR<sub>1</sub> par exemple, les valeurs des erreurs d'orientation seront fixées à  $\varepsilon_1=1^\circ$  et  $\varepsilon_2= \varepsilon_p=0^\circ$ . On rappelle que les états sondés sont identiques aux états purement polarisés décrits précédemment et un bruit de photons correspondant à un SNR de 100 est appliqué sur les intensités simulées.

- **Étude de l'exactitude :**

La première observation la plus évidente mise en évidence par la Figure IV-14 est que les matrices d'analyse « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » subissent une influence similaire, pour le biais moyen et la dispersion de ce biais, indépendamment de l'élément optique présentant une erreur d'orientation. Leurs comportements restent semblables peu importe quel élément du PSA présente une erreur d'orientation de ses axes. Quant aux matrices d'analyse

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

« Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures », le biais introduit par une erreur d'orientation à une forte dépendance à l'élément désorienté, notamment si l'erreur d'orientation porte sur l'une des lames à retard variable.

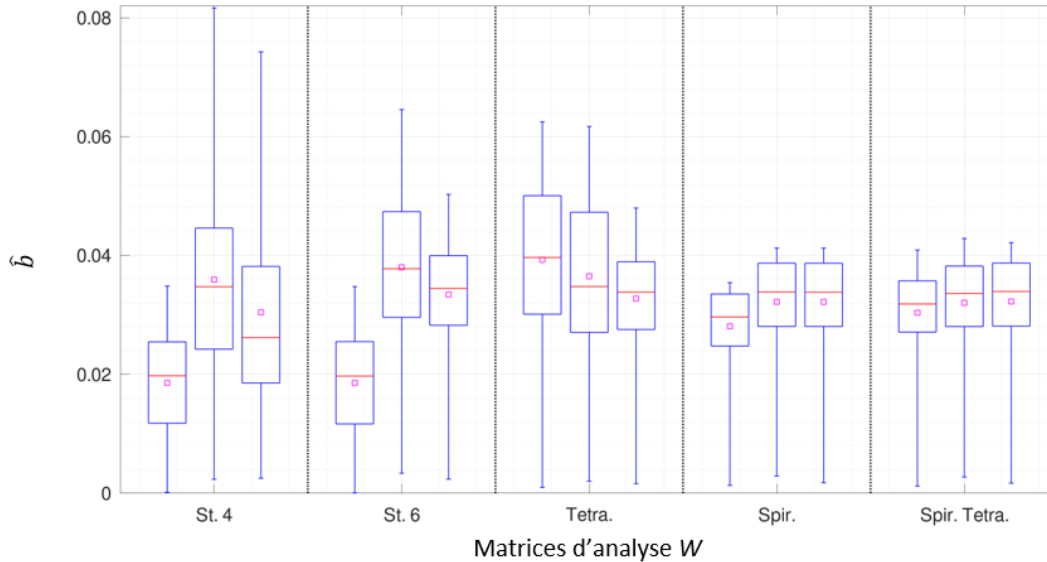


Figure IV-14 - Influence d'une erreur d'orientation d'un élément du PSA sur la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Pour une même matrice d'analyse, les trois chandeliers positionnés de la gauche vers la droite correspondent respectivement à une erreur d'orientation de  $1^\circ$  sur le LCVR<sub>1</sub>, LCVR<sub>2</sub> et du polariseur. Cette simulation est réalisée avec un SNR de 100.

Ainsi, cette étude montre qu'en sondant de nombreux états répartis uniformément à la surface de la sphère de Poincaré, une erreur d'orientation des axes d'un des éléments optiques du PSA engendrera un biais constant peu importe quel élément est désorienté. De plus, pour ces deux matrices d'analyse la distribution des trois quarts (les trois quartiles supérieurs) des états estimés est moins étendue que la distribution de la moitié des états (deuxième et troisième quartiles) des trois autres matrices. Ces matrices d'analyse garantissent donc de mieux limiter l'influence d'un biais expérimental sur l'exactitude des résultats estimés

- **Étude de la précision :**

Comme le montre la Figure IV-15, où la première chandelle représente la précision d'estimation moyenne et sa dispersion (pour les 1000 états polarimétriques aléatoires simulés) avec une orientation parfaite des éléments du PSA et les trois dernières chandeliers représentent respectivement une erreur de  $1^\circ$  sur le LCVR<sub>1</sub>, LCVR<sub>2</sub> et le polariseur, pour une matrice d'analyse donnée. On remarque qu'un défaut d'alignement limité d'un des éléments composant le PSA n'a pas d'influence sur la précision de l'estimation du vecteur de Stokes. Cette

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

observation s'interprète par le fait qu'un défaut d'alignement (limité) du PSA conduit simplement à l'estimation d'un état de polarisations inexact (biaisé).

•

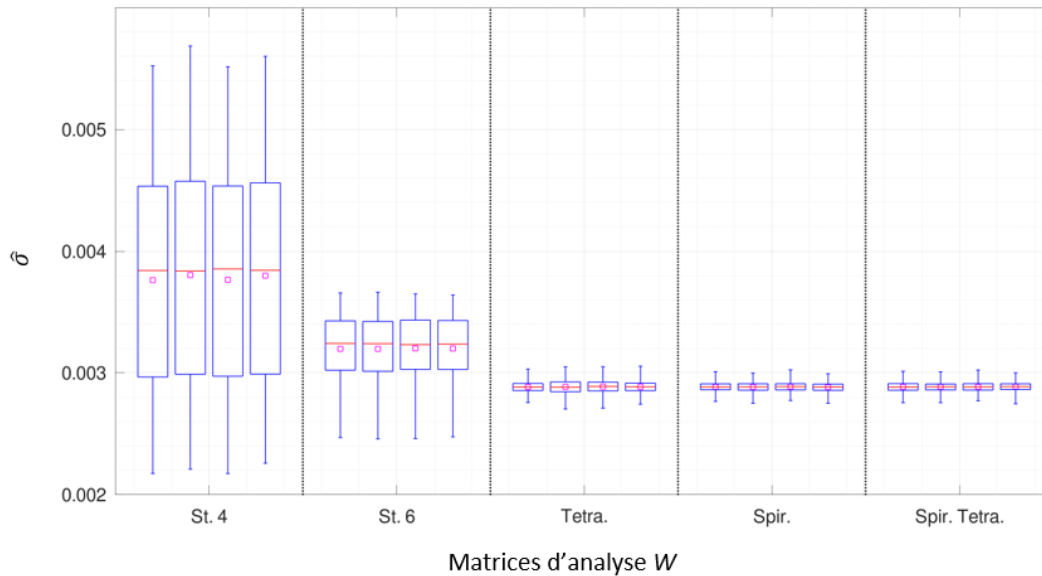


Figure IV-15 - Influence d'une erreur d'orientation d'un élément du PSA sur la précision de la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Pour une même matrice d'analyse, les quatre chandeliers positionnés de la gauche vers la droite correspondent respectivement à une erreur d'orientation nulle et de  $1^\circ$  sur le  $LCVR_1$ ,  $LCVR_2$  et du polariseur. Cette simulation est réalisée avec un SNR de 100.

#### Conclusions préliminaires

On peut conclure que les matrices d'analyse composées de nombreux états répartis uniformément à la surface de la sphère de Poincaré présentent un biais moyen indépendamment de l'élément désaligné et une dispersion du biais moins étendue ce qui leur confère une meilleure « robustesse » à une erreur d'orientation expérimentale lors de la mise en place des éléments du PSA.

#### IV.3.6 Influence d'un désalignement global du PSA

Dans cette partie, on étudie l'influence d'un biais introduit lors d'une erreur d'orientation globale de  $1^\circ$  de l'ensemble du PSA. Ainsi une erreur est appliquée sur chaque élément optique du PSA ( $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_P = 1^\circ$ ). Dans cette simulation, un bruit de Poisson est appliqué aux intensités simulées pour obtenir un SNR de 100.

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

- **Étude de l'exactitude :**

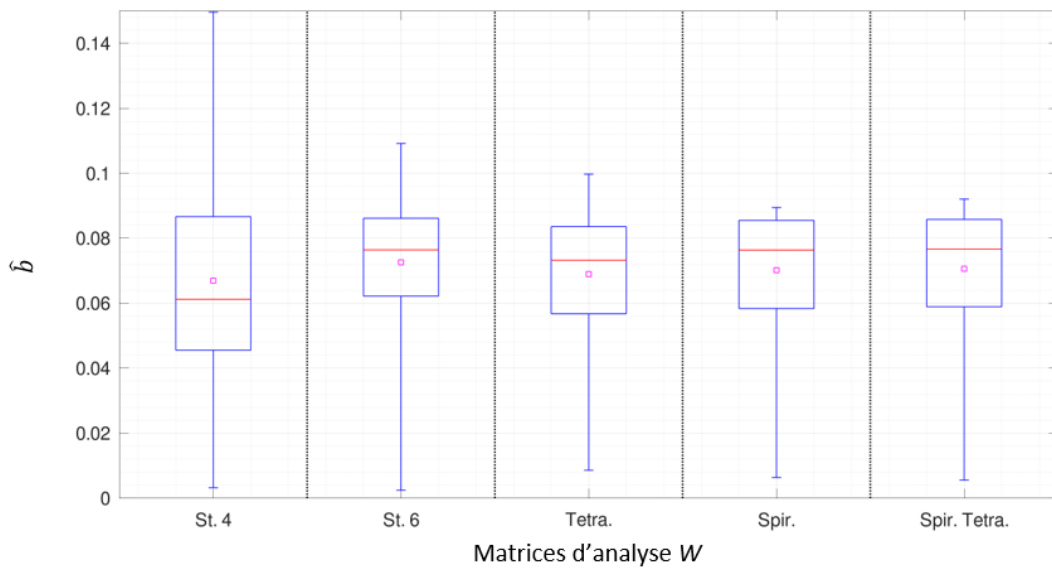


Figure IV-16 - Influence d'une erreur d'orientation globale du PSA sur l'exactitude de la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Cette simulation est réalisée avec un SNR de 100.

La Figure IV-16 montre qu'une erreur de  $1^\circ$  sur l'orientation global du module d'analyse d'états polarimétriques engendre un biais moyen important, représenté par un carré fuchsia, similaire pour toutes les matrices d'analyse étudiées. Cependant les matrices d'analyse « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » conservent une dispersion plus restreinte du biais en fonction des états sondés, notamment pour les trois derniers quartiles.

- **Étude de la précision :**

Comme pour l'étude précédente sur une erreur d'orientation d'un élément unique du module d'analyse d'états polarimétriques, une erreur d'orientation de  $1^\circ$  du PSA n'a pas d'influence d'estimation sur la précision des différentes matrices d'analyse comme le montre la Figure IV-17 où, pour une matrice d'analyse donnée, la première chandelle représente la dispersion de la précision pour une orientation parfaite du PSA et la seconde correspond à la dispersion de la précision obtenue avec une erreur d'orientation de  $1^\circ$  du module d'analyse.

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse $W$

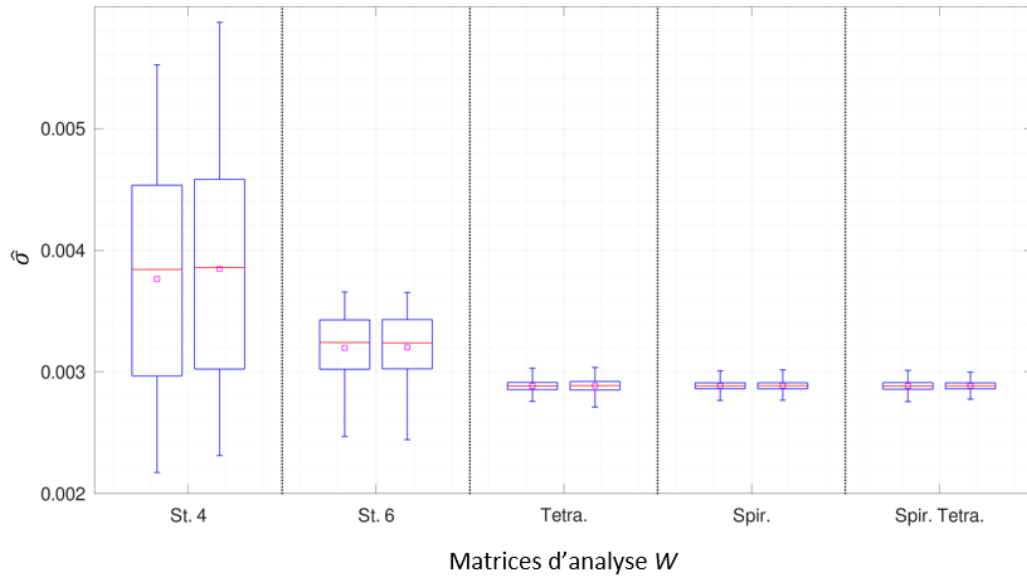


Figure IV-17 - Influence d'une erreur d'orientation du PSA sur la précision de la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Pour une même matrice d'analyse, les deux chandeliers positionnés de la gauche vers la droite correspondent respectivement à une erreur d'orientation nulle et de  $1^\circ$  du PSA. Cette simulation est réalisée avec un SNR de 100.

#### Conclusions préliminaires

Ces simulations démontrent qu'un désalignement global du PSA conduit à biaiser globalement l'estimation des états de polarisation, et ce, indépendamment des états de sonde (matrice d'analyse) choisis. Ceci peut se comprendre puisqu'une modification légère de l'axe global du PSA s'apparente à tenter d'estimer les vecteurs de Stokes avec un « référentiel » polarimétrique erroné, qui constituera la source de biais principale indépendamment de la matrice d'analyse choisie. D'après les résultats ci-dessus, on retiendra toutefois que les matrices d'analyse « Tétraèdre », « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » restent plus intéressantes car elles conservent une faible dispersion du biais et de la précision.

#### IV.3.7 Influence d'une erreur de calibration d'un LCVR

Une autre des erreurs expérimentales que l'on peut rencontrer lors de l'utilisation d'une lame à retard variable à cristaux liquides est une erreur sur la tension de consigne, c'est pourquoi l'utilisation de LCVR nécessite une étape de calibration régulière. Cette simulation s'appuie sur les courbes expérimentales de calibration obtenues pour nos lames à retard variable (Figure IV-18 (gauche)), (cf. III.2.2). Pour comparer les biais engendrés pour une erreur successive sur l'une des lames à retard variable, on utilisera uniquement la courbe de calibration expérimentale du LCVR<sub>1</sub>. Cela permet de s'affranchir des variations entre ces deux courbes et d'appliquer la

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

même erreur sur chaque lame. Cette hypothèse est valable puisqu'expérimentalement on constate que ces courbes sont très comparables.

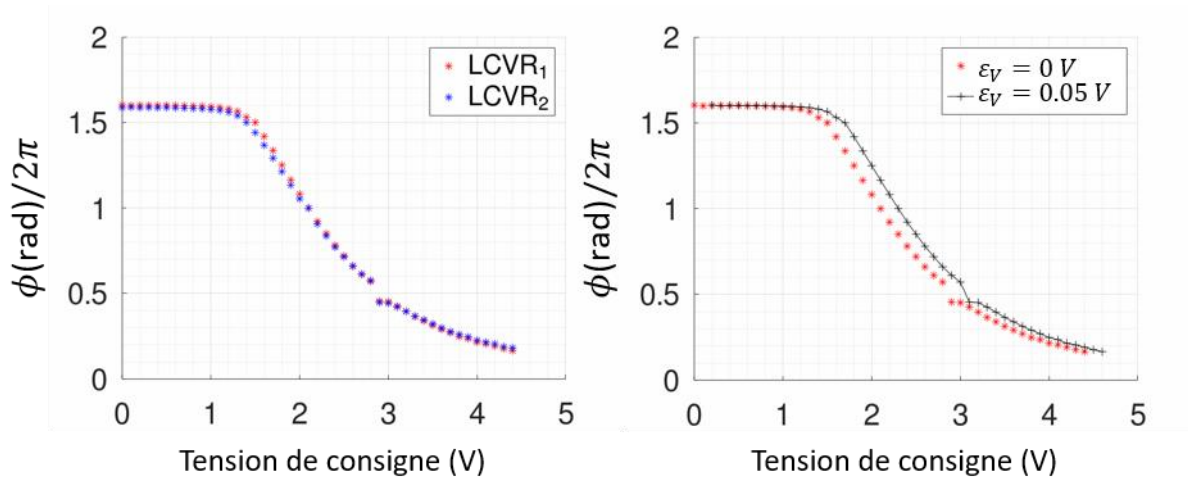


Figure IV-18 - À gauche : courbe de calibration des deux lames à retard variable à cristaux liquides. À droite : courbe de calibration du LCVR<sub>1</sub> avec et sans erreur de tension de consigne.

Dans cette simulation, on introduit une erreur sur la tension appliquée à une des lames à retard variable. Cette erreur notée  $\varepsilon_V$  est choisie arbitrairement comme égale à 0,05 V. On rappelle que la calibration des lames à retard variable à cristaux liquides, expliquée dans le chapitre précédent, porte sur 45 tensions distinctes réparties entre 0 et 4,5 V, par pas de 0,1 V. On constate qu'une erreur fixe sur la tension des lames à retard variable induit une erreur sur le retard appliqué de manière non-linéaire (Figure IV-18 (droite)).

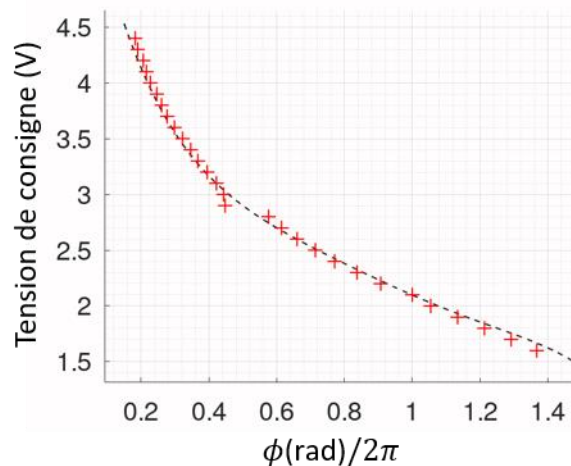


Figure IV-19 - Régression polynomiale, représentée par la courbe discontinue, de la tension de consigne en fonction de déphasage induit obtenue lors de la calibration du LCVR<sub>1</sub>, représenté par les croix rouges.

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

Pour simuler cette erreur de calibration, la première étape consiste à déterminer les couples de tension ( $V_{LCVR1}$ ,  $V_{LCVR2}$ ) à appliquer aux deux lames à retard variable correspondant aux couples de retard induit ( $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ) pour chacun des états des différentes matrices d'analyse. La courbe de calibration est tracée pour représenter la tension de la lame à retard variable en fonction du retard induit  $V(\phi)$  (Figure IV-19), et une régression polynomiale d'ordre 6 est appliquée à ces données, sans prise en compte des valeurs constantes de déphasages mesurés pour une tension inférieure à 1,5 V (Figure IV-18).

La seconde étape consiste à déterminer le déphasage d'un des LCVR résultant d'une erreur de tension  $\varepsilon_V$  de 0,05V, pour chaque état sondé. Pour les déterminer, une régression polynomiale d'ordre 6 est appliquée aux données du déphasage induit en fonction de la tension de calibration, qui s'écrit :

$$\phi(V) = 9,26V^6 - 1,55V^5 + 1.03V^4 - 3.44V^3 + 6.22V^2 - 6.75V^1 + 5.10 \quad (\text{IV. 23})$$

Par la suite, on introduit une erreur de tension sur le déphasage  $\phi_{\varepsilon_V}$  comme suit :

$$\begin{aligned} \phi_{\varepsilon_V}(V + \varepsilon_V) = & 9,26(V + \varepsilon_V)^6 - 1,55(V + \varepsilon_V)^5 + 1.03(V + \varepsilon_V)^4 \\ & - 3.44(V + \varepsilon_V)^3 + 6.22(V + \varepsilon_V)^2 - 6.75(V + \varepsilon_V)^1 + 5.10 \end{aligned} \quad (\text{IV. 24})$$

On rappelle que l'erreur en tension introduite est appliquée successivement sur l'une et l'autre des lames à retard variable. Ainsi la matrice de Mueller du PSA, pour une erreur sur la tension du LCVR<sub>1</sub>, est réécrite sous la forme suivante :

$$M_{PSA} = M_P(\theta_p)M_{LCVR2}(\theta_2, \phi_2)M_{LCVR1}(\theta_1, \phi_{\varepsilon_V,1}) \quad (\text{IV. 25})$$

Avec cette introduction d'une erreur sur la tension de consigne d'une des lames à retard variable, on étudie l'influence de cette erreur sur la détermination des paramètres de Stokes pour les différentes matrices d'analyse. Pour cette simulation, un bruit de photon est toujours appliqué aux intensités simulées avec un rapport signal à bruit de 100.

- **Étude de l'exactitude :**

Les résultats de l'étude sur l'exactitude de la détermination des paramètres de Stokes de chaque matrice d'analyse sont présentés Figure IV-20, où pour une matrice d'analyse donnée les trois chandeliers présentent respectivement la dispersion du biais sur les 1000 états d'entrée pour une calibration parfaite des LCVRs, une erreur de 0,05 V sur la tension de consigne du LCVR<sub>1</sub> et celle du LCVR<sub>2</sub>. On constate que le biais moyen pour une erreur de consigne sur le LCVR<sub>2</sub> est plus élevé que celui pour une erreur sur le LCVR<sub>1</sub>, à l'exception de la matrice « Stokes 4 mesures ». On remarque, dans le cas d'une erreur de consigne sur le LCVR<sub>1</sub>, que le biais moyen



#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

pour les matrices « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » est deux fois moins important que les autres matrices. De plus, dans ce cas elles présentent une dispersion du biais plus restreinte. Cependant cette analyse est différente dans le cas où l'erreur de la tension de consigne est présente sur le LCVR2. En effet, les matrices « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » ont un biais moyen légèrement plus élevé.

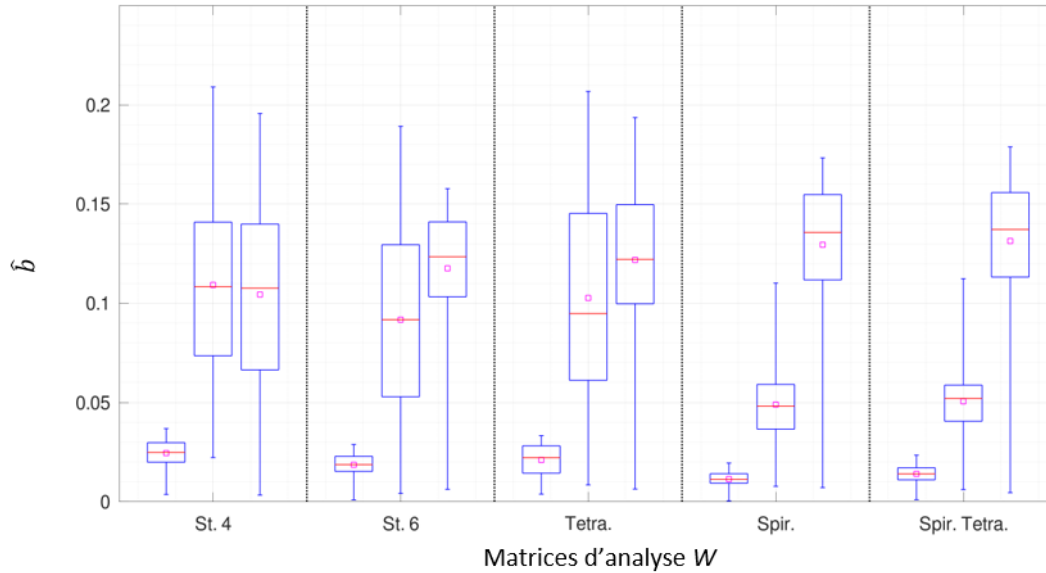


Figure IV-20 - Influence d'une erreur de calibration sur l'une des lames à retard variable du PSA sur la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Pour une même matrice d'analyse, les trois chandeliers positionnés de la gauche vers la droite correspondent respectivement à une calibration parfaite, une erreur de calibration sur le LCVR<sub>1</sub> et sur le LCVR<sub>2</sub>. Cette simulation est réalisée avec un SNR de 100.

Cette différence observée sur l'évolution du biais moyen entre une erreur de tension sur un LCVR ou l'autre peut s'expliquer par le fait que l'intensité détectée pour un état  $k$  donné, détaillée précédemment, est définie comme :

$$I_k = \frac{I}{2} [1 - p \cdot \cos(2\chi) \cos(2\psi) \cos(\phi_{2,k}) - p \cdot \sin(2\chi) \cos(\phi_{1,k}) \sin(\phi_{2,k}) + p \cdot \cos(2\chi) \sin(2\psi) \sin(\phi_{1,k}) \sin(\phi_{2,k})] \quad (\text{IV.26})$$

où le retard induit par le LCVR<sub>2</sub>, noté  $\phi_2$ , modifie trois des quatre termes de l'équation précédente alors que celui induit par le LCVR<sub>1</sub> n'en fait varier que deux. On peut ainsi constater qu'une erreur de tension de consigne sur une des deux lames de phase, fait biaiser de manière inégale l'estimation des paramètres de Stokes comme le montre la Figure IV-21 et la Figure IV-22 qui représentent respectivement les résultats d'estimation des paramètres de Stokes sur

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

la sphère de Poincaré pour une erreur sur la tension de consigne du LCVR<sub>1</sub> et du LCVR<sub>2</sub>. En effet, sur la Figure IV-21, on peut constater que les 1000 vecteurs de Stokes estimés, à partir de 1000 vecteurs simulés aléatoirement recouvrant ainsi la surface de la sphère de Poincaré, par les matrices « Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures » ne forment plus un volume sphérique mais plutôt un volume ellipsoïdal alors que pour les autres matrices, le volume reste sensiblement sphérique mais le centre de la sphère est décalé vers les  $s_1$  négatifs. Sur la Figure IV-22, la déformation du volume sphérique est toujours observable pour les estimations réalisées à partir des matrices « Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures ». Cependant, dans le cas d'une erreur de tension de consigne sur le LCVR<sub>2</sub>, les déformations de la sphère sont moins visibles pour les estimations réalisées avec les autres matrices d'analyse, alors que pourtant le biais est plus élevé que le biais produit par une erreur de tension de consigne sur le LCVR<sub>1</sub>. Cela est dû à une rotation des vecteurs de Stokes estimés sur la sphère de Poincaré, tout en conservant sensiblement la forme sphérique formée par la sphère de Poincaré. Cela montre que les états estimés par les matrices d'analyse « Spirale » et « Spirale de tétraèdres », présentant une dispersion du biais plus faible (pour les 3 derniers quartiles), se situent à la surface de la sphère de Poincaré, correspondant à un degré de polarisation de 1. A l'inverse, pour les matrices d'analyse « Stokes 4 mesures » et « Stokes 6 mesures », le volume ellipsoïdal formé par les états estimés montre que pour certains états, correspondant à des états n'étant pas situés à la surface de la sphère de Poincaré, induit une dégradation du degré de polarisation.

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

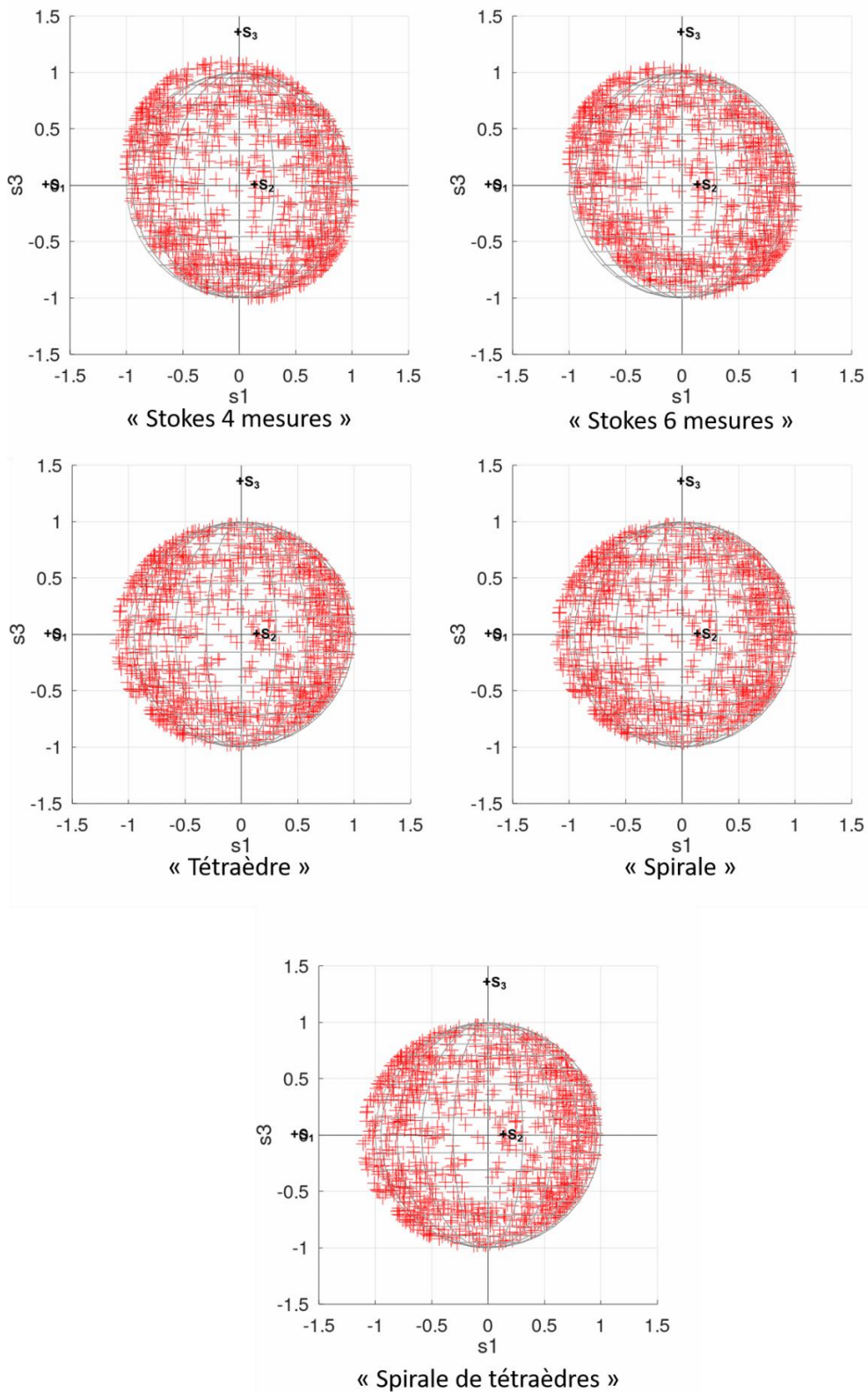


Figure IV-21 - Représentation des 1000 états estimés avec une erreur de 0.05V sur la tension de consigne du LCVR<sub>1</sub>.

### IV.3. Influence du choix des matrices d'analyse W

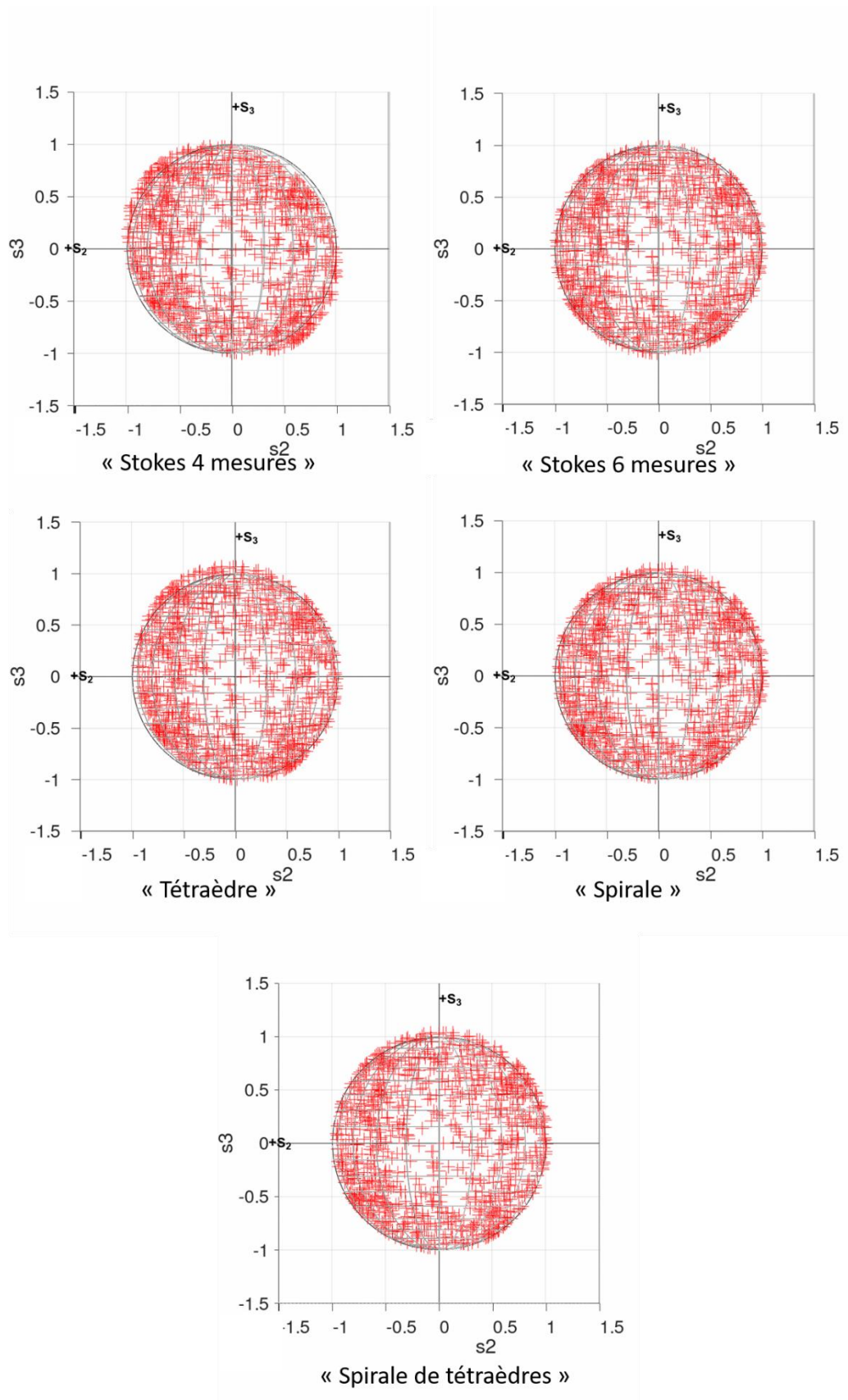


Figure IV-22 - Représentation des 1000 états estimés avec une erreur de 0.05V sur la tension de consigne du LCVR<sub>2</sub>.

#### IV. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

- **Étude de la précision :**

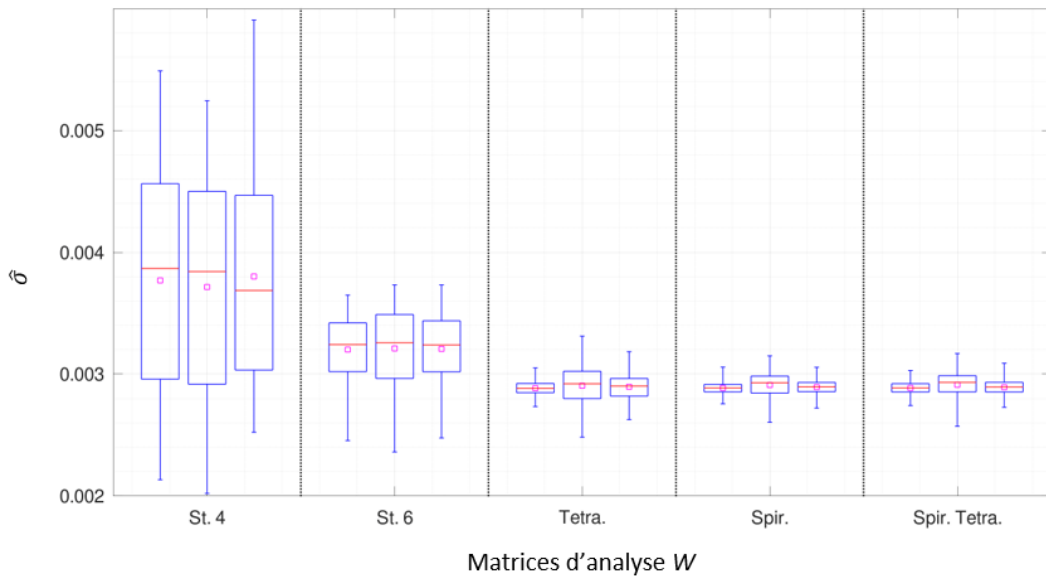


Figure IV-23 - Influence d'une erreur de calibration sur l'une des lames à retard variable du PSA sur la précision de la détermination du vecteur de Stokes pour chaque matrice d'analyse. Pour une même matrice d'analyse, les trois chandeliers positionnés de la gauche vers la droite correspondent respectivement à une calibration parfaite, une erreur de calibration sur le LCVR<sub>1</sub> et sur le LCVR<sub>2</sub>. Cette simulation est réalisée avec un SNR de 100.

Une erreur sur la tension de consigne sur l'une des lames à retard variable à une faible influence sur la précision moyenne de chaque matrice d'analyse. Cependant on peut constater pour les quatre dernières matrices d'analyse, que la dispersion de la précision est augmentée pour une erreur de tension sur le LCVR<sub>1</sub>.

#### **Conclusions préliminaires**

Pour conclure sur l'influence d'une erreur de tension sur la consigne des LCVRs, on remarque que les matrices « Spirale » et « Spirale de tétraèdres » ont une dispersion des trois derniers quartiles plus faibles que les autres matrices d'analyse. Cette faible dispersion est aussi présente sur la précision de mesure. Cependant, même si ces matrices présentent un biais limité pour une erreur de tension sur le LCVR<sub>1</sub>, l'influence de cette erreur sur le LCVR<sub>2</sub> est 2,5 fois plus importante.

## IV.4 Conclusion

### IV.4.1 Conclusion sur l'influence du choix des matrices d'analyse sur les performances d'estimation

L'ensemble des simulations présentées dans la section précédente met en évidence l'intérêt d'utiliser une approche de type SOPAFP (utilisant de nombreux états d'analyse répartis autour de la sphère de Poincaré) pour estimer les paramètres de Stokes avec une précision importante et un biais globalement plus faible que les approches classiques (Stokes 4 et 6 mesures). Parmi les deux ensembles d'états comparés dans ce chapitre (« Spirale » et « Spirale de tétraèdres »), l'ensemble des résultats présentés ci-dessus ne permet pas de déceler une différence véritablement significative entre les performances d'estimation et la robustesse des deux options envisagées. Pour s'assurer de disposer du conditionnement optimal pour l'étape d'inversion, nous proposons de privilégier le choix d'états selon l'approche « Spirale de tétraèdres ». Nous récapitulons ici les avantages de ce choix d'une approche de mesure/d'estimation de type SOPAFP :

- Cette matrice permet la détermination du vecteur de Stokes avec une faible influence de l'état de polarisation étudié, grâce aux nombreux états sondés répartis uniformément à la surface de la sphère de Poincaré.
- De plus, l'estimation des paramètres de Stokes est moins influencée par le niveau de rapport signal à bruit et le degré de polarisation de l'état étudié, que ce soit sur le biais, sa dispersion et même sa précision (cette propriété étant directement reliée à l'optimalité du conditionnement de la matrice  $W$ ). Cette « robustesse » aux variations du SNR et de degré de polarisation est importante pour les deux prochains chapitres où l'on s'intéressera aux singularités présentes dans les zones de faible intensité (SNR dégradé) et à des grains de speckle présentant un degré de polarisation différent de 1 ( $DOP < 1$ ).
- Enfin, si le PSA présente une erreur d'orientation d'un de ses éléments, le biais moyen reste constant peu importe l'élément désaligné. Le cas le plus défavorable pour cette matrice d'analyse est une erreur de calibration sur la seconde lame à retard variable, qui influe de façon importante sur le biais moyen, même si ce biais présente une faible dispersion. Cependant lorsque l'erreur de calibration porte sur le premier LCVR, l'intérêt de sonder de nombreux points répartis sur la sphère de Poincaré est important.

Ainsi dans la suite de ces travaux, les acquisitions d'imagerie de Stokes seront réalisées en utilisant la matrice d'analyse dite « Spirale de tétraèdres ».

### IV.4.2 Récapitulatif des paramètres expérimentaux sélectionnés

Avant de présenter les résultats expérimentaux obtenus durant ces travaux de thèse, qui seront détaillés dans le chapitre V et VI, un récapitulatif des différents paramètres expérimentaux finaux est présenté ici.

Le premier paramètre expérimental sélectionné est celui du diamètre du diaphragme, placé devant le photodétecteur que nous garderons fixé, à 300  $\mu\text{m}$  pour obtenir un diamètre de grain moyen de 20 pixels. On rappelle que le photodétecteur est composé de 1312 x 1082 pixels. Associé à l'utilisation d'un regroupement de pixels (binning) de 4 x 4, ce réglage expérimental permet d'assurer un bon compromis entre résolution spatiale de l'analyse polarimétrique et la qualité d'estimation des états de polarisation et temps de calcul (cf. section III.4.1 et III.4.3).

Durant les acquisitions des images d'intensité, le temps d'exposition est optimisé automatiquement sur la valeur maximale de l'image pour éviter la saturation des pixels (cf. section III.2.3). Une image avec un temps d'exposition optimisé et une image surexposée sont enregistrées, correspondant à l'approche « High Range Dynamic » à deux images. Lors de ces acquisitions, la matrice d'analyse « Spirale de tétraèdres » est choisie pour sonder, via l'analyseur d'états polarimétriques, de nombreux états répartis uniformément à la surface de la sphère de Poincaré tout en préservant un conditionnement optimal. De plus, comme nous l'avons vu dans ce chapitre, cette matrice d'analyse présente plusieurs intérêts majeurs en termes d'exactitude et précision d'estimation.

Un dernier paramètre expérimental que nous n'avons pas encore étudié concerne le nombre d'états d'analyse à utiliser dans un contexte expérimental. Si les premières mises en œuvre de l'approche SOPAFP par J. Dupont impliquaient plus de 300 états d'analyse, on peut s'interroger sur la possibilité de réduire ce nombre de mesures, tout en conservant le principe et les avantages que nous venons de démontrer de l'approche SOPAFP. Dans ce but, une étude succincte a été réalisée sur le nombre d'états à analyser lors d'une acquisition. Cette étude repose sur des données expérimentales de deux superpixels de 16 x 16 pixels des images des paramètres de Stokes obtenues lors d'une acquisition de 324 états sondés, correspondant à 81 tétraèdres, sur un échantillon constitué d'une plaque métallique. On étudie l'évolution de l'écart-type d'estimation des paramètres de Stokes  $[s_1 \ s_2 \ s_3]$  à mesure que l'on diminue la quantité de mesures en appliquant un facteur de décimation, de valeurs 1, 2, 4, 8 et 16, est appliqué aux 81 tétraèdres. Ainsi pour un facteur de décimation de 4, un tétraèdre sur quatre est conservé. Ce facteur supprime un certain nombre de tétraèdres de manière à préserver une répartition

#### IV.4. Conclusion

uniforme des états à la surface de la sphère de Poincaré. On constate sur la Figure IV-24 que l'écart-type dans un superpixel augmente significativement pour les trois paramètres polarimétriques lorsque l'on décime le nombre d'états sondés par un facteur supérieur à 4. Cette étude tend à démontrer qu'un nombre de 324 mesures est probablement surévalué et qu'on pourrait réduire le nombre de mesures d'un facteur 4, sans dégrader significativement la performance d'estimation.

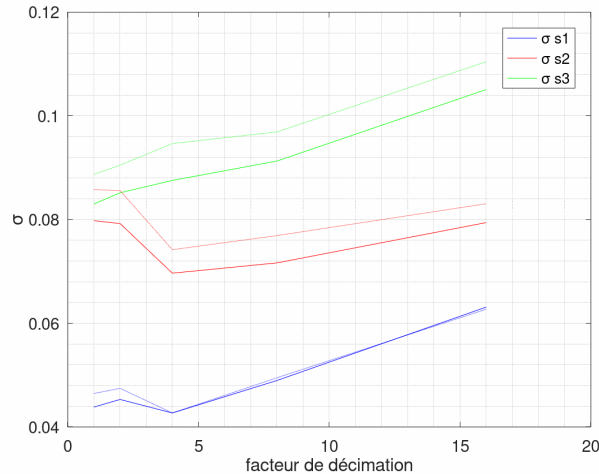


Figure IV-24 - Écart-type obtenu en fonction du facteur de décimation de 81 tétraèdres.

Ainsi, pour minimiser la durée d'acquisition nécessaire pour une acquisition utilisant la matrice d'analyse « Spirale de tétraèdres », on fait le choix, pour les campagnes expérimentales présentées dans les chapitres suivants, d'analyser seulement 80 états distincts (correspondant à 20 tétraèdres), soit environ quatre fois moins de tétraèdres que dans les simulations présentées précédemment.

Enfin, une fois les 80 images d'intensité obtenues, une étape de recombinaison et de correction par tessellation de Delaunay est réalisée (cf. section III.3.2 et III.3.3). Les images recombinaison et corrigées subissent un moyennage spatial grâce un regroupement de pixels de 4 x 4 pixels. Pour finir, les paramètres de Stokes dans chaque superpixel sont déterminés à l'aide de l'approche par inversion directe ce qui nécessite que quelques secondes de traitement pour une image typique de 700 x 700 pixels avant l'étape de binning.

L'ensemble des résultats recueillis et présentés dans la suite de ce manuscrit ont été obtenus dans les conditions énumérées ci-dessus.





## CHAPITRE V

# Analyse polarimétrique de champs de speckle ultra- résolus à l'échelle du grain de speckle unique

### Sommaire

---

V.1	Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux .....	151
V.1.1	Étude macroscopique .....	152
V.1.2	Étude à l'échelle du grain de speckle .....	160
V.1.3	Détection de singularités de polarisation.....	161
V.2	Moyens de représentations/visualisations graphiques des informations polarimétriques 165	
V.2.1	Représentations polarimétriques à structure spatiale conservée.....	166
V.2.2	Représentations polarimétriques à structure spatiale non conservée.....	169
V.3	Analyse topologique .....	175
V.3.1	Analyse topologique à l'échelle d'une population de grains.....	175
V.3.2	Analyse topologique à l'échelle d'une interface entre grains.....	178
V.3.3	Analyse topologique à l'échelle du grain unique .....	184
V.3.4	Analyse topologique au voisinage de singularités.....	188
V.4	Conclusion .....	195

---

Après avoir configuré le banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle (cf. chapitre III) et optimisé la stratégie d'acquisition en vue d'estimer les paramètres de Stokes en chaque pixel (superpixel) de l'image de la façon la plus précise et robuste possible (cf. chapitre IV), une campagne de mesure a été réalisée pour différents échantillons. Ainsi, dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de notre banc d'imagerie. Dans cette partie, on s'intéressera plus particulièrement à l'étude « macroscopique » des motifs de speckle résolus, obtenus pour différents échantillons qui seront également décrits. Par la suite, notre intérêt portera sur l'étude polarimétrique de Stokes à l'échelle du grain de speckle unique, et pour finir, nous nous assurerons que la configuration de notre banc d'imagerie et le choix des états sondés, permet de visualiser des singularités présentes dans les zones faiblement lumineuses comme celles mises en évidence notamment dans les travaux antérieurs [8].

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présenterons différentes méthodes de représentation/visualisation d'informations polarimétriques pour une meilleure visualisation et compréhension des phénomènes polarimétriques à l'échelle des grains de speckle. En effet, lorsque l'on étudie d'un point de vue polarimétrique le motif de speckle, on est confronté à une information multidimensionnelle délicate à représenter comme la dimension spatiale (2 dimensions), et les paramètres polarimétriques (comportant les quatre paramètres de Stokes, le DOP, représentant au total quatre dimensions). Ainsi, réaliser une représentation graphique lisible planaire (donc en deux dimensions) permettant de préserver un maximum de ces informations en 6 dimensions, nécessaires à la compréhension des phénomènes, n'est pas trivial. Ainsi, on s'intéressera à différentes représentations d'une région d'intérêt comportant :

- de nombreux grains de speckle, correspondant à une étude plutôt macroscopique ;
- trois grains de speckle, pour étudier plus particulièrement l'évolution de l'état de polarisation dans une zone faiblement lumineuse comprise entre ces grains ;
- un grain de speckle unique, pour étudier la variation de l'état de polarisation à travers un grain unique.

Dans une troisième et dernière partie, nous présenterons différents résultats d'analyse topologique observés expérimentalement, à l'aide des différentes représentations graphiques et décrites dans la deuxième partie, pour améliorer la compréhension de l'évolution de l'état de polarisation au sein du motif de speckle.

## V.1. Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux



Figure V-1- (a) échantillon n°1 : plaque métallique, (b) échantillon n°2 : peinture verte, (c) échantillon n°3 : Spectralon, (d) échantillon n°4 : fantôme de tissu.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons au motif de speckle produit lors de l'interaction d'un laser monomode avec quatre échantillons de natures polarimétriques différentes. Le premier échantillon est une plaque métallique lisse (aluminium brossé), utilisée dans le chapitre III comme un échantillon de référence en raison de son comportement polarimétrique non-dépolarisant connu [22], [91]. Le deuxième échantillon est un bloc de marbre recouvert d'une peinture verte. La nature du marbre confère à cet échantillon des performances de dissipation thermique acceptables (et dont la thermalisation est de l'ordre de la quinzaine de minutes comme il a été montré lors de travaux précédents [22]) et une stabilité mécanique due à son poids important. La lumière incidente (verte) y subit une diffusion multiple en profondeur, correspondant ainsi à un régime de diffusion volumique, engendrant une dépolarisation partielle de l'état de polarisation incident [22]. Le troisième est un échantillon de Spectralon, de réflectance élevée ( $\sim 99\%$ ) dont le comportement est fortement lambertien, généralement utilisé pour la calibration d'instruments optiques [101], [102], notamment au sein de sphères intégratrices. Ce revêtement a un comportement polarimétrique très fortement dépolarisant [103]–[106]. Le dernier échantillon est un morceau de fantôme de tissu (polymère PDMS avec présence de nanoparticules diffusantes de dioxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ ) et d'encre de chine absorbante) dont le comportement optique se rapproche des propriétés optiques de tissus biologiques [107], [108].

### V.1 Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'information polarimétrique que l'on souhaite extraire à l'échelle « macroscopique », c'est-à-dire en analysant un grand nombre (analyse statistique) de grains de speckle résolus spatialement par notre système d'imagerie. À cette échelle d'observation, trois représentations sont généralement utilisées. La première représentation, préservant l'information spatiale (répartition spatiale du grain), est celle des

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

images en deux dimensions des paramètres de Stokes et du degré de polarisation. Les deux dernières représentations, respectivement sous forme d'histogramme et de sphère de Poincaré, sont des représentations graphiques de l'information polarimétrique répartie statistiquement à travers l'image, mais dans ces deux cas l'information spatiale est « perdue ».

### V.1.1 Étude macroscopique

Pour débiter cette partie, les images des paramètres de Stokes, conservant la structure et l'information spatiale de l'image de l'échantillon, obtenues pour les différents échantillons présentés précédemment sont affichées Figure V-2 et Figure V-3. Ces images représentent des régions d'intérêt de 150 x 150 superpixels. La représentation de ces paramètres nécessite une image en deux dimensions de chaque paramètre engendrant au total cinq images (même si l'information à représenter est en dimension 4, il est souvent pratique de tracer la cartographie du degré de polarisation (DOP) en plus). Ici, nous affichons ces paramètres en se basant sur trois échelles de couleur suivantes :

- Paramètres  $S_0$  et DOP : pour ces paramètres, une échelle de couleur en niveaux de gris est utilisée, où une intensité lumineuse et un degré de polarisation élevés sont représentés respectivement par des niveaux de gris clairs.
- Paramètres  $s_1$  et  $s_2$  : la représentation de ces deux paramètres utilise une échelle dont les valeurs extrêmes présentent des couleurs verte et fuchsia, correspondant respectivement pour le paramètre  $s_1$  à une polarisation verticale ( $s_1=1$ ) et horizontale ( $s_1=-1$ ) et pour le paramètre  $s_2$  une polarisation de  $+45^\circ$  ( $s_2=1$ ) et  $-45^\circ$  ( $s_2=-1$ ). La saturation de ces couleurs est liée aux valeurs de paramètres  $s_1$  et  $s_2$ . Ainsi pour des valeurs intermédiaires de ces paramètres, la saturation de ces couleurs diminue. Les valeurs nulles de ces paramètres sont donc représentées par une teinte blanche.
- Paramètre  $s_3$  : la représentation de ce paramètre utilise une échelle dont les valeurs extrêmes sont représentées par les couleurs bleue et rouge correspondant respectivement à un état de polarisation circulaire gauche et circulaire droite. Comme pour l'échelle de couleur précédente, les valeurs intermédiaires sont représentées avec une couleur présentant une saturation plus faible.

Cette représentation permet ainsi d'avoir une vue d'ensemble sur une région d'intérêt comportant de nombreux grains de speckle. On rappelle que les acquisitions avec ces différents échantillons sont réalisées à l'aide d'un laser monomode dont l'état de polarisation est linéaire vertical ( $\vec{S}^{in} = [1 \ 1 \ 0 \ 0]^T$ ).

## V.1. Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux

Sur la Figure V-2, on constate que l'état de polarisation du motif de speckle mesurée pour la plaque métallique conserve la polarisation incidente correspondant à l'état de polarisation vertical. De plus, les images des paramètres  $s_2$  et  $s_3$  présentent une faible saturation colorimétrique correspondant à des valeurs proches de zéro. L'image du degré de polarisation montre un DOP élevé plutôt uniforme sur l'ensemble de l'image.

Pour l'échantillon correspondant à la brique de peinture verte, on constate sur l'image du paramètre  $s_1$  la présence de nombreux pixels présentant un état de polarisation non vertical. De plus, en comparaison avec les images obtenues pour la plaque métallique, les images des paramètres  $s_2$  et  $s_3$  présentent une saturation des couleurs plus élevée, correspondant ainsi à une modification de l'état de polarisation incident. Cela résulte de la diffusion multiple volumique de la lumière incidente au niveau de la peinture verte comme il a été montré dans des travaux antérieurs [22].

L'échantillon de Spectralon et de fantôme, dont les résultats sont affichés Figure V-3, présentent à première vue des comportements polarimétriques similaires. Les images des paramètres  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$ , dont les images sont semblables, montrent la modification de l'état de polarisation incident correspondant ainsi à des échantillons fortement diffusants

V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

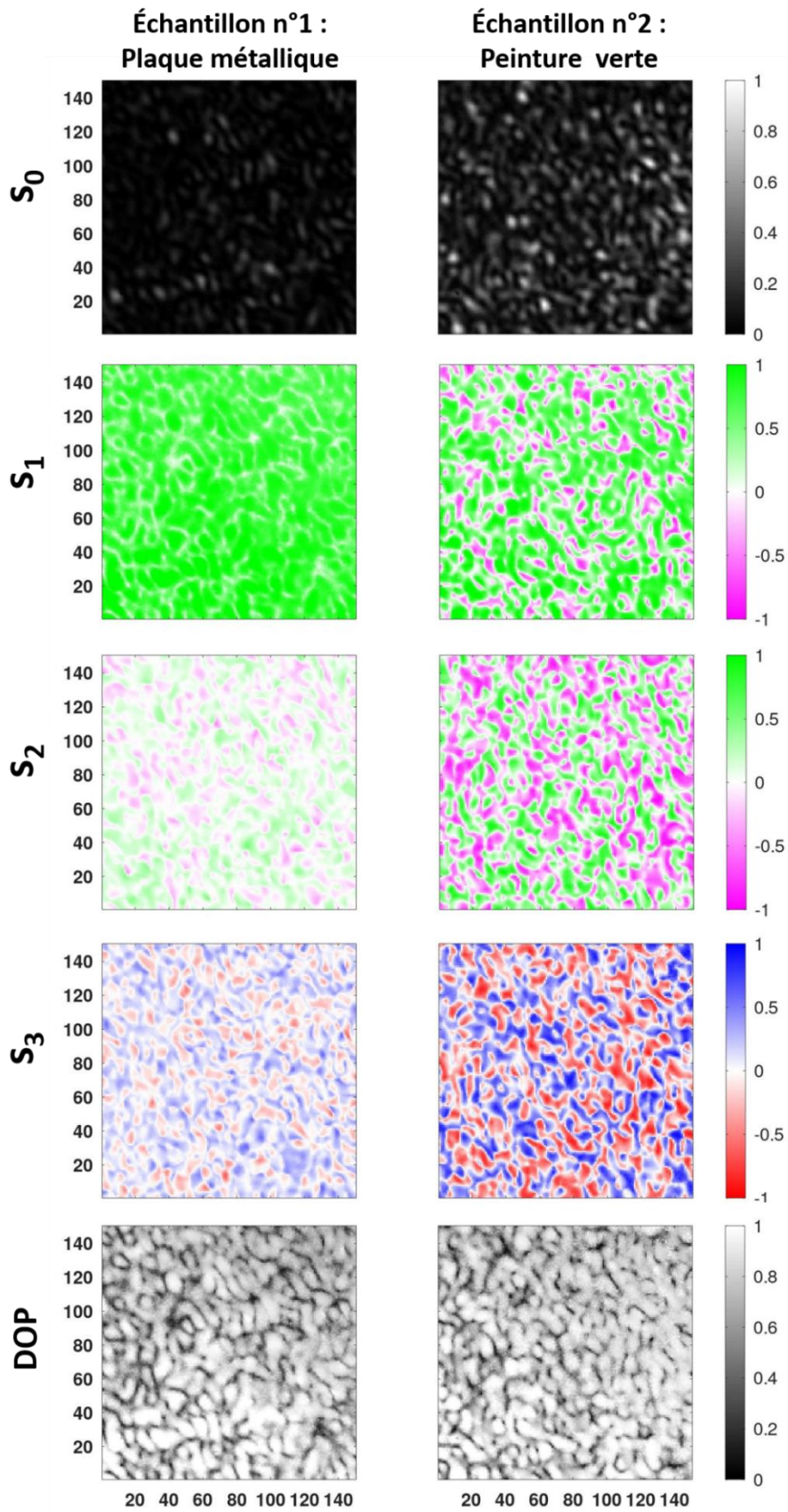


Figure V-2 - Images de 150 x 150 pixels des paramètres de Stokes normalisés estimés et du DOP pour la plaque métallique (colonne de gauche) et pour la peinture verte (colonne de droite).

V.1. Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux

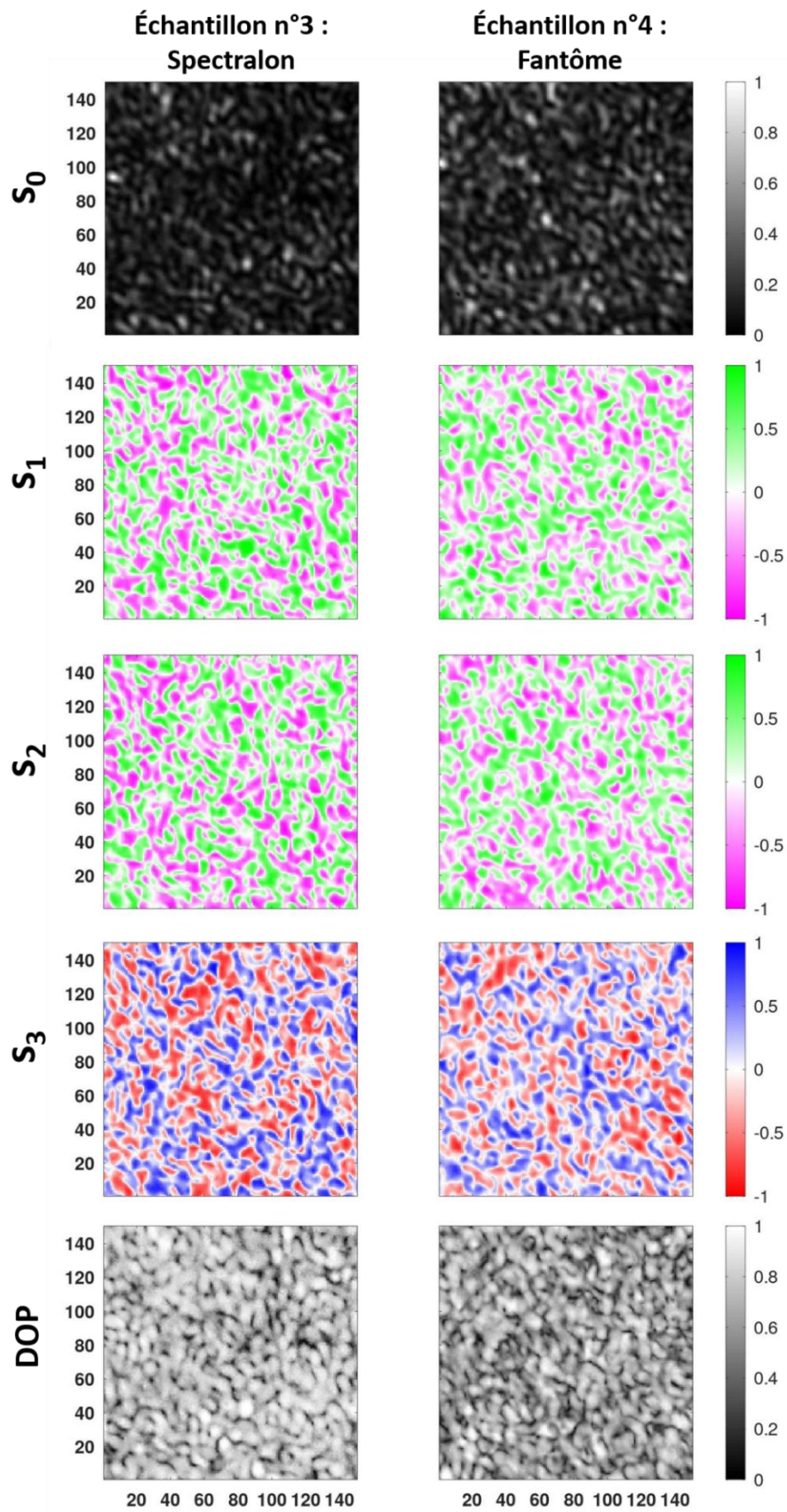


Figure V-3 - Images de 150 x 150 pixels des paramètres de Stokes normalisés estimés et du DOP pour le Spectralon (colonne de gauche) et pour le fantôme (colonne de droite)



## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Dans cette partie, on s'intéresse à l'analyse de l'information polarimétrique à l'échelle macroscopique sur une ROI correspondant à l'image entière en calculant les histogrammes des paramètres polarimétriques d'intérêt pour les différents échantillons (Figure V-4). Cette représentation fait ressortir l'information polarimétrique en perdant l'information spatiale de l'image. Comme attendu, l'état de polarisation incident est conservé lors de l'interaction avec la plaque métallique (échantillon n°1) comme le montre les histogrammes des paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  qui présentent des valeurs moyennes en chaque pixel respectivement de 0,7, 0,03, et de 0,02 tout en conservant un degré de polarisation moyen en chaque pixel de 0,74. On remarque que la valeur moyenne de l'histogramme pour les paramètres  $s_2$  et  $s_3$  reste faible, ce qui est attendu vu que le vecteur de Stokes d'illumination est  $\vec{S}^{in} = [1 \ 1 \ 0 \ 0]^T$ .

Pour la brique de peinture verte (échantillon n°2), les valeurs moyennes des pixels des paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  sont respectivement de 0,32, 0,007 et 0,02 pour une valeur moyenne des pixels du degré de polarisation de 0,77. L'écart-type des paramètres  $s_2$  et  $s_3$  est plus élevé que pour l'échantillon précédent, correspondant à une modification significative de l'état de polarisation incident.

Pour les deux derniers échantillons (n°3 et n°4), correspondants respectivement au Spectralon et au fantôme, ils présentent un comportement polarimétrique semblable. Les histogrammes des paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  présentent des distributions similaires, correspondants à une modification lambertienne de l'état de polarisation incident. On peut constater que le degré de polarisation moyen des pixels est plus faible pour l'échantillon fantôme que pour le Spectralon (respectivement de 0,61 et 0,72). Cette différence peut être probablement imputée à des dérives thermiques lors de l'acquisition des images d'intensité pour l'échantillon fantôme, beaucoup plus déformable, et nécessitant un temps de thermalisation plus élevé. On rappelle qu'une étape de thermalisation de 15 à 20 minutes est réalisée avant toute acquisition.

Ainsi, comme attendu, le degré de polarisation moyen du motif de speckle obtenu pour les différents échantillons reste élevé ( $>0,7$ ). En imposant un critère de validité défini pour préserver les pixels de l'image ayant une valeur de  $S_0$  normalisée (entre 0 et 1) supérieure à 10%, les degrés de polarisation moyens de l'image de 150 x 150 pixels des différents échantillons sont de 0,95, 0,86, 0,81 et de 0,65 respectivement pour la plaque métallique, la brique de peinture verte, du Spectralon et pour finir l'échantillon de fantôme. Là encore, la plus faible valeur observée pour le fantôme est imputée à la déformabilité thermique du matériau).

## V.1. Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux

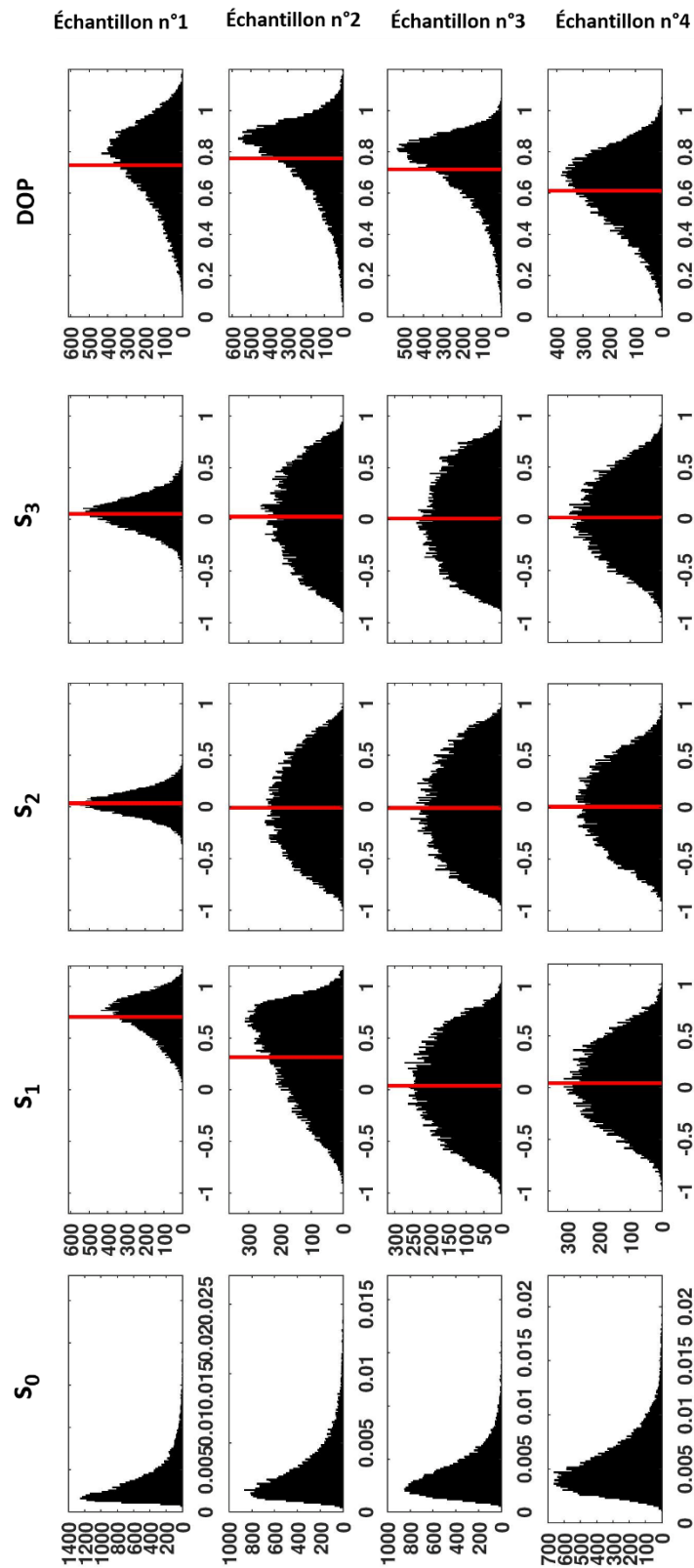


Figure V-4 - Histogramme des différents paramètres de Stokes et du degré de polarisation pour les échantillons suivants : plaque métallique (n°1), brique recouverte de peinture verte (n°2), de Spectralon (n°3) et de fantôme (n°4).

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Ces résultats attendus sont proches de ceux obtenus lors de travaux précédents (pour la plaque métallique et la brique de peinture verte : [22], spectralon : [103]). Dans la littérature, de nombreux travaux portent sur l'analyse polarimétrique des échantillons de fantômes [109]–[111], cependant nous n'avons pas trouvé de résultat sur des échantillons fantômes obtenus par un banc d'imagerie similaire au nôtre (imagerie de Stokes résolu à l'échelle du grain, source laser ultra cohérente).

Enfin, nous nous intéressons à la représentation des paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré, représentation graphique en trois dimensions. On rappelle que la surface de la sphère de Poincaré correspond aux états totalement polarisés alors que le centre de la sphère correspond aux états totalement dépolarisés. Dans notre cas, nous représentons les paramètres de Stokes obtenus en chaque pixel sur la sphère de Poincaré de la région d'intérêt choisie précédemment (150 x 150 pixels) pour chaque échantillon (Figure V-5). La couleur des marqueurs sur la sphère de Poincaré est un indicateur de la valeur du paramètres  $S_0$  normalisé (min/max). La carte de couleurs employée est nommée « viridis » et présente les avantages d'être perceptuellement uniforme et d'être robuste au daltonisme, et à l'impression en niveaux de gris.

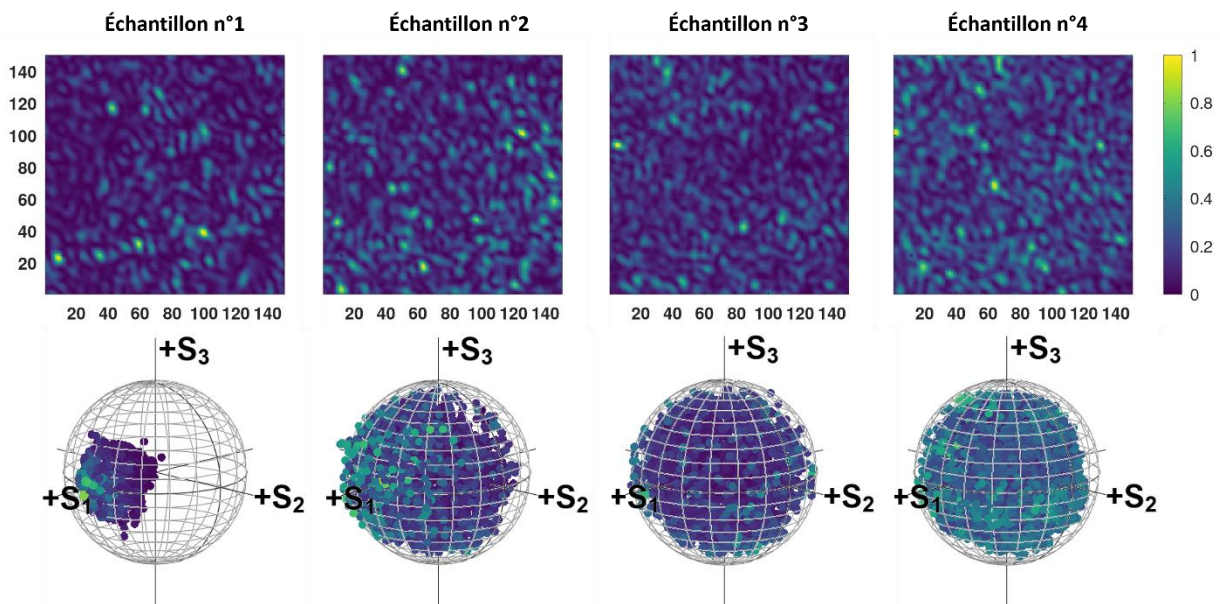


Figure V-5 -Première ligne : image du paramètre  $S_0$  normalisée par les valeurs min/max, utilisant la carte de couleurs « viridis » pour les échantillons suivants : plaque métallique (n°1), brique de peinture verte (n°2), de Spectralon (n°3) et de fantôme (n°4). Seconde ligne : représentation des paramètres de Stokes en chaque pixel sur la sphère de Poincaré. Pour plus de lisibilité, seul un pixel sur dix de la région d'intérêt est représenté sur la sphère.

## V.1. Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux

Ainsi, comme on s’y attend, la dispersion des paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré reste faible pour la plaque métallique, correspondant bien à un échantillon très peu dépolarisant, et est proche de la valeur du vecteur de Stokes du laser incident ( $s_1=1$ ). Cependant, on constate que pour les trois autres échantillons, la dispersion des paramètres de Stokes est plus importante, correspondant à des échantillons fortement dépolarisants. Dans le cas de la brique de peinture verte (échantillon n°2), on remarque que de nombreux états restent relativement proches du vecteur de Stokes incident. Dans le cas de l’échantillon fantôme, la plupart des états sont à l’intérieur de la sphère de Poincaré, correspondant ainsi à des états non purement polarisés ce qui a été montré précédemment (le degré de polarisation moyen en chaque pixel est de 0,65).

Par la suite, on s’intéresse au degré de polarisation global de la région d’intérêt pour chaque échantillon. Dans notre cas, on définit le degré de polarisation global comme :

$$DOP_{global} = \sqrt{\langle s_1 \rangle^2 + \langle s_2 \rangle^2 + \langle s_3 \rangle^2} \quad (V.1)$$

où  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  correspondent aux paramètres de Stokes réduits. De plus, pour éviter la détérioration du degré de polarisation global dû au faible rapport signal à bruit dans les zones faiblement lumineuses, on applique un critère de validité, conservant que les pixels ayant un niveau d’intensité lumineuse acceptable (pixel dont l’intensité moyenne  $S_0$  vérifie  $S_0 > 10\% S_{0,max}$ ). Ainsi, en se basant sur le Tableau V-1, on peut classer les quatre échantillons comme échantillons non-dépolarisants (correspondant à la plaque métallique (échantillon n°1)), moyennement dépolarisants (brique de peinture verte (échantillon n°2)) et fortement dépolarisants (Spectralon (échantillon n°3) et fantôme (échantillon n°4)). On remarque que les résultats pour les échantillons n°1 et n°2 sont semblables à ceux des travaux antérieurs [22].

Tableau V-1 – Degré de polarisation global (avec et sans application de critère de validité) de la région d’intérêt choisies précédemment pour les différents échantillons étudiés.

	Échantillon n°1	Échantillon n°2	Échantillon n°3	Échantillon n°4
<b><i>DOP<sub>global</sub></i></b>	0,7	0,31	0,04	0,04
<b><i>DOP<sub>global</sub></i> <b>avec critère de validité</b></b>	0,87	0,44	0,05	0,05

### V.1.2 Étude à l'échelle du grain de speckle

Maintenant, nous nous intéressons à des régions d'intérêt plus réduites contenant un grain unique pour trois des échantillons (n°1 à n°3, correspondant à une nature polarimétrique respective non-dépolarisante, partiellement dépolarisante et fortement dépolarisante). Sur la Figure V-6, on constate que la distribution des états de polarisation des régions d'intérêt 1 et 2, sur la sphère de Poincaré, est plus dispersée à mesure que l'échantillon est dépolarisant. La couleur des marqueurs sur la sphère de Poincaré correspond à la valeur du  $S_0$  normalisée de la région d'intérêt, conformément à la représentation utilisée dans la référence [22], qui permet de transcrire autant que possible la localisation spatiale des pixels sur sa représentation en sphère de Poincaré. En effet, pour la plaque métallique (échantillon n°1), la distribution des états de polarisation se limite aux états proches du vecteur de Stokes correspondant à l'état de polarisation incident (dont le  $s_1=1$ , correspond à un état de polarisation linéaire vertical). Pour la brique revêtue de peinture verte (échantillon n°2), les états de polarisation de chaque pixel des deux régions d'intérêt présentent une dispersion plus grande dans la sphère de Poincaré. C'est pour l'échantillon n°3, correspondant à l'échantillon de Spectralon, que les états polarimétriques sont les plus dispersés, comme on s'y attendait, au vu des résultats précédents.

Par la suite, on s'intéresse à l'évolution de l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré, le long d'une trajectoire rectiligne sur l'image du  $S_0$ . Cette évolution est représentée sur la dernière ligne de la Figure V-6. Pour le cas de l'échantillon non dépolarisant, le déroulement de la trajectoire est difficilement exploitable due à la mauvaise lisibilité de la trajectoire du fait que la dispersion des états de polarisation sur la sphère est très faible. Pour les échantillons présentant une dispersion plus importante des états de polarisation (échantillon n°2 et 3), on remarque que l'évolution spatiale de l'état de polarisation correspond à un continuum d'états au niveau de la sphère de Poincaré, comme il a déjà été montré dans des travaux antérieurs [22], [85]. On remarque que l'évolution entre deux pixels voisins (correspondant à la distance entre deux marqueurs sur la sphère) est plus importante sur l'échantillon fortement dépolarisant, en phase avec une variabilité spatiale plus importante de l'état de polarisation à mesure que l'échantillon est davantage dépolarisant.

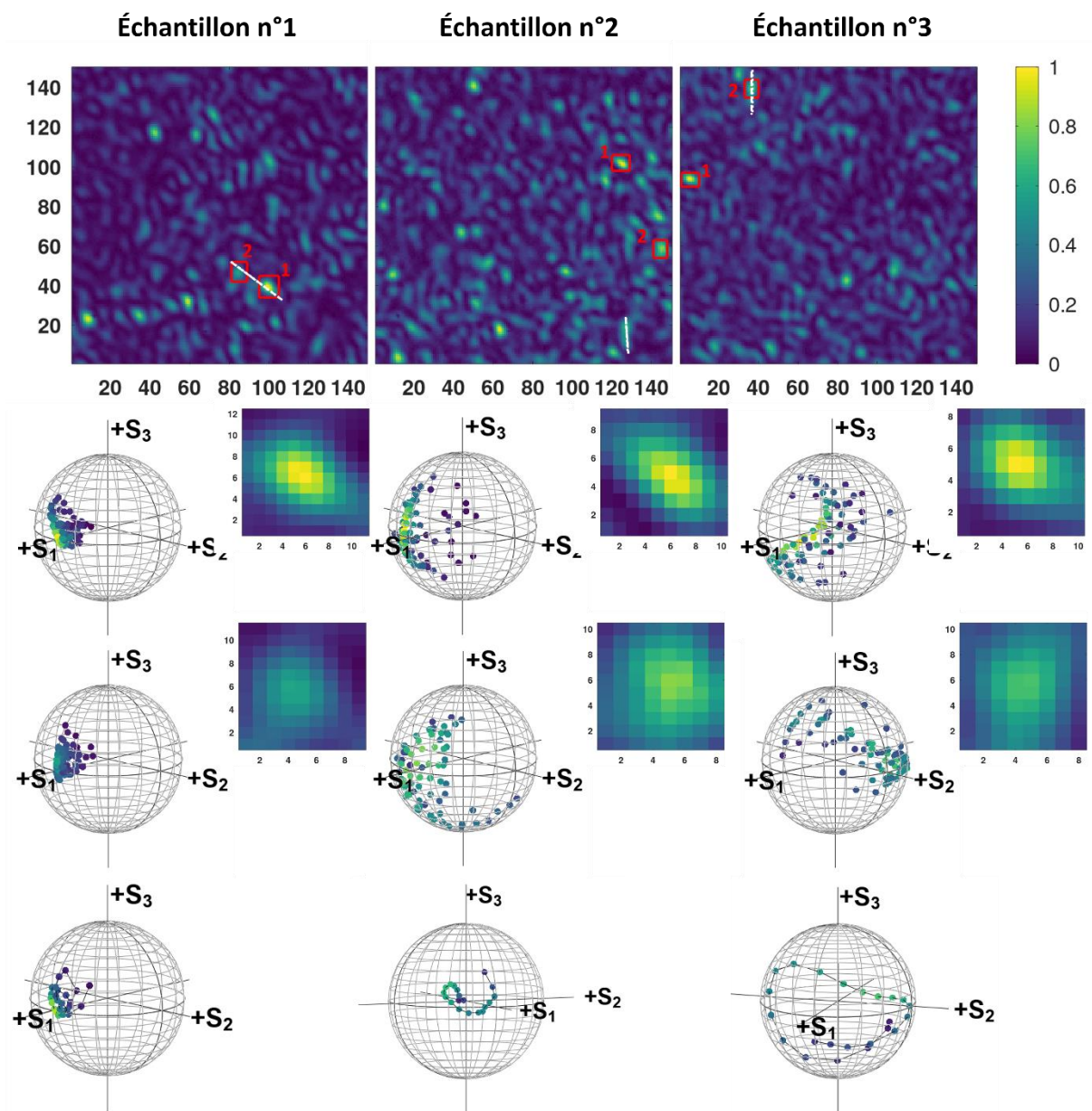


Figure V-6 - Première ligne : Image des paramètres  $S_0$  normalisés des différents échantillons avec la représentation des deux régions d'intérêt (en rouge) et de la trajectoire d'une 'évolution de l'état de polarisation (en blanc). Deuxième et troisième lignes : Représentation sur la sphère de Poincaré des états de polarisation contenus dans les régions d'intérêt respectivement 1 et 2, avec en miniature les images du  $S_0$  des régions étudiées. La dernière ligne représente l'évolution de l'état de polarisation le long de la trajectoire représentée en tirets blancs.

### V.1.3 Détection de singularités de polarisation

Les études expérimentales et numériques sur les singularités de polarisation présentes dans un champ de speckle sont des sujets de recherche actuels [26], [112]–[115], trouvant de plus en plus d'applications (microscopie super-résolue, communication optiques...). Les singularités

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

de polarisation représentent des états du champ vectoriel où l'angle azimutal de l'ellipse de polarisation n'est pas défini, se trouvant dans un environnement du champ vectoriel présentant des variations d'azimut de l'ellipse de polarisation (état de polarisation présentant une composante linéaire). On retrouve ainsi trois structures topologiques où l'on peut retrouver un état polarisé singulière (nommé dans la littérature C) au sein d'une zone d'états de polarisation elliptiques formant des lignes de variation lente de l'angle azimutal (nommées dans la littérature L). Ces trois configurations nommées Lemon, Star et Monstar, sont représentées respectivement sur la Figure V-7 (a), (b) et (c) tirée de la référence [113]. La singularité Lemon correspond à des lignes de variations lentes de l'angle azimutal autour d'une ligne d'ellipse de polarisation d'azimut constant. La configuration Star quant à elle correspond au croisement de trois lignes d'azimut constant où l'angle d'azimut est nul au point de singularité. Pour finir, la configuration Monstar est une singularité hybride Lemon et Star.

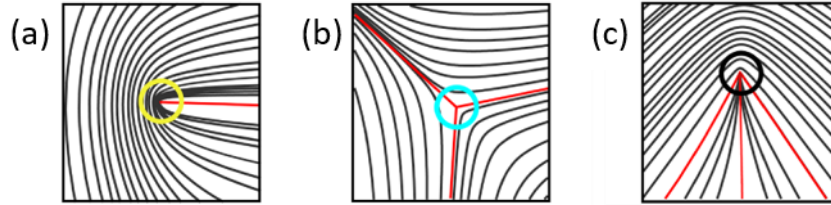


Figure V-7 - Représentation des états polarisés circulairement (cercle jaune, cyan et noir) entouré de ligne de polarisation représentant une variation lente de l'angle azimutal de l'ellipse de polarisation pour la configuration Lemon (a), Star (b) et Monstar (c). Ces images sont extraites de la référence [113].

Ces singularités peuvent être identifiées par le signe de  $D_I$  défini comme [113] :

$$D_I = S_{1,x}S_{2,y} - S_{1,y}S_{2,x} \quad (V.2)$$

où  $x$  et  $y$  représentent les dérivés spatiales. Ainsi la singularité Lemon et Monstar sont déterminées lors  $D_I$  est positif alors que la singularité Star correspond à une valeur de  $D_I$  négative. Il est possible de distinguer la singularité Lemon de celle de Monstar en déterminant le signe de  $D_L$  défini comme [113] :

$$\begin{aligned} D_L = & \left[ (2S_{1,y} + S_{2,x})^2 - 3S_{2,y}(2S_{1,x} - S_{2,y}) \right] \\ & \times \left[ (2S_{1,x} + S_{2,y})^2 - 3S_{2,x}(2S_{1,y} - S_{2,x}) \right] \\ & - (2S_{1,x}S_{1,y} + S_{1,x}S_{2,x} - S_{1,y}S_{2,y} + 4S_{2,x}S_{2,y}) \end{aligned} \quad (V.3)$$

Pour une valeur de  $D_L$  positive, la singularité est dite Star ou Monstar alors que pour une valeur négative la singularité correspond à celle dite Lemon. Dans notre cas, nous avons pu observer expérimentalement deux singularités distinctes, Star et Lemon représentées respectivement

## V.1. Description des mesures effectuées et résultats expérimentaux

Figure V-8 (a) et (c) et une configuration particulière en forme de Spirale (b). Ces singularités ont déjà été observées dans des travaux antérieurs [26].

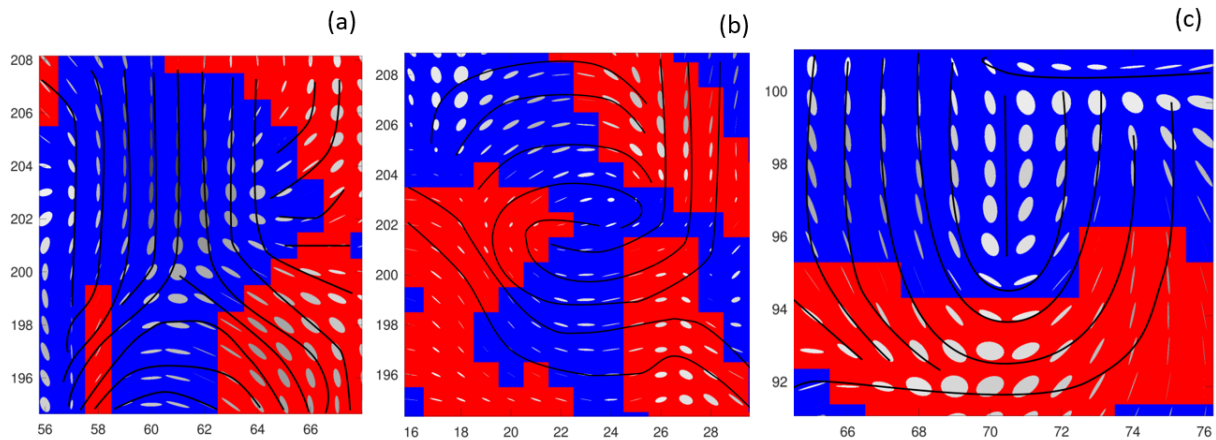


Figure V-8 - Observation des singularités Star (a), Spirale (b) et Lemon (c) obtenues expérimentalement avec un échantillon fortement dépolarisant. Le fond de l'image correspond au sens de rotation (bleu : circulaire gauche, rouge : circulaire droite). L'ellipse de polarisation est affichée pour chaque superpixel et sa couleur (en niveau de gris) est inversement proportionnelle à la valeur de l'intensité moyenne (correspondant à  $S_0$ ), ainsi les zones faiblement lumineuses (où les singularités sont présentes) correspondent aux ellipses claires.

En plus de l'étude des singularités, il existe des travaux portant sur des simulations les variations des champs vectoriels des états de polarisation dans le cas de singularités voisines [115], [116] comme le montre la Figure V-9, représentant quelques cas possibles.

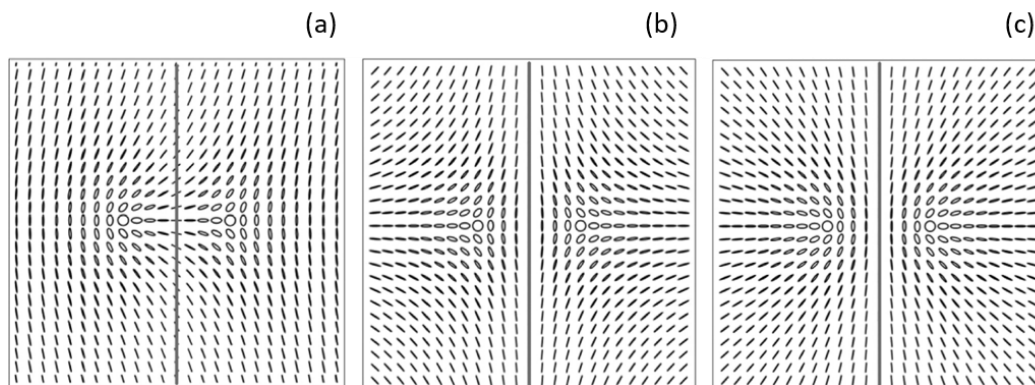


Figure V-9 - Configurations Lemon-Star (a), Star-Star (b) et Lemon-Lemon (c) obtenues numériquement. Ces images sont extraites de la référence [116].

Dans notre cas, nous avons pu observer certaines configurations spécifiques, obtenues à l'aide d'échantillons moyennement/fortement dépolarisants, représentées Figure V-10. Le premier cas, affiché Figure V-10 (a), correspond vraisemblablement à deux singularités voisines de type



## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Lemon. La Figure V-10 (b) est semblable au cas de la configuration Star-Star obtenue numériquement et représentée Figure V-9 (b) alors que la configuration représentée Figure V-10 (c) se rapproche d'une configuration Lemon-Lemon et simulée numériquement Figure V-9 (c). Quant à la configuration montrée Figure V-10 (d), il s'agit d'une configuration particulière. La configuration représentée Figure V-10 (e) correspond à une singularité particulière où chaque ligne rencontre une ligne de polarisation croisée produisant à chaque intersection une singularité (angle d'azimut non défini).

Ainsi il est possible, avec notre banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle, d'observer des singularités dans les zones de faibles intensités lumineuses et d'étudier les variations de l'angle azimutal lors de singularités voisines. Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons d'autres représentations graphiques pour afficher les états polarimétriques de chaque pixel des certaines régions d'intérêt montrées Figure V-10.

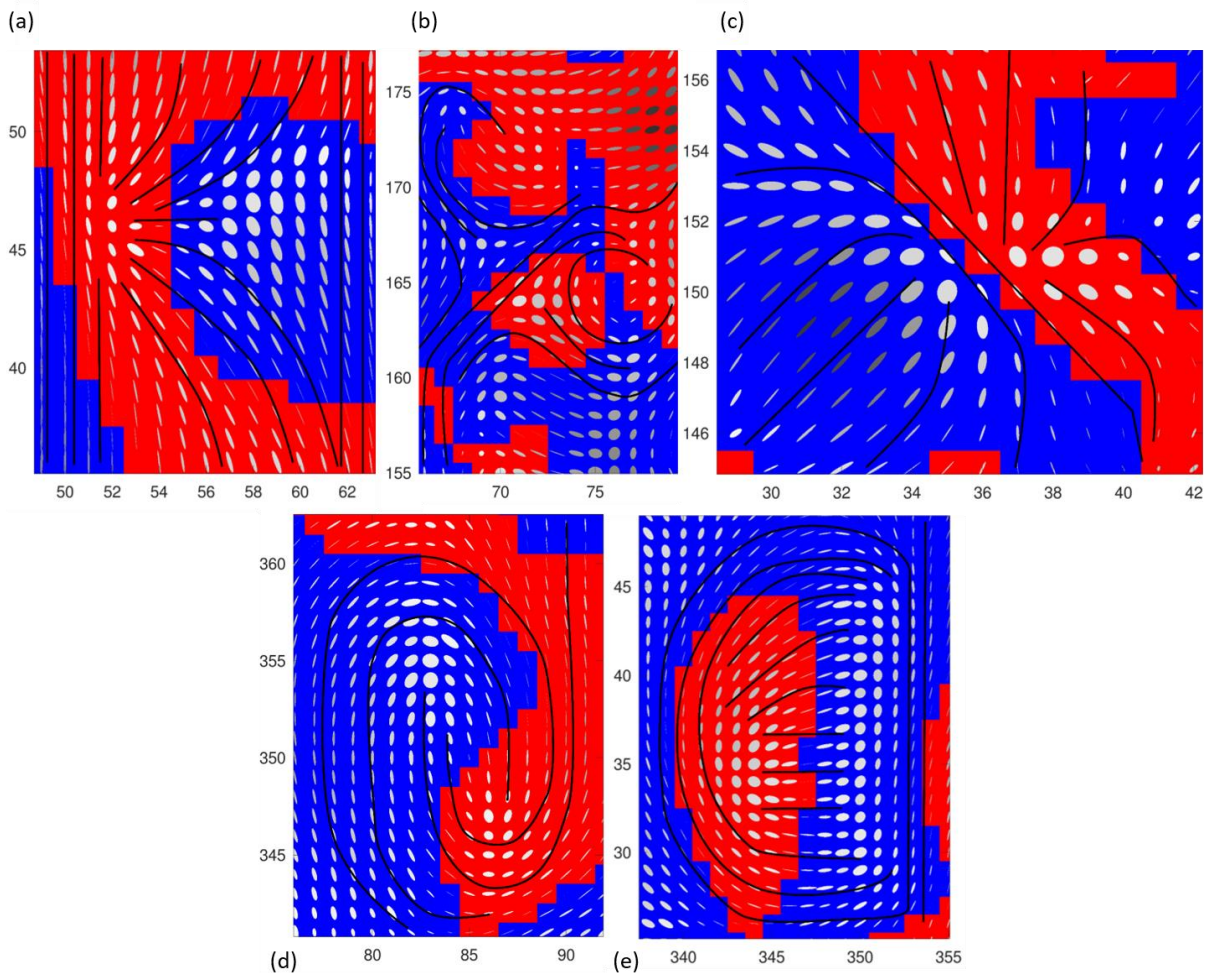


Figure V-10 - Configuration voisines observées expérimentalement avec deux singularités Lemon-Star (a), Star-Star (b), Lemon-Monstar (c), particulières (d) et (e).

## **V.2 Moyens de représentations/visualisations graphiques des informations polarimétriques**

Pour mieux appréhender les différentes informations polarimétriques estimées, il est important d'employer des représentations graphiques adaptées à ce que l'on souhaite étudier. En effet, généralement, les informations polarimétriques obtenues à l'aide des paramètres de Stokes sont représentées sous formes d'histogrammes ou affichés sur la sphère de Poincaré comme précédemment, perdant ainsi l'information spatiale des images des paramètres de Stokes. Pour préserver l'information spatiale, ces paramètres sont souvent représentés sous forme d'image (une image pour chaque paramètre) comme celles représentées précédemment Figure V-2 et Figure V-3 .

Ainsi pour mieux visualiser les informations polarimétriques, et minimiser le nombre d'images (5 pour les quatre paramètres de Stokes et du DOP), plusieurs représentations graphiques alternatives vont être implémentées et utilisées en fonction de l'échelle d'observation souhaitée. Pour l'étude de l'état de polarisation d'un motif de speckle résolu à l'échelle du grain, on s'intéresse à trois échelles d'observation (population de grains, interface entre quelques grains, et un grain unique), décrites dans le Tableau V-2. Nous classons par ailleurs ces différentes représentations graphiques en deux catégories.

La première permet de visualiser les informations polarimétriques en préservant l'information spatiale de l'image alors que la seconde priorise la lisibilité de l'information polarimétrique au détriment de l'information spatiale qui est alors perdue. L'ensemble de ces représentations sont détaillées dans la suite de ce chapitre.

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Tableau V-2 – Représentations graphiques développées et utilisées en fonction de l'échelle d'observation souhaitée (PQ : « Peirce-quinconcial »).

		Dimension de représentation	
		Spatiale (Structure spatiale de l'image conservée)	Polarimétrique (Structure spatiale de l'image non conservée)
Échelle d'observation	Population de grains	<ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>S_0, s_1, s_2, s_3</math> et DOP</li> <li>- Codage colorimétrique RGB du vecteur de Stokes</li> <li>- <math>S_0</math> + ellipses de polarisation</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Seuillage dans ROI + codage couleur de l'appartenance des grains et de la frontière des grains</li> <li>- Affichage sphère Poincaré</li> <li>- Affichage Projection PQ</li> </ul>
	Interface entre grains	<ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>S_0, s_1, s_2, s_3</math> et DOP</li> <li>- Codage colorimétrique RGB du vecteur de Stokes</li> <li>- <math>S_0</math> + ellipses de polarisation</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Sélection ROI triangulaire + codage couleur RVB de la distribution spatiale des superpixels de la ROI + codage couleur de la frontière de la ROI</li> <li>- Affichage sphère Poincaré</li> <li>- Affichage Projection PQ</li> </ul>
	Grain unique	<ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>S_0, s_1, s_2, s_3</math> et DOP</li> <li>- Codage colorimétrique RGB du vecteur de Stokes</li> <li>- <math>S_0</math> + ellipses de polarisation</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Sélection ROI et/ou seuillage + maillage (optionnel) des superpixels de la ROI + codage couleur des superpixels des contours polygonaux du grain</li> <li>- Affichage sphère Poincaré</li> <li>- Affichage Projection PQ</li> </ul>

### V.2.1 Représentations polarimétriques à structure spatiale conservée

L'œil humain ne captant pas l'information polarimétrique, il est nécessaire pour représenter l'information polarimétrique (par nature multidimensionnelle) à notre cerveau de l'encoder visuellement sur des « dimensions » accessibles à nos sens (intensité, couleur, 3D...) ou en utilisant des artifices de représentation superposés à l'image (flèches, barres, etc.). Ce problème est loin d'être simple et d'être résolu de façon unique, étant donné la variété des paramètres polarimétriques et des techniques de mesure, mais aussi des applications qui vont privilégier l'une ou l'autre solution en fonction des contraintes applicatives. Ainsi de nombreux travaux ont porté sur l'encodage de l'information polarimétrique en conservant certaines informations

## V.2. Moyens de représentations/visualisations graphiques des informations polarimétriques

visibles pour l'œil humain [117]–[119]. Nous avons déjà longuement discuté de l'approche la plus standard qui consiste à lire 4 ou 5 images des répartitions spatiales de  $S_0$ ,  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$  et éventuellement DOP. Nous allons présenter maintenant deux approches alternatives visant à synthétiser l'information polarimétrique multidimensionnelle sur une image unique, tout en préservant l'intégrité spatiale de la structure de l'image. Dans le premier cas, pour visualiser les informations polarimétriques de façon synthétique, nous adoptons une représentation graphique colorimétrique assez classique réunissant l'ensemble des informations polarimétriques en une image unique comme on peut le visualiser sur la 4, et conservant l'information spatiale. Cette représentation nous permettra de mieux visualiser les régions d'intérêt caractéristiques (avec des évolutions d'état de polarisation intéressantes à nos yeux). Cette approche consiste à encoder la valeur absolue de chacun des trois paramètres polarimétriques réduits  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  au format couleur RGB sur chacune des trois composantes colorimétriques. Pour conserver l'information liée à l'intensité, la luminosité de chaque pixel est liée aux valeurs du paramètres  $S_0$ , ainsi une zone peu lumineuse est représentée par des couleurs sombres. Cela facilite la visualisation des grains de speckle et l'évolution spatiale des états polarimétriques.

La représentation précédente reste néanmoins partielle et trop simple pour mener une analyse topologique de l'état de polarisation. Nous proposons alors d'utiliser une seconde approche, dont un exemple est donné en Figure V-12, et dans laquelle l'image de fond correspond à la répartition d'intensité lumineuse (paramètre  $S_0$ ) encodée en niveaux de gris (où les zones les plus lumineuses correspondent à une nuance de gris plus claire). L'information polarimétrique est donnée dans des « superpixels » (résultant du binning de 4 x 4 pixels de la caméra) dilatés sous forme de carrés, sur lesquels se surimprime la représentation de l'ellipse de polarisation, où une ellipse bleue (respectivement, rouge) représente un état de polarisation gauche d'ellipticité positive (respectivement, droite, donc ellipticité négative). Le degré de polarisation est également encodé dans cette image, et est représenté par la taille « normalisée » de l'ellipse. En effet, pour un état totalement polarisé (DOP=1), la longueur du grand axe de l'ellipse est équivalente à la largeur du carré représentant un superpixel. À contrario, un état de polarisation peu polarisé est représenté par une ellipse de petite dimension par rapport à la largeur du carré. L'objectif visé avec cette représentation est de visualiser rapidement l'état de polarisation au sein de nombreux grains de speckle (zones fortement lumineuses), ainsi pour une question de lisibilité, un paramètre de transparence de l'ellipse a été implémenté pour que dans les zones fortement lumineuses, les ellipses soient opaques alors que dans les zones de faible intensité, elles soient transparentes et se confondent avec le fond correspondant au paramètre  $S_0$ . Cette

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

représentation, conservant l'information spatiale, peut être utile pour toutes les échelles d'observations souhaitées et qui seront analysées dans la suite de ce chapitre. Elle permet d'avoir un suivi fin de l'évolution spatiale des états de polarisation et du DOP, tout en visualisant la répartition spatiale des grains de speckle.

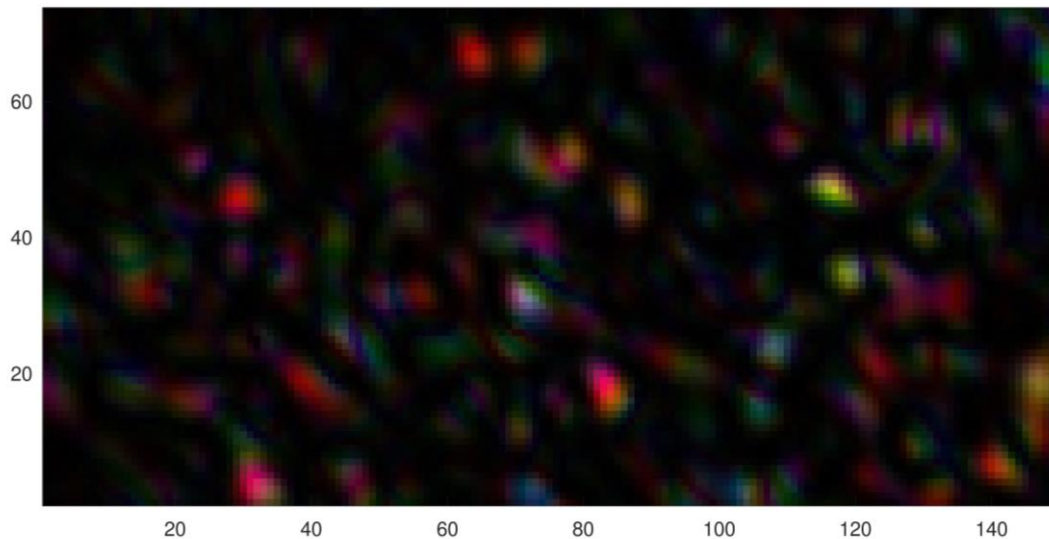


Figure V-11 - Image R, G et B où chaque composante de couleur correspond respectivement au paramètre  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$ . La luminosité de l'image est liée au paramètre  $S_0$ .

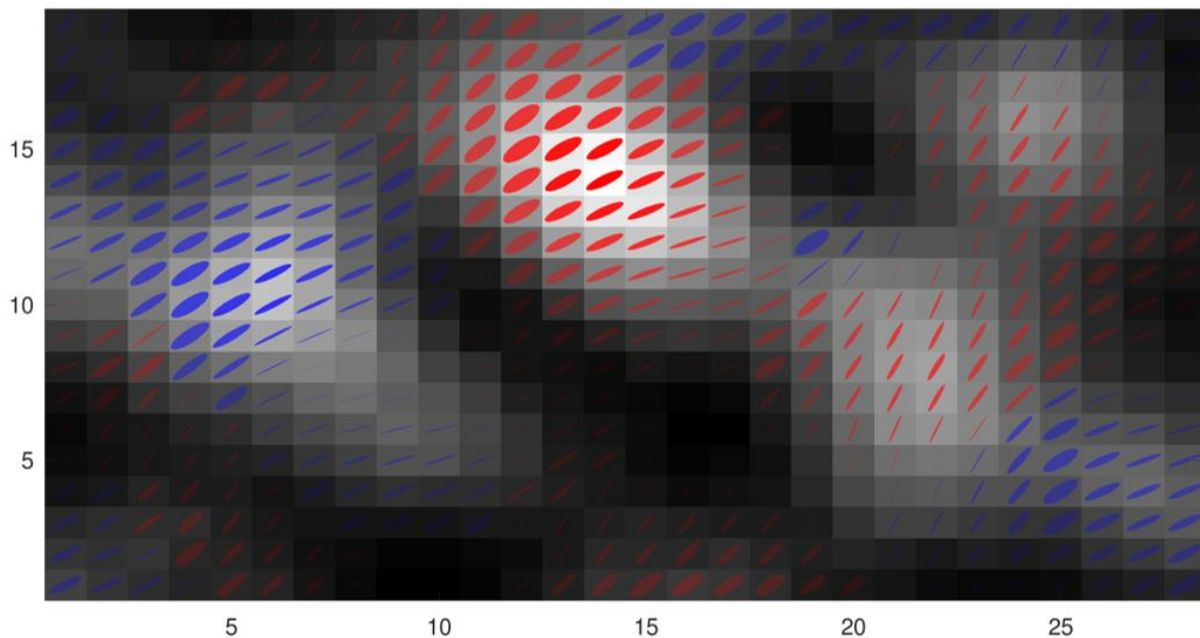


Figure V-12 - Représentation alternative synthétique des informations polarimétriques en conservant l'information spatiale. Cet exemple est obtenu en analysant le motif de speckle de Spectralon (fortement dépolarisant).

### **V.2.2 Représentations polarimétriques à structure spatiale non conservée**

Dans cette partie, nous allons détailler maintenant des approches alternatives pour la représentation/visualisation de l'information polarimétrique qui permettent de mieux visualiser la topologie de la répartition des états de polarisation sur les pixels de l'image, mais qui présentent l'inconvénient de ne pas conserver l'information spatiale de celle-ci. Comme nous allons le voir, ce type de représentation permet de très bien se représenter la répartition des états de polarisation, mais est très rarement utilisée en pratique dans des contextes applicatifs d'imagerie. En effet, dans l'immense majorité des cas, il n'est pas concevable de « perdre » cette information sur la répartition spatiale des pixels sans perdre totalement l'interprétabilité des résultats (on peut penser à des applications médicales ou défense). Dans notre cas, étant donné que la répartition des pixels est complexe (motif de speckle) mais finalement peu informative (échantillon homogène « constellé » de grains de speckle), il devient très possible d'« oublier » la structure spatiale des pixels au profit d'une meilleure analyse des répartitions d'états de polarisation.

Ainsi nous proposons de compléter l'utilisation de la représentation sur la sphère de Poincaré (représentation 3D) décrite dans le chapitre I (cf. I.1.3), par l'utilisation d'une projection cartographique planisphérique permettant de traduire l'information sur un plan en deux dimensions. Comme nous le verrons, cette projection présente l'intérêt de visualiser d'un coup d'œil l'ensemble des états de polarisation, sans être confronté aux occlusions ou à une indétermination de lecture telle que nous pouvons rencontrer sur la représentation 3D sur la sphère de Poincaré.

Parmi les innombrables méthodes de projection planisphérique, nous avons choisi dans ce travail de thèse de mettre en œuvre la projection quinconciale de Peirce, qui présente l'intérêt de fournir un résultat sur un carré plan de largeur 1. Cette représentation développée par Charles Sanders Peirce [120] est une représentation cartographique conforme permettant de projeter, par transformation stéréographique, la surface d'une sphère sur une carte carrée en deux dimensions. Comme le montre la Figure V-13 (a), chaque huitième (octant) de la sphère de Poincaré (Figure V-13 (b)) est représenté par un triangle isocèle (Figure V-13 (c)), où les points  $+s_1$ ,  $+s_2$  et  $+s_3$  correspondent respectivement aux points V, P et L. La projection quinconciale de Peirce de la sphère de Poincaré permet ainsi de visualiser l'ensemble de la surface de cette sphère sur une représentation en deux dimensions, où les symboles V (vertical), H (horizontal), correspondent respectivement à une valeur du paramètre  $s_1$  de 1 et de -1, P et M correspondent

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

quant à eux à l'état linéaire  $+45^\circ$  et  $-45^\circ$ . Ainsi pour finir les symboles L et R représentent les états de polarisation circulaires dont le sens de rotation est vers la gauche et la droite. Classiquement, en cartographie, le centre de la carte de Peirce (Figure V-13 (c)) représente le pôle nord du globe, correspondant à l'état de polarisation circulaire gauche sur la sphère de Poincaré ( $+s_3$ ), alors que l'état de polarisation circulaire droit se retrouve dans un état un peu singulier puisqu'il est situé simultanément aux quatre coins de la carte. De plus, l'équateur de la sphère de Poincaré (Figure V-13 (c)) est représenté sur la carte de Peirce (Figure V-13 (c)) par des lignes (tirets rouges), formant en losange et représentant tous les états de polarisation purement linéaires. Par la suite, nous serons amenés à modifier l'état de polarisation sur lequel est centrée la projection de Peirce pour améliorer la lisibilité des informations pour le lecteur. Cela correspond à modifier le positionnement des états de référence de la sphère de Poincaré. Sur la Figure V-13 (d), nous avons représenté par exemple une projection de de Peirce pour laquelle le centre correspond à l'état de polarisation de notre source laser dont l'état est linéaire selon la verticale. On constate que l'ensemble des états de polarisation linéaires (équateur) est alors formé par les lignes en tirets rouges, et donc ici de forme de H. Ainsi, avec cette représentation, il faut garder à l'esprit que le positionnement du point central de la carte pouvant varier pour mieux visualiser des résultats, le positionnement des états V, H, P, M, L et R et de l'équateur, des méridiens et des parallèles (représentés par les lignes en tirets) n'est pas toujours identique.

## V.2. Moyens de représentations/visualisations graphiques des informations polarimétriques

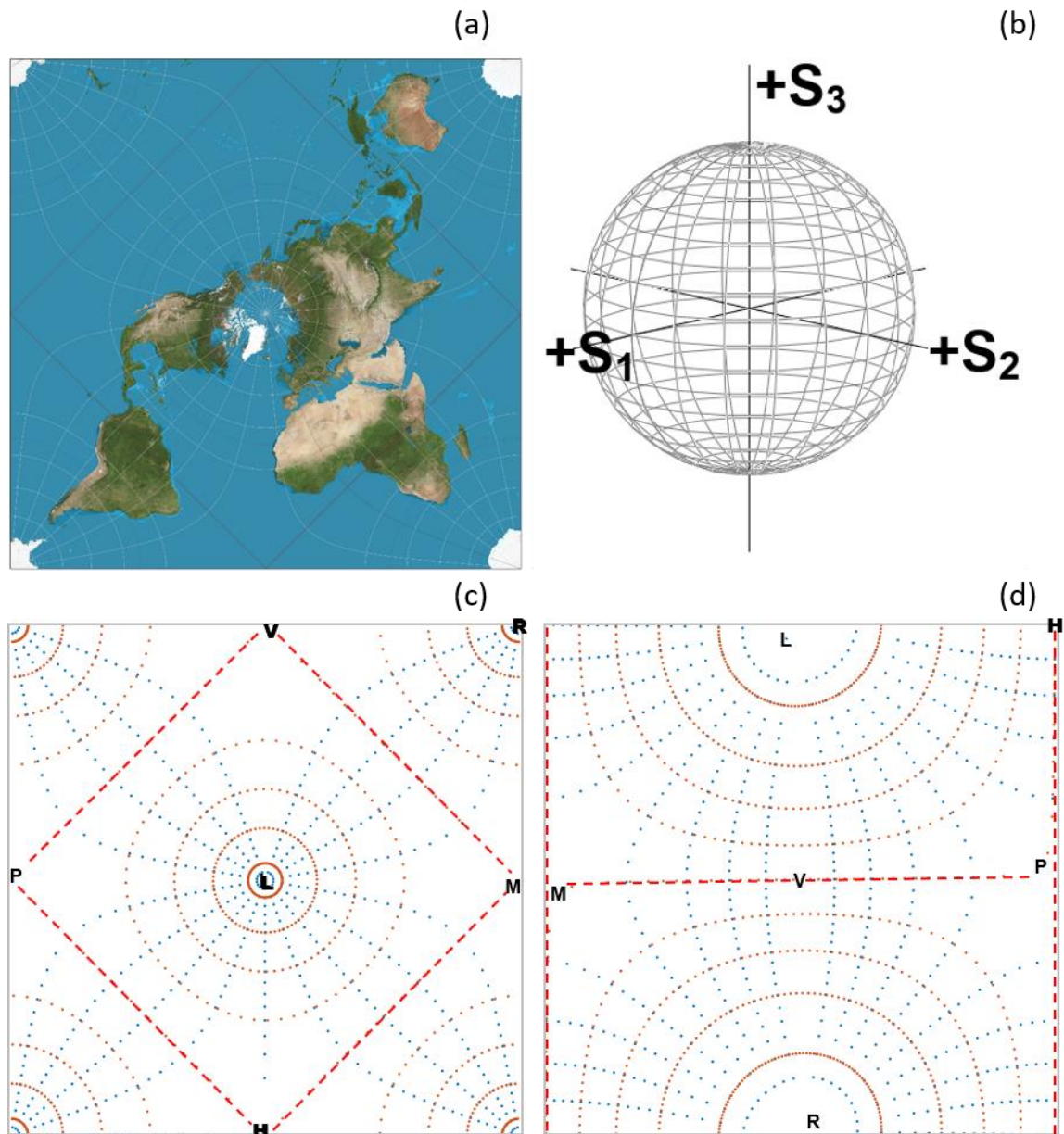


Figure V-13 - (a) Représentation de la projection quince de Peirce du globe terrestre où le pôle nord est situé au centre de l'image. (b) Représentation de la sphère de Poincaré et sa projection quince de Peirce (c), où l'état circulaire gauche noté L ( $+s_3$  sur la sphère de Poincaré) est au centre de la carte. (d) Projection de Peirce dont le centre de la carte représente l'état de polarisation vertical (correspondant à l'état d'illumination de la source laser).

### V.2.2.1 Moyens de représentation privilégiés pour une population de grains

Pour mieux visualiser l'état de polarisation, en chaque pixel, à l'échelle de plusieurs grains, en préservant une certaine information spatiale, nous avons implémenté un programme de détection automatique (seuillage) des grains dans une région d'intérêt préalablement choisie dont le seuil de détection, en fonction de la valeur du  $S_0$  normalisé entre 0 et 1, est modifiable.



## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Ainsi pour chaque grain détecté, tous les pixels constituant ces grains vont être marqués par des marqueurs colorés dont la couleur est attribuée pour chacun des grains comme le montre la Figure V-14 (a). De plus, la saturation de la couleur de chaque marqueur est liée au niveau d'intensité lumineuse, ainsi une forte valeur d'intensité est représentée par une couleur vive. Pour finir, les contours des marqueurs à la bordure de chaque grain délimité sont colorés en noirs. Ainsi, lors de la représentation de ces pixels sur la sphère de Poincaré (Figure V-14 (b)) et sa projection quiconciale de Peirce (Figure V-14 (c)), il est possible de distinguer les différents grains en se rapportant à l'image de référence (Figure V-14 (a)), et de visualiser les marqueurs correspondant à la bordure de chaque grain via leurs contours noirs.

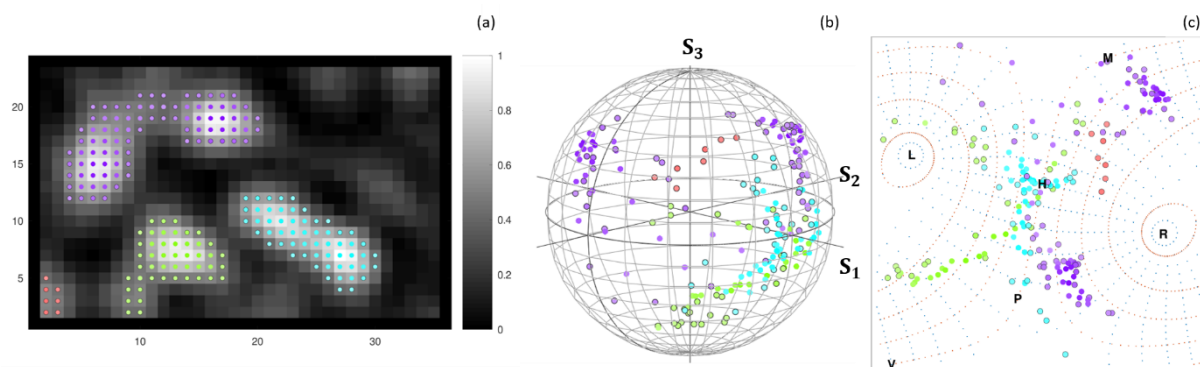


Figure V-14 - (a) Image du paramètre  $S_0$  normalisé avec un marquage coloré pour chaque grain. (b) Représentation des paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré (b) et sa projection de Peirce (c), de chaque pixel sélectionné avec un marquage coloré de l'image du  $S_0$ .

### V.2.2.2 Moyens de représentation privilégiés pour une zone à l'interface entre grains

#### (a) Région d'intérêt triangulaire RGB

Pour mieux comprendre l'évolution de l'état de polarisation à l'interface de quelques grains, nous souhaitons pouvoir représenter les états de polarisation, en chaque pixel, sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce en préservant au maximum l'information spatiale. Pour ce faire, nous nous focalisons sur l'interface de trois grains correspondant à une région d'intérêt triangulaire. Pour étudier l'évolution de l'état de polarisation entre ces différents grains et comme dans la représentation détaillée précédemment (cf. V.2.2.1), un marqueur coloré est attribué à chaque pixel composant la région d'intérêt dont chacun des trois sommets est lié respectivement à la couleur rouge, bleue et verte, encodée  $[1\ 0\ 0]$ ,  $[0\ 1\ 0]$  et  $[0\ 0\ 1]$ . Ainsi les marqueurs des pixels se voient attribuer un code couleur  $[R\ G\ B]$  correspondant à ses coordonnées spatiales, en respectant la condition que la somme des valeurs R, G et B soit égale à 1. Ainsi le code couleur correspondant au pixel situé au barycentre de cette région d'intérêt

## V.2. Moyens de représentations/visualisations graphiques des informations polarimétriques

triangulaire est  $[1/3 \ 1/3 \ 1/3]$ . Cette représentation fournit un moyen visuel simple de suivre l'évolution de l'état de polarisation dans une région triangulaire à l'interface de 3 grains.

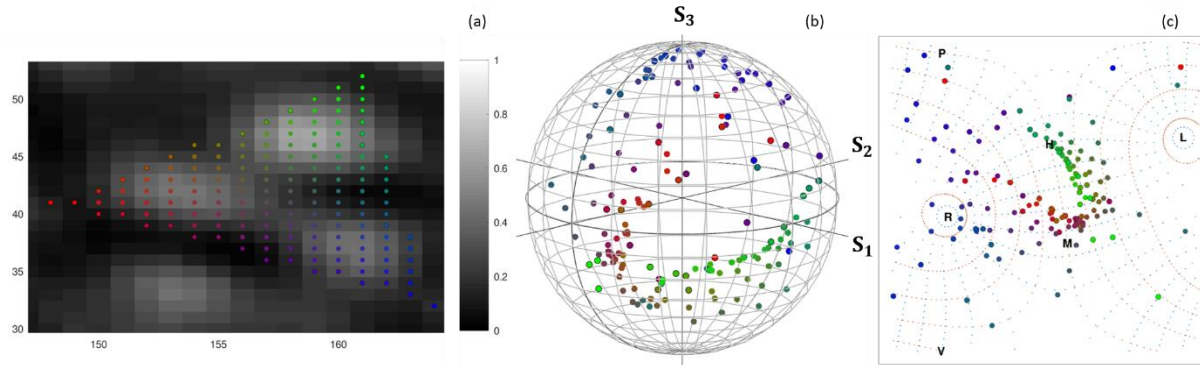


Figure V-15 - (a) Image du paramètre  $S_0$  normalisé avec un marquage spatial coloré [RGB] de chaque pixel composant la région d'intérêt triangulaire dont chaque sommet est lié à une des trois couleurs. (b) Représentation des paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré (b) et sa projection de Peirce (c), de chaque pixel sélectionné avec un marquage coloré de l'image du  $S_0$ .

Ainsi en se référant à l'image à la Figure V-15 (a), il est possible de lier aisément les états de polarisation représentés sur la sphère (Figure V-15 (b)) et sa projection de Peirce (Figure V-15 (c)) à sa représentation conservant l'information spatiale. De plus et comme précédemment, la frontière de la région d'intérêt est distinguée par des marqueurs ayant une bordure noire.

### (b) Trajectoire linéaire RB

Dans plusieurs travaux antérieurs [22], [85], une trajectoire linéaire « d'intérêt » sur les images de paramètres de Stokes, et notamment du  $S_0$ , a été utilisée pour étudier l'évolution de l'état de polarisation entre deux grains ou même au sein d'un grain unique et a permis de constater expérimentalement que l'évolution spatiale de l'état de polarisation se fait de manière continue. Ainsi, dans le programme d'analyse qui a été réalisé durant cette thèse, une fonction « ligne » permettant de sélectionner une trajectoire sur l'image de paramètre  $S_0$  a été implémentée. Les deux extrémités de la trajectoire étudiée ont une couleur attribuée respective rouge et bleue ( $[1 \ 0 \ 0]$  et  $[0 \ 0 \ 1]$ ). Ainsi le code couleur attribuée à chaque marqueur est lié à sa position spatiale et la somme des trois paramètres de couleur reste égale à 1. Pour finir, l'ensemble de ces marqueurs sont reliés entre eux par une ligne continue pour aider le lecteur lors des variations d'état de polarisation complexe.

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

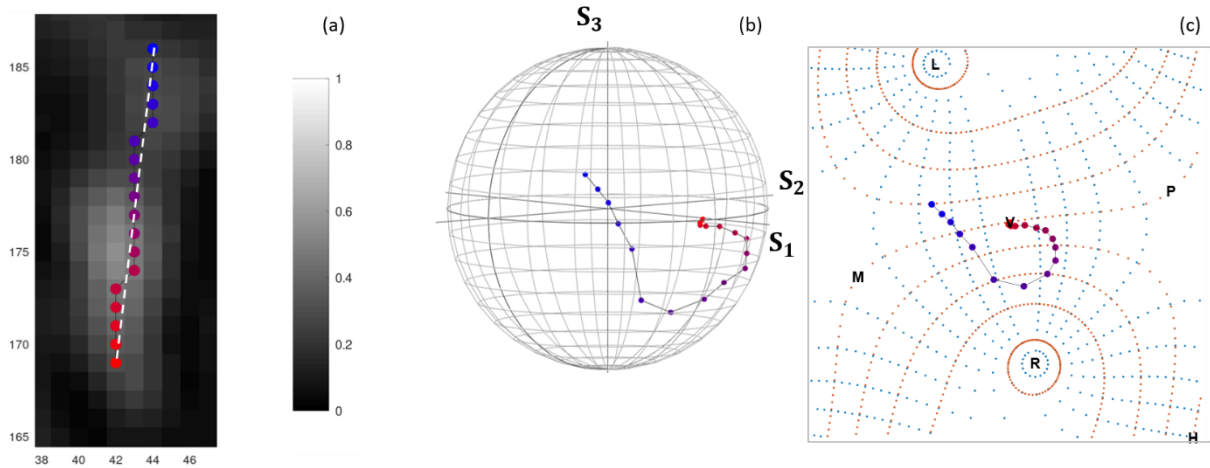


Figure V-16 - (a) Image du paramètre  $S_0$  normalisé avec un marquage spatial coloré [RGB] de chaque pixel composant la trajectoire d'intérêt linéaire (ligne discontinue blanche) dont chaque extrémité est liée à la couleur rouge ou bleue ( $[1\ 0\ 0]$  ou  $[0\ 0\ 1]$ ). (b) Représentation des paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré (b) et sa projection de Peirce (c), de chaque pixel sélectionné avec un marquage colorée de l'image du  $S_0$ .

### V.2.2.3 Moyens de représentation privilégiés à l'échelle du grain unique

Maintenant, nous nous focalisons sur la variation de l'état de polarisation à l'échelle d'un grain unique. Pour analyser l'évolution de l'état de polarisation d'un grain dans les deux directions spatiales, on réalise un maillage des pixels sur l'image de référence  $S_0$  dans une région d'intérêt sélectionnée par l'utilisateur (de forme rectangulaire, polygonale ou circulaire). Ce maillage est reporté sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce qui comporte l'information de l'évolution spatiale de l'état de polarisation afin de permettre de conserver une partie de l'information sur la répartition spatiale des pixels. Pour plus de lisibilité, une couleur distincte est attribuée aux différents côtés de la région d'intérêt. De plus, les lignes verticales sont représentées sur les différentes projections par des lignes de couleur bleue tandis que celles horizontales sont représentées par des lignes de couleurs rouges. Ainsi, il est plus aisé pour le lecteur de suivre l'évolution de l'état de polarisation selon l'axe horizontal ou vertical sur la sphère ou sur sa projection de Peirce. Pour finir, la couleur des marqueurs au sein de la région d'intérêt est liée au paramètre  $S_0$ .

### V.3. Analyse topologique

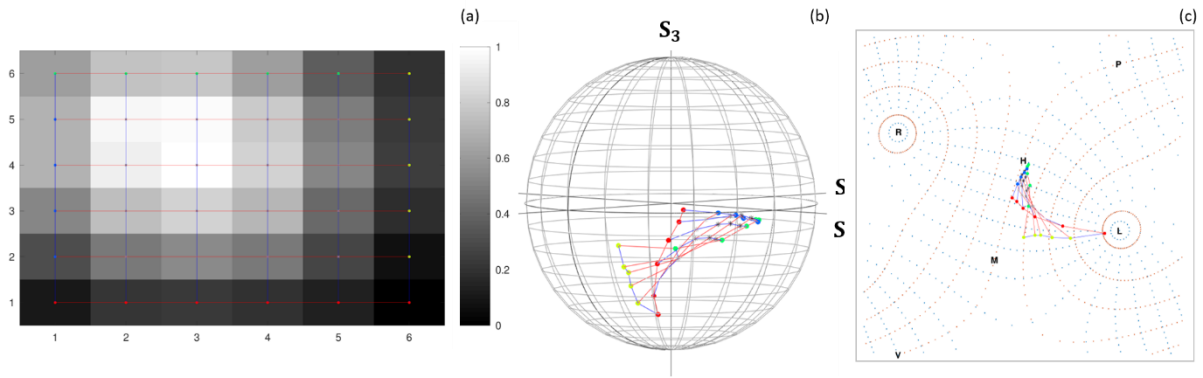


Figure V-17 - (a) Image du paramètre  $S_0$  normalisé avec un maillage spatial des pixels composant la région d'intérêt rectangulaire. (b) Représentation des paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré (b) et sa projection de Peirce (c), de chaque pixel sélectionné avec la projection du maillage réalisé sur l'image du  $S_0$ .

## V.3 Analyse topologique

Dans cette partie, nous allons utiliser les différentes représentations implémentées dans le programme d'analyse de données et détaillées dans la section précédente pour tenter de mettre en lumière des caractéristiques polarimétriques du motif de speckle obtenu pour les différents échantillons sondés. Nous verrons comment les mesures réalisées avec ce dispositif expérimental optimisé et les solutions proposées pour le traitement des données et la représentation des résultats permettent d'accéder à une richesse d'analyse inédite sur la topologie des états de polarisation à travers un motif de speckle.

### V.3.1 Analyse topologique à l'échelle d'une population de grains

Dans cette partie, nous nous intéressons au motif de speckle à l'échelle d'une population de grains (plusieurs grains ( $<10$ )). Pour cette échelle d'observation, le programme d'analyse permet le choix d'une région d'intérêt de forme rectangulaire, circulaire ou polygonale, permettant une sélection précise des grains que nous souhaitons étudier. Dans les résultats présentés Figure V-18, la première colonne correspond aux résultats obtenus à partir d'un motif de speckle produit par l'échantillon métallique non dépolarisant. On constate sur la sphère (Figure V-18 (c)), que l'ensemble des grains de speckle ont un état polarimétrique proche de celui de la source d'illumination qui est polarisée linéairement selon l'axe vertical. Ainsi l'ensemble de ces états sont distribués aux alentours de  $s_1=1$ . La projection des états de polarisation tous regroupés au centre de la carte de Peirce (Figure V-18 (e)) met en évidence ce résultat (le centre de cette carte correspond à une polarisation verticale).

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Pour les résultats obtenus pour l'échantillon de Spectralon très dépolarisant (seconde colonne de la Figure V-18 et Figure V-19), comme attendu nous constatons la dispersion des états polarimétriques autour de la surface de la sphère de Poincaré (Figure V-18 (d) et Figure V-19 (b)) et sur sa projection de Peirce (Figure V-18 (f) et Figure V-19 (c)), avec des états polarimétriques couvrant la quasi-totalité des 8 octants de la sphère alors que seuls 6 grains de speckle sont analysés dans cette région d'intérêt. On remarque pour cet échantillon que deux grains proches spatialement (Figure V-19 (a)) ont des états de polarisations différents (Figure V-19 (b) et Figure V-19 (c)). Pour le grain représenté par des marqueurs rouges, la variation de l'état polarimétrique au sein d'un même grain est également très importante, variant d'un état polarisé à  $+45^\circ$  vers l'état à  $-45^\circ$  en passant par l'état horizontal. On remarque que la projection quinconce de Peirce de la sphère de Poincaré améliore la lisibilité des états de polarisation quand ceux-ci sont disséminés sur la sphère, même si l'information du degré de polarisation n'est plus accessible, contrairement à la sphère de Poincaré pour laquelle le DOP est encodé par la distance au centre.

### V.3. Analyse topologique

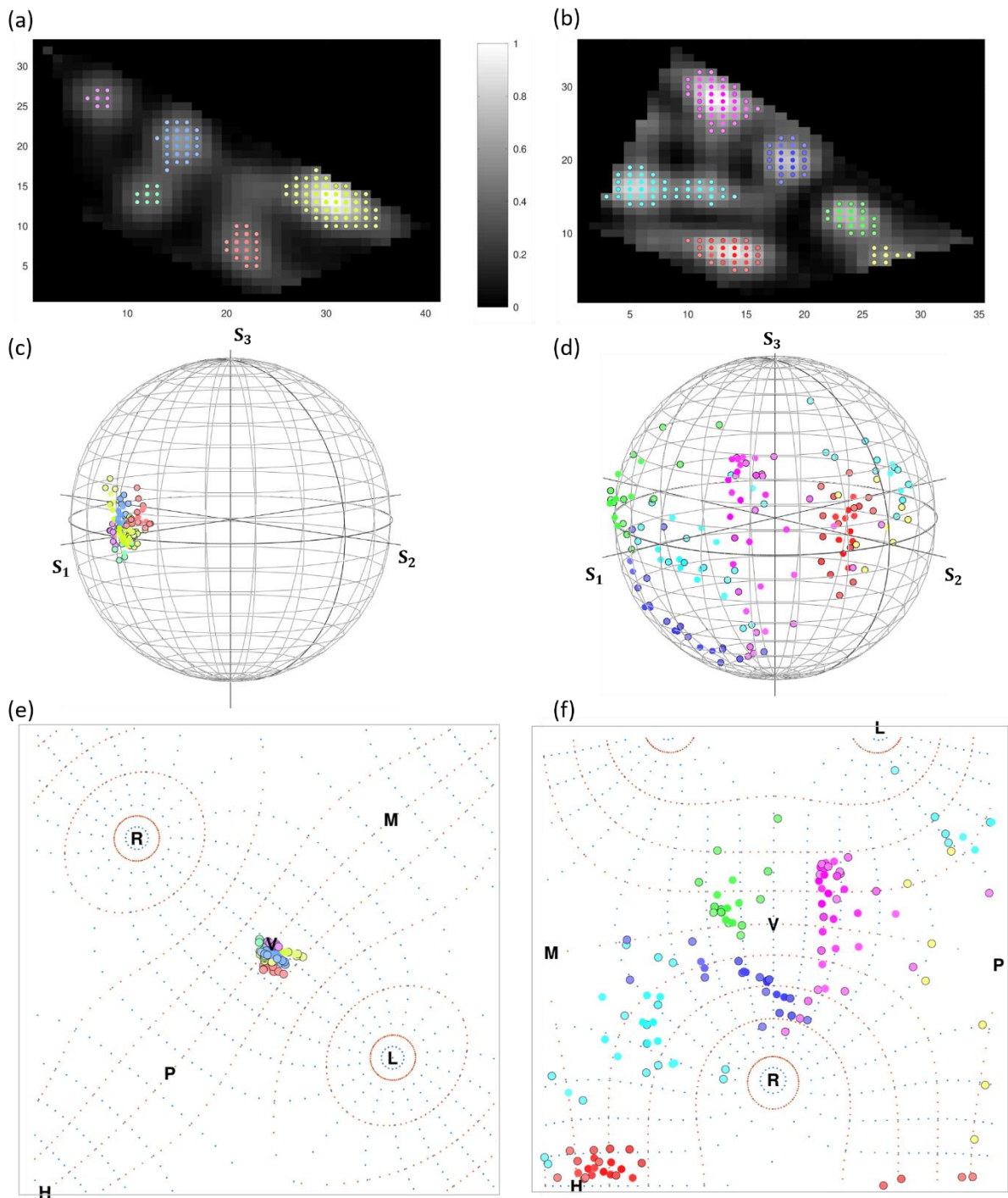


Figure V-18 - Première colonne : image du paramètre  $S_0$  avec marquage coloré des pixels sélectionnés. La deuxième colonne représente les paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré en projetant les marqueurs correspondant sur l'image de référence (a), (d) et (g). La dernière colonne est la projection de Peirce de la sphère de Poincaré. La première ligne correspond à l'échantillon métallique alors que les deux dernières correspondent à un échantillon de Spectralon.

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

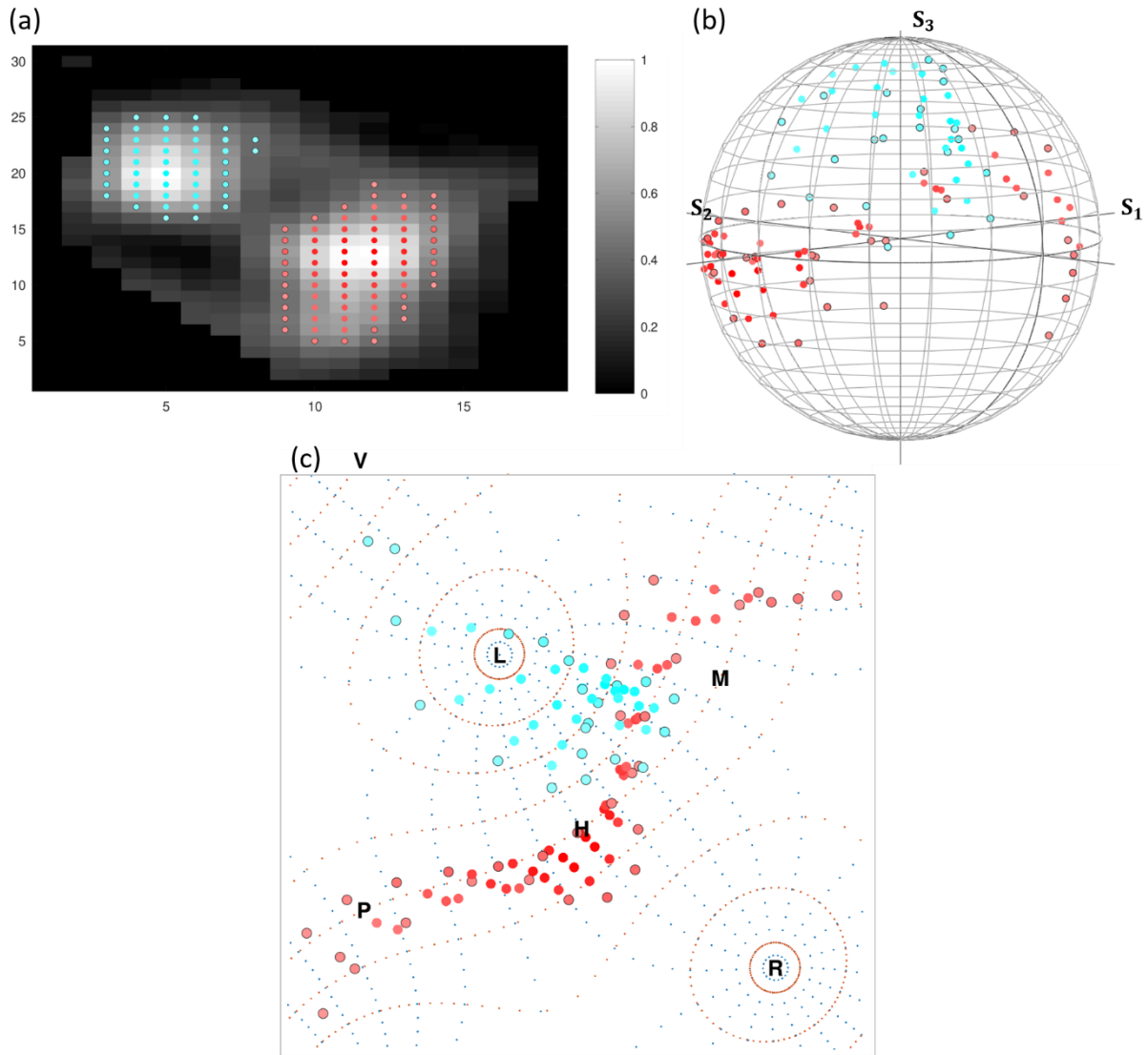


Figure V-19 - (a) : image du paramètre  $S_0$  avec marquage coloré des pixels sélectionnés. (b) : paramètres de Stokes sur la sphère de Poincaré en projetant les marqueurs correspondant sur l'image de référence (c) : projection de Peirce de la sphère de Poincaré. Échantillon Spectralon.

### V.3.2 Analyse topologique à l'échelle d'une interface entre grains

Par la suite, nous nous intéressons à la variation de l'état de polarisation à l'interface entre quelques grains. Ici, nous allons utiliser deux représentations décrites précédemment, la région d'intérêt triangulaire RGB et la trajectoire linéaire.

#### V.3.2.1 Région d'intérêt triangulaire RGB

Cette représentation permet de s'intéresser à l'interface entre plusieurs grains et notamment d'estimer par exemple si les états polarimétriques correspondant à des points du champ à l'interface entre 3 grains voisins conservent une certaine organisation spatiale sur la sphère ou sa projection de Peirce. Ainsi on souhaite analyser comment s'organise la distribution spatiale

### V.3. Analyse topologique

des états de polarisation situés dans une région convexe triangulaire d'un motif de speckle : il est intéressant de se demander si la répartition des états de polarisation reste enclose au sein d'une forme délimitée par les états correspondant à la frontière de la ROI sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce.

Un premier exemple de résultat est présenté Figure V-20 (colonne de gauche), et a été obtenu sur l'échantillon de brique de marbre peinte en vert dont la nature polarimétrique est partiellement dépolarisante. La région d'intérêt sélectionnée porte sur trois grains voisins dont les états de polarisation sont fortement distincts : l'état de polarisation du premier est proche de l'état circulaire (marqueurs verts), vertical (marqueurs bleus) pour le deuxième et  $-45^\circ$  (marqueurs rouges) pour le troisième. Dans ce cas, on ne parvient pas à visualiser une organisation des états de polarisation sous une forme « enclose » par les états de polarisation de la frontière. Le champ adopte une forte diversité d'états, avec une évolution spatiale très rapide de la polarisation. Ce comportement peut être interprété par la présence au sein de la ROI triangulaire d'une zone d'intensité faible (voire nulle) présentant au moins une précision d'estimation moins bonne, si ce n'est une singularité du champ.

Avec cette même représentation graphique, nous avons aussi analysé une seconde région d'intérêt (Figure V-20 (b)) portant sur un grain en forme de « V », dans lequel nous avons pu inscrire un triangle pour effectuer cette analyse. On remarque que dans ce cas, la distribution des états de polarisation en chaque pixel est plus « resserrée » que pour la ROI précédente à l'interface de 3 grains. On remarque également sur cet exemple que les pixels situés au sein de la région choisie (marqueurs sans bord) semblent rester « enclos » au sein d'une distribution spatiale sur la sphère de Poincaré (Figure V-20 (d)) et la projection de Peirce (Figure V-20 (f)) délimitée par les états de polarisation à la frontière de cette zone, représentés par des marqueurs ayant un bord noir.



## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

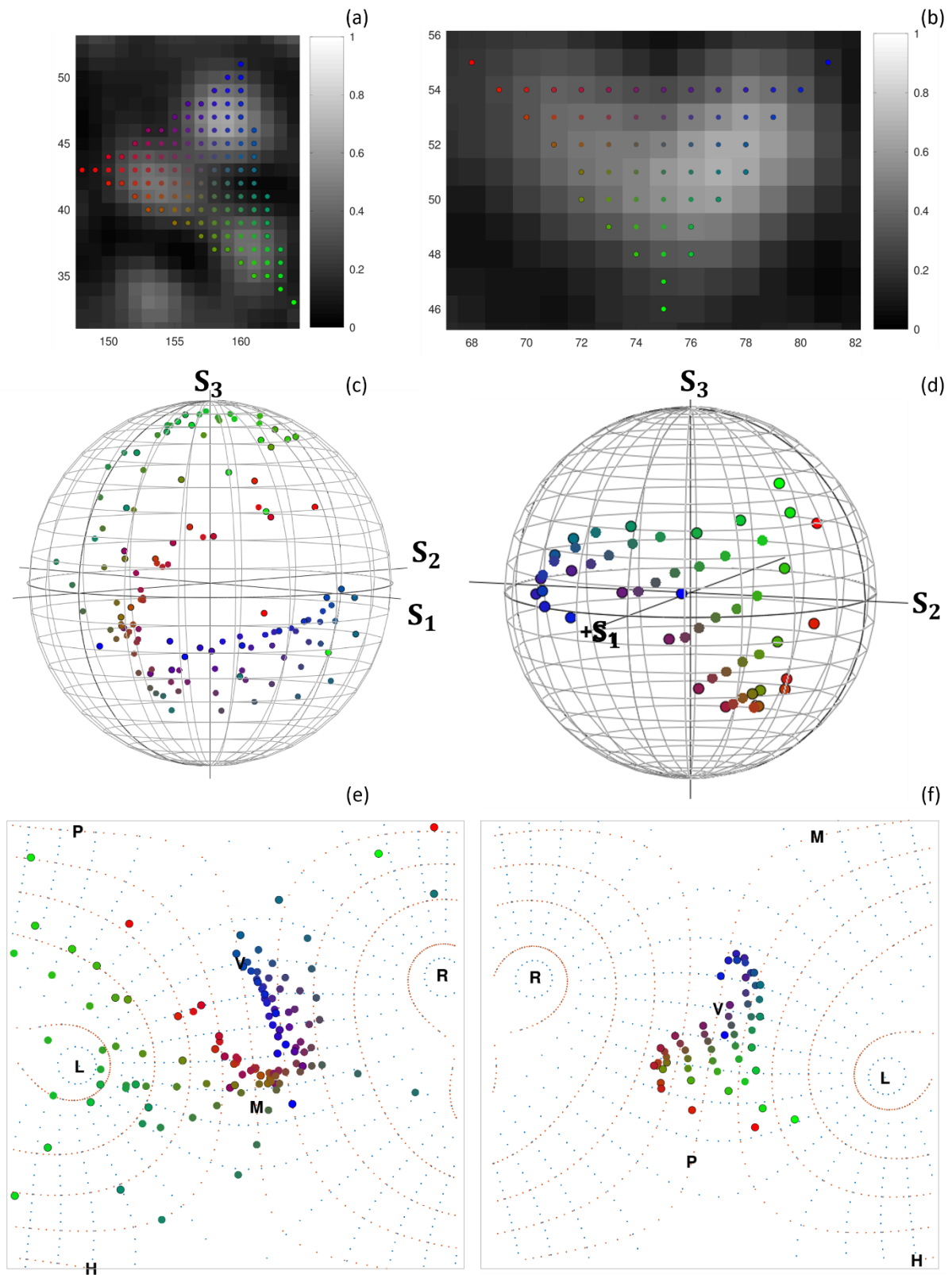


Figure V-20 - Première ligne : Représentation de la région d'intérêt sélectionnée sur l'image du  $S_0$  avec un marquage spatial coloré des pixels. Deuxième ligne : Représentation du vecteur de Stokes en chaque pixel sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce, représentée sur la dernière ligne.

#### V.3.2.2 Trajectoire linéaire RB

Comme décrit précédemment, pour étudier l'évolution de l'état de polarisation entre deux grains, une fonction a été implémentée dans le programme d'analyse de données sous forme de trajectoire d'intérêt linéaire. Pour visualiser une variation intéressante de l'état de polarisation entre deux grains, nous analysons dans la suite un échantillon de Spectralon et de brique peinte en vert de nature polarimétrique dépolarisante comme on a pu le constater précédemment (cf. **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**).

Les différentes trajectoires sélectionnées et présentées Figure V-21 et Figure V-22 ont été sélectionnées pour relier spatialement par une ligne droite deux grains de speckle adjacents. Les résultats montrent que l'évolution de l'état de polarisation selon une trajectoire spatiale linéaire (ligne blanche discontinue) sur les images du paramètre  $S_0$  peut représenter une multitude de formes de trajectoires à la surface de la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce. Comme le montrent la Figure V-21 (a), (b) et la Figure V-22 (a), les trajectoires sélectionnées représentent, sur la sphère de Poincaré et sa projection, une boucle (Figure V-21 (c)), un « huit » ou un signe « infini » (Figure V-21 (d)) et une trajectoire plutôt linéaire allant de la polarisation circulaire gauche (marqueurs rouges) à circulaire droite (marqueurs bleus) dans un troisième cas (Figure V-22 (c)). On remarque une fois de plus que l'évolution spatiale de l'état de polarisation se fait de manière continue, mais sans présenter une structure de trajectoire répétable.

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

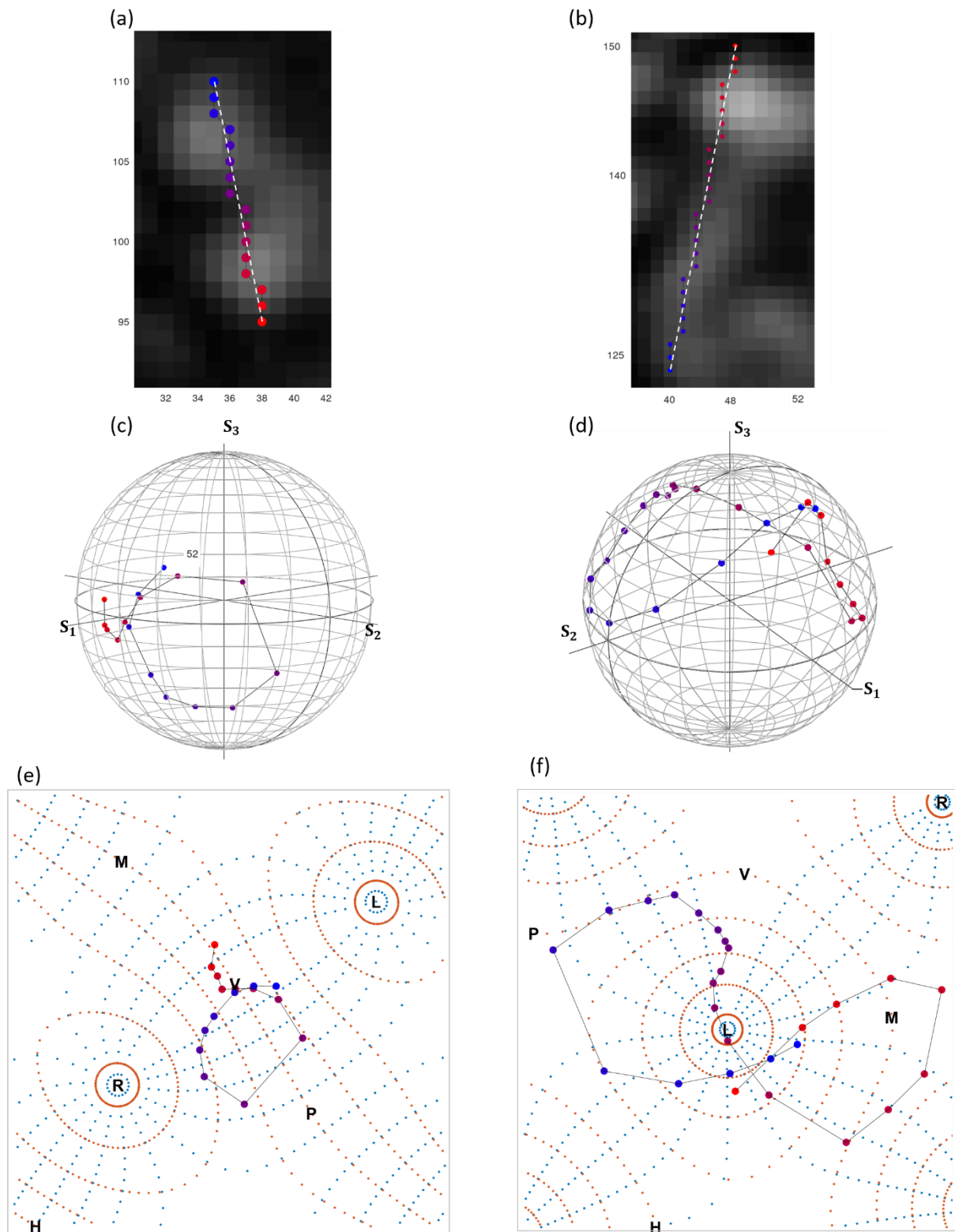


Figure V-21 - Première ligne : image du paramètre  $S_0$  avec un marquage coloré (du rouge au bleu) des pixels sélectionnés selon une trajectoire linéaire (ligne blanche discontinue). Deuxième ligne : représentation sur la sphère de Poincaré des pixels sélectionnés avec conservation du code couleur des marqueurs. Troisième ligne : représentation sur la projection quinconce de Peirce de la sphère des pixels sélectionnées avec conservation du code couleur.

### V.3. Analyse topologique

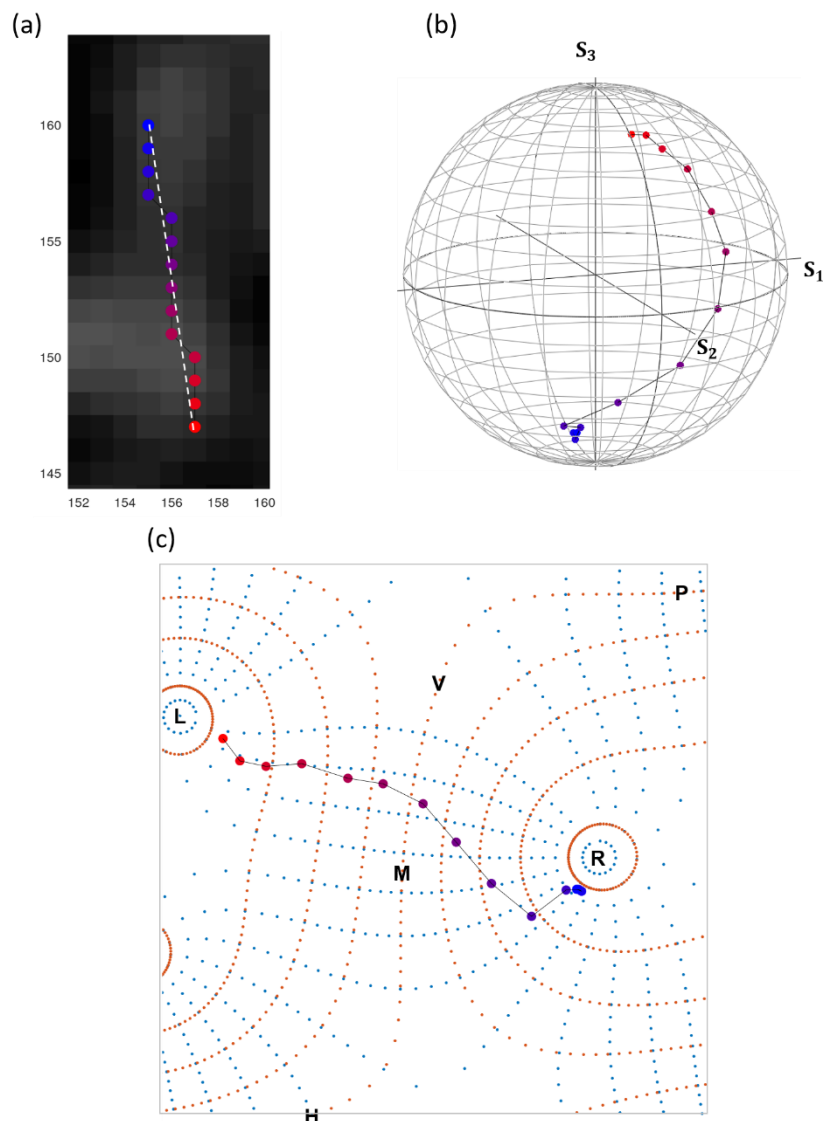


Figure V-22 - (a) : image du paramètre  $S_0$  avec un marquage coloré (du rouge au bleu) des pixels sélectionnés selon une trajectoire linéaire (ligne blanche discontinue). (b) : représentation sur la sphère de Poincaré des pixels sélectionnés avec conservation du code couleur des marqueurs. (c) : représentation sur la projection quinconce de Peirce de la sphère des pixels sélectionnées avec conservation du code couleur.

Pour s'assurer de la préservation du degré de polarisation le long de la trajectoire sélectionnée, on représente le DOP sur la Figure V-23. Cette figure montre, pour les différentes trajectoires sélectionnées, la préservation du degré de polarisation élevé ( $DOP > 0,75$ ), où les ROI (a), (b) et (c) sont respectivement les trajectoires sélectionnées et affichées sur la Figure V-21 (a), (b) et Figure V-22 (a). Cette vérification permet de confirmer la validité des résultats expérimentaux présentés dans ces figures. Ces mesures ne permettent pas de dégager une

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

tendance claire sur le comportement de la trajectoire polarimétrique à la transition entre deux grains de speckle voisins.

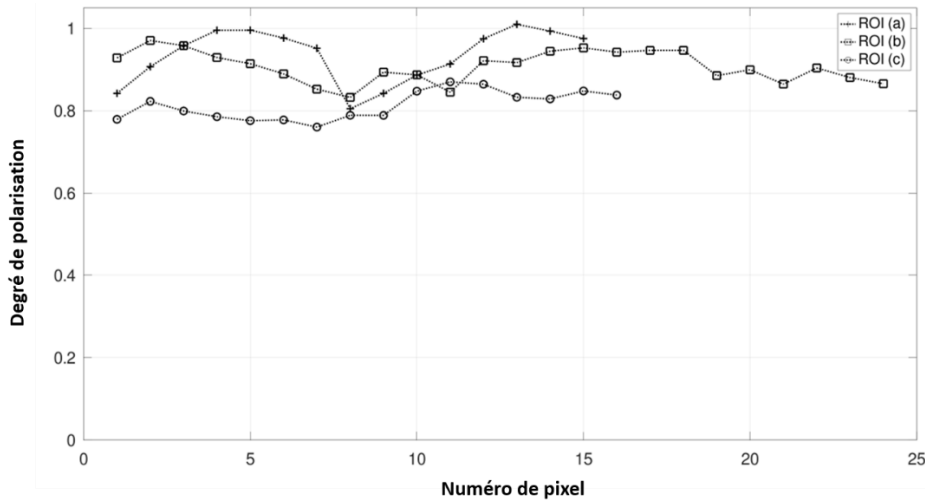


Figure V-23 - Degré de polarisation le long de la trajectoire linéaire sélectionnée des régions d'intérêt affichées sur la Figure V-21 et Figure V-22.

Les analyses « topologiques » précédentes ont porté sur un petit nombre d'échantillons de mesure, et devront être complétées dans un travail ultérieur portant sur une grande population de grains et de cas différents. Le montage expérimental automatisé développé dans cette thèse et les algorithmes de traitement/analyse des données offrent désormais cette possibilité avec une grande confiance dans les résultats expérimentaux mesurés.

### V.3.3 Analyse topologique à l'échelle du grain unique

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'évolution spatiale en deux dimensions de l'état de polarisation à l'échelle d'un grain unique. Ici, nous présentons des résultats obtenus avec le motif de speckle produit par l'échantillon de Spectralon (Figure V-24) et de fantôme de tissu (Figure V-25). Cette représentation permet de répondre au questionnement précédent, à savoir si les états de polarisation au sein de la région d'intérêt choisie délimitant un grain de speckle restent, sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce, au sein des états de polarisation correspondant à la bordure de la région d'intérêt comme nous avons pu le constater dans la section V.3.2.1, Figure V-20 (b), (d) et (f). En effet, on constate que le maillage spatial réalisé Figure V-24 (a) conserve convenablement sa structure spatiale lors de sa projection sur la sphère de Poincaré (Figure V-24 (c)) et sur la carte de Peirce (Figure V-24 (e)). Les états de polarisation, correspondant aux pixels situés à l'intérieur de la ROI, restent à l'intérieur du périmètre délimité par les états de polarisations des pixels formant la frontière de cette ROI. Cependant, ce cas n'est pas une généralité. En effet, ce maillage spatial peut, lors de sa

### V.3. Analyse topologique

projection sur la sphère de Poincaré et représentation de Peirce, se « replier », permettant ainsi aux états de polarisation, localisés à l'intérieur du maillage, d'être à l'extérieur du périmètre formé par les états de polarisation correspondant à la frontière de la ROI, comme le montre les deux régions d'intérêt présentées en Figure V-24 (b) et Figure V-25 (a) et notamment sur les cartes de Peirce respectives (Figure V-24 (f) et Figure V-25 (c)).

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

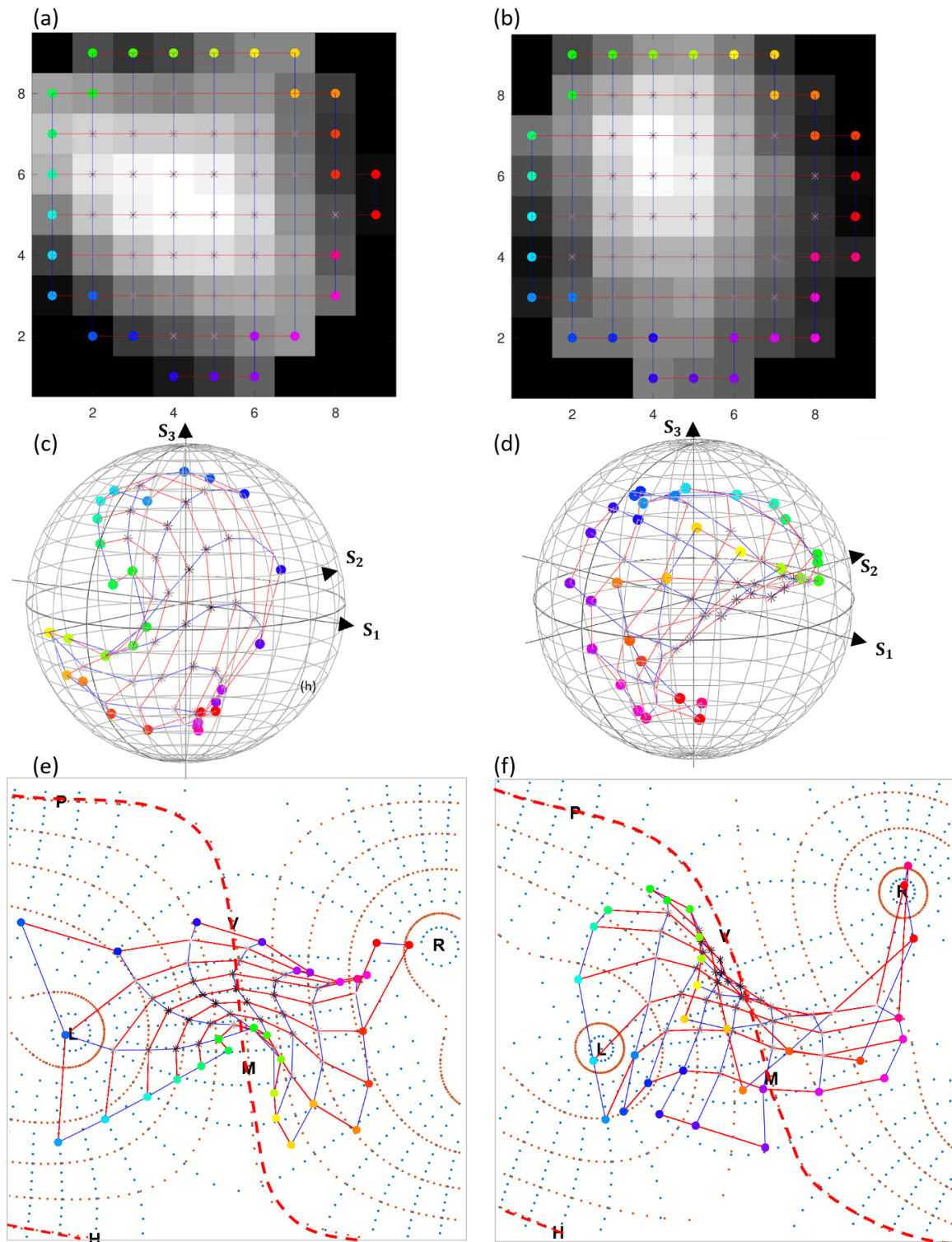


Figure V-24 - Première ligne : image du paramètre  $S_0$  avec un maillage spatial des pixels sélectionnés dont les marqueurs correspondant à la frontière sont colorés. Deuxième ligne : représentation du maillage spatial sur la sphère de Poincaré des états de polarisation en chaque pixel. Troisième ligne : représentation du maillage spatial sur la projection quinconce de Peirce de la sphère des états de polarisation des pixels sélectionnés. L'équateur de la sphère de Poincaré est représenté sur la projection de Peirce par la ligne rouge discontinue. Résultats obtenus à partir d'un échantillon de Spectralon.

### V.3. Analyse topologique

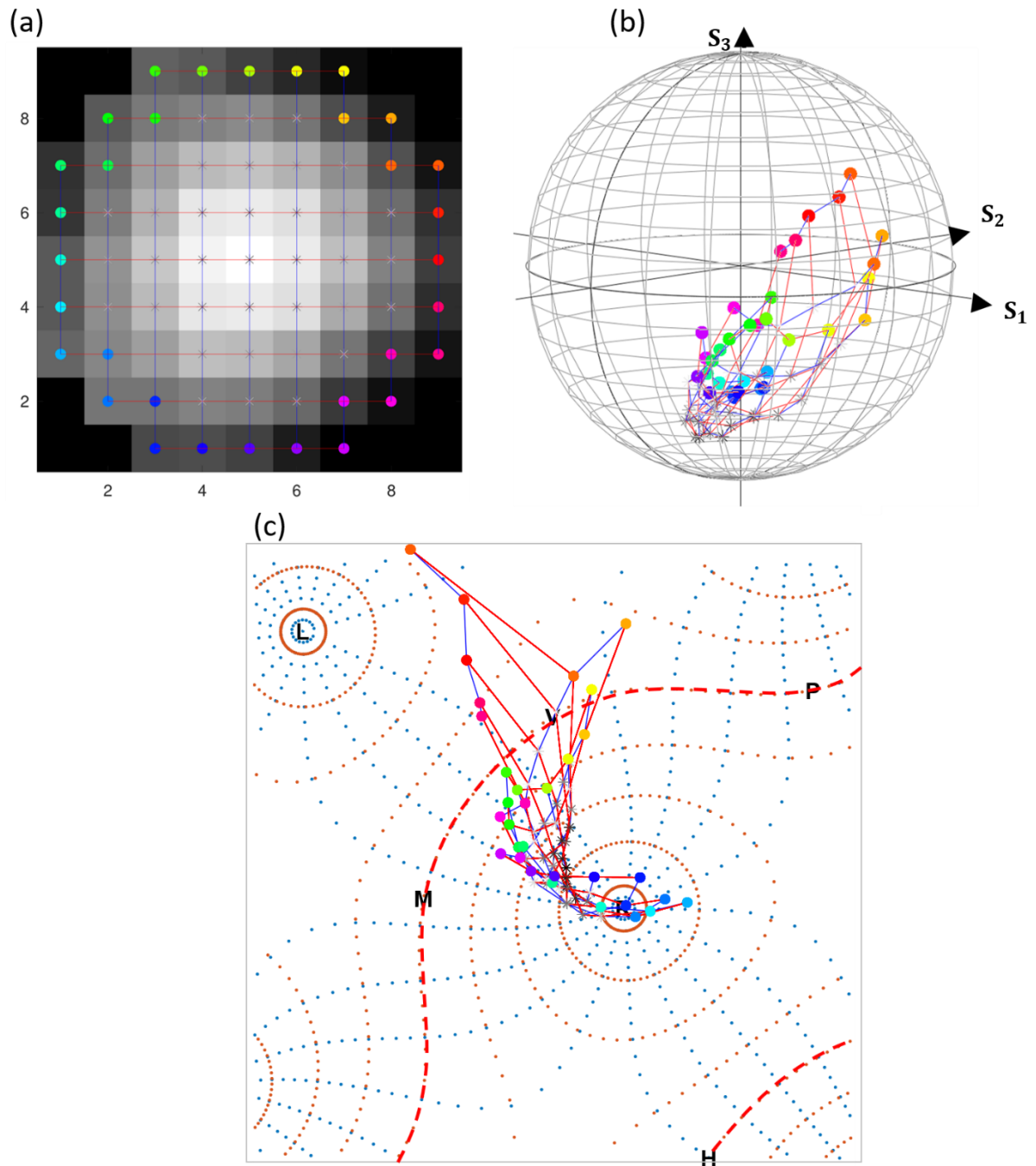


Figure V-25 - (a) : image du paramètre  $S_0$  avec un maillage spatial des pixels sélectionnés dont les marqueurs correspondant à la frontière sont colorés. (b) : représentation du maillage spatial sur la sphère de Poincaré des états de polarisation en chaque pixel. (c) : représentation du maillage spatial sur la projection quince de Peirce de la sphère des états de polarisation des pixels sélectionnés. L'équateur de la sphère de Poincaré est représenté sur la projection de Peirce par la ligne rouge discontinue. Résultats obtenus à partir d'un échantillon de fantôme.

Ici, nous nous sommes intéressés uniquement aux échantillons fortement dépolarisants. En effet, pour un échantillon non dépolarisant, comme celui de la plaque métallique, l'état de



## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

polarisation n'évoluant peu spatialement, le maillage correspondant sera alors replié sur lui-même, rendant cette représentation graphique illisible. Précédemment dans la section V.3.2.2, nous avons pu observer que l'état de polarisation évolue de manière continue le long de la trajectoire linéaire comme il a déjà été démontré expérimentalement dans les travaux antérieurs. Cette observation est confortée par le fait que l'état de polarisation varie en deux dimensions de manière continue préservant la structure du maillage lors de la projection des états sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce. À nouveau, il sera intéressant de poursuivre ce travail sur une quantité plus importante de cas afin de dégager une tendance globale sur ces comportements topologiques, et éventuellement de comprendre s'il existe, et pourquoi, le cas échéant, différentes classes de comportements des états polarimétriques de grains de speckle.

### V.3.4 Analyse topologique au voisinage de singularités

Dans cette dernière section, nous tentons d'approfondir la compréhension des singularités observées expérimentalement dans la section V.1.3. Pour cela, nous souhaitons représenter ces singularités sur la sphère de Poincaré et sur la carte de Peirce en utilisant le maillage des pixels décrit précédemment (section V.2.2.3), mais en colorant celui-ci, afin de mieux visualiser ces variations particulières de l'état de polarisation. Contrairement au fond de l'image de référence du maillage utilisé précédemment ( $S_0$  en niveaux de gris), dans cette partie le maillage sera mis en place sur l'image dont le fond bleu (respectivement rouge) correspond au sens de rotation gauche (respectivement droite) et où l'ellipse de polarisation est représentée en chaque pixel. De plus, les lignes horizontales/verticales du maillage seront de couleur magenta/cyan. Pour préserver la lisibilité sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce, nous nous intéresserons dans la suite uniquement à des régions d'intérêt de tailles réduites.

#### V.3.4.1 Singularité Star

Comme nous l'avons vu dans la section V.1.3, Figure V-8 (a), la singularité Star correspond au croisement entre trois trajectoires dont l'angle azimutal varie lentement et l'état de polarisation à l'intersection est d'azimutal indéfini. Ainsi on sélectionne une région d'intérêt réduite (Figure V-26 (a)) où l'intersection de ces trois trajectoires correspond à son centre (Figure V-26 (b)). Nous remarquons que les états de polarisation, principalement verticaux, situés en haut de la ROI (marqueurs jaunes) sont tous localisés proche de l'état de polarisation correspondant à l'état vertical sur la sphère de Poincaré ( $s_1$ ), (Figure V-26 (c)), et sa projection de Peirce (V), (Figure V-26 (d)). Les états de polarisation du bord gauche de la ROI vont spatialement évoluer vers un état linéaire proche de  $-45^\circ$  (correspondant au point M sur la Figure V-26 (d))

### V.3. Analyse topologique

et sont représentés par les marqueurs rouges. Les états situés à droite de la ROI et correspondant aux marqueurs verts vont quant à eux évoluer vers un état linéaire proche de  $+ 22.5^\circ$  (situé entre l'état horizontal H et celui de  $+ 45^\circ$  noté P). Pour finir, les états de polarisation situés le long de l'axe central vertical de la ROI vont varier d'un état horizontal à un état proche de l'horizontal (H) en passant par un état circulaire gauche (L). Le maillage de cette singularité est très graphique notamment par le fait que chacune des trois branches va suivre une évolution de l'état polarimétrique vers trois états de polarisation distincts. Dans notre cas, chacun de ces états est vertical (marqueurs jaunes),  $- 45^\circ$  (intersection entre les marqueurs bleus et rouges) et  $+ 22.5^\circ$  (intersection entre les marqueurs bleus et verts) et correspond sur la projection de Peirce à une forme plutôt triangulaire. On peut noter ici le grand intérêt de la projection de Peirce par rapport à la représentation classique sur la sphère de Poincaré : il n'y a pas d'ambiguïté possible sur la Figure V-26 (d) quant à la localisation des états de polarisation, contrairement à la Figure V-26 (c) où il est difficile de distinguer si les points s'organisent plutôt sur l'hémisphère faisant face à l'observateur ou plutôt sur l'hémisphère opposé.

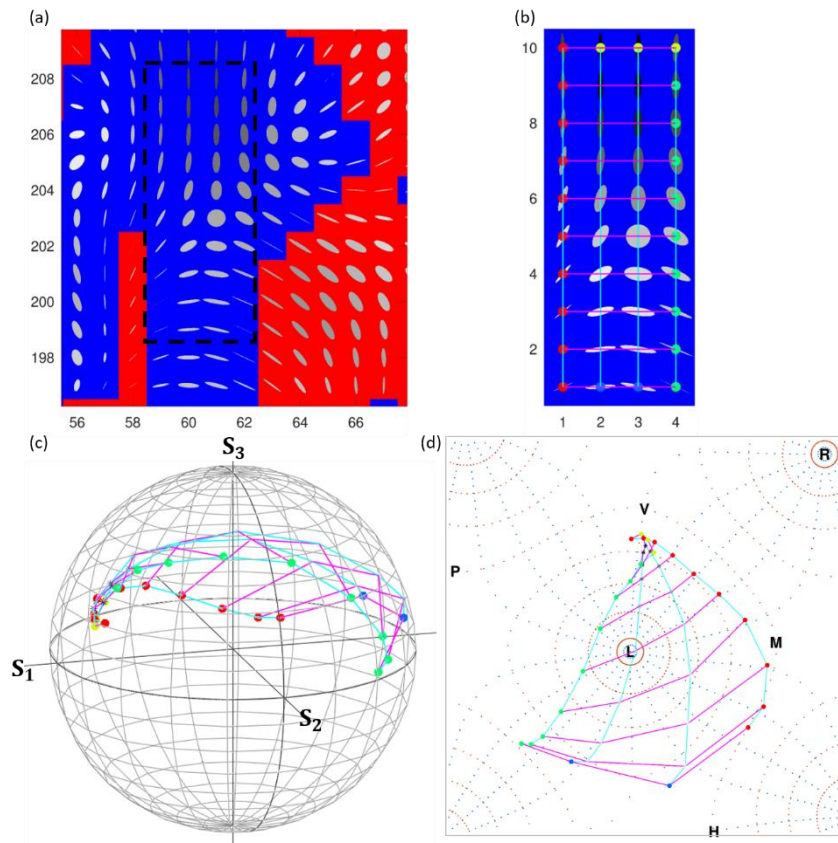


Figure V-26 - (a) Singularité Star observée en section V.1.3 (Figure V-8(a)) avec sélection de la ROI (zone rectangulaire en tiret noir). (b) Maillage des pixels sélectionnés. (c) Projection du maillage sur la sphère de Poincaré. (d) Projection du maillage sur la carte de Peirce.

### V.3.4.2 Singularité Lemon-Monstar

Précédemment nous avons observé une configuration de deux singularités proches se faisant face et nommée Lemon-Monstar (cf. section V.1.3, Figure V-10 (e)). Un maillage spatial de la région d'intérêt polygonale choisie Figure V-27 (a) est réalisé Figure V-27 (b). Les états polarimétriques en chaque pixel sont représentés sur la sphère de Poincaré Figure V-27 (c) et sa projection de Peirce Figure V-27 (d) en conservant le maillage spatial réalisé Figure V-27 (b). On constate que la majorité des lignes horizontales du maillage (lignes magenta sur Figure V-27 (b)) se croisent, sur la sphère de Poincaré et sur la projection de Peirce, proche de l'état polarimétrique  $+45^\circ$ . Cette intersection correspond à la frontière entre les états présentant de l'ellipticité dont le sens de rotation est vers la gauche (fond bleu) et la droite (fond rouge) sur la sur Figure V-27 (b), et est composé d'état linéaire proche de  $+45^\circ$  (correspondant au point  $s_2$  sur la sphère et P sur la projection de Peirce).

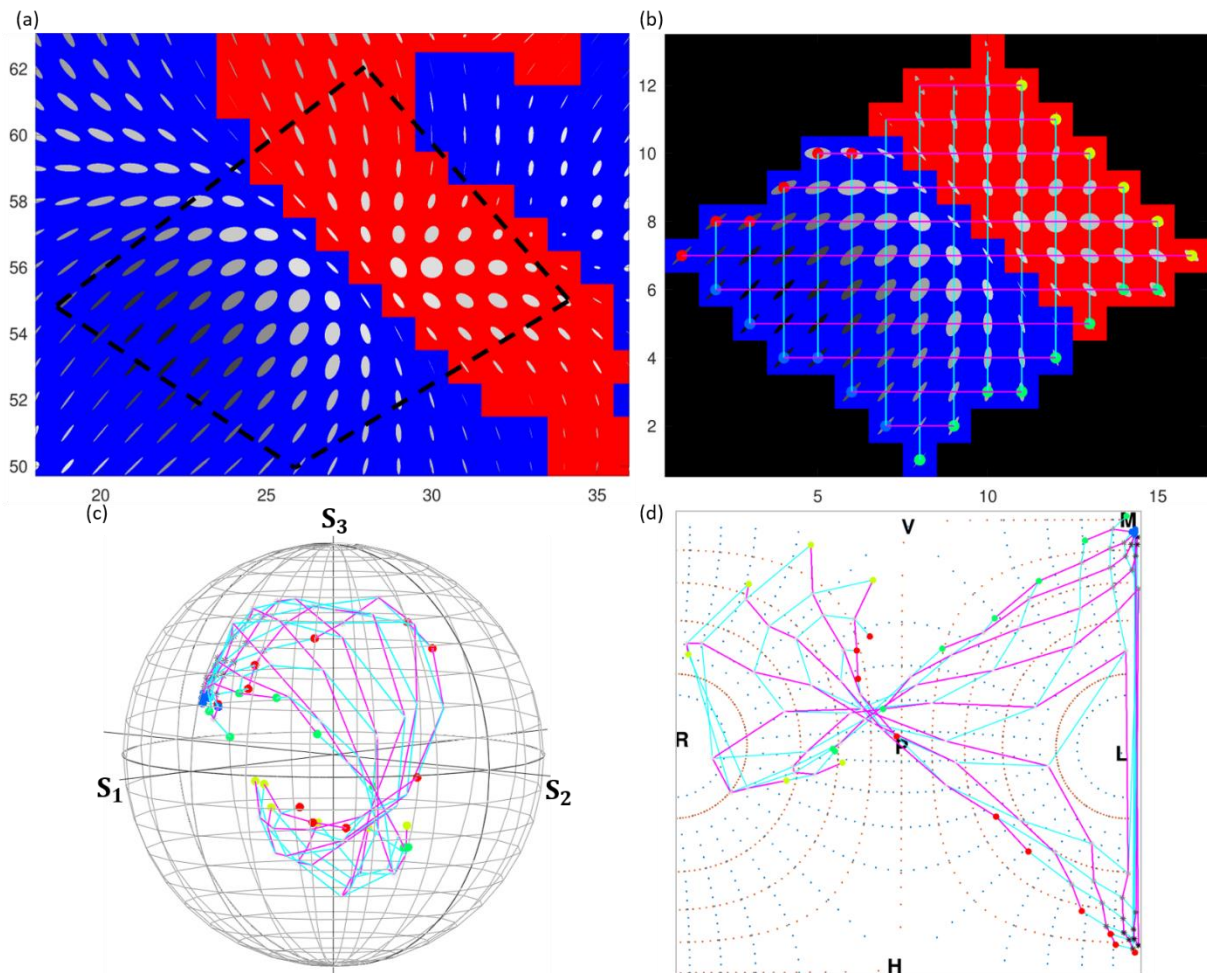


Figure V-27 - (a) Configuration Lemon-Monstar observée en section V.1.3 (Figure V-10 (e)) avec sélection de la ROI (zone polygonale en tiret noir). (b) Maillage des pixels sélectionnés. (c) Projection du maillage sur la sphère de Poincaré. (d) Projection du maillage sur la carte de Peirce.

### V.3. Analyse topologique

Ainsi les états polarimétriques correspondant à des pixels de fond rouge sont situés dans l'hémisphère sud de la sphère de Poincaré (visualisable via les marqueurs jaunes) alors que ceux ayant un fond bleu sont positionnés dans l'hémisphère nord de la sphère. Ces états sont représentés sur la carte de Peirce respectivement à l'ouest et à l'est. Pour finir, on remarque que les états correspondant aux marqueurs bleus sont linéaires)  $-45^\circ$ , noté M sur la projection de Peirce, et se retrouvent à l'opposé du point de croisement décrit précédemment.

#### V.3.4.3 Singularité Star-Star

Pour finaliser l'analyse topologique des singularités, on s'intéresse maintenant à la configuration Star-Star observée précédemment (cf. section V.1.3, Figure V-10 (d)), composée de deux singularités Star décrites précédemment (cf. V.3.4.1). Cette configuration obtenue expérimentalement est particulièrement intéressante et notamment la région d'intérêt sélectionnée (Figure V-28 (a) et (b)).

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

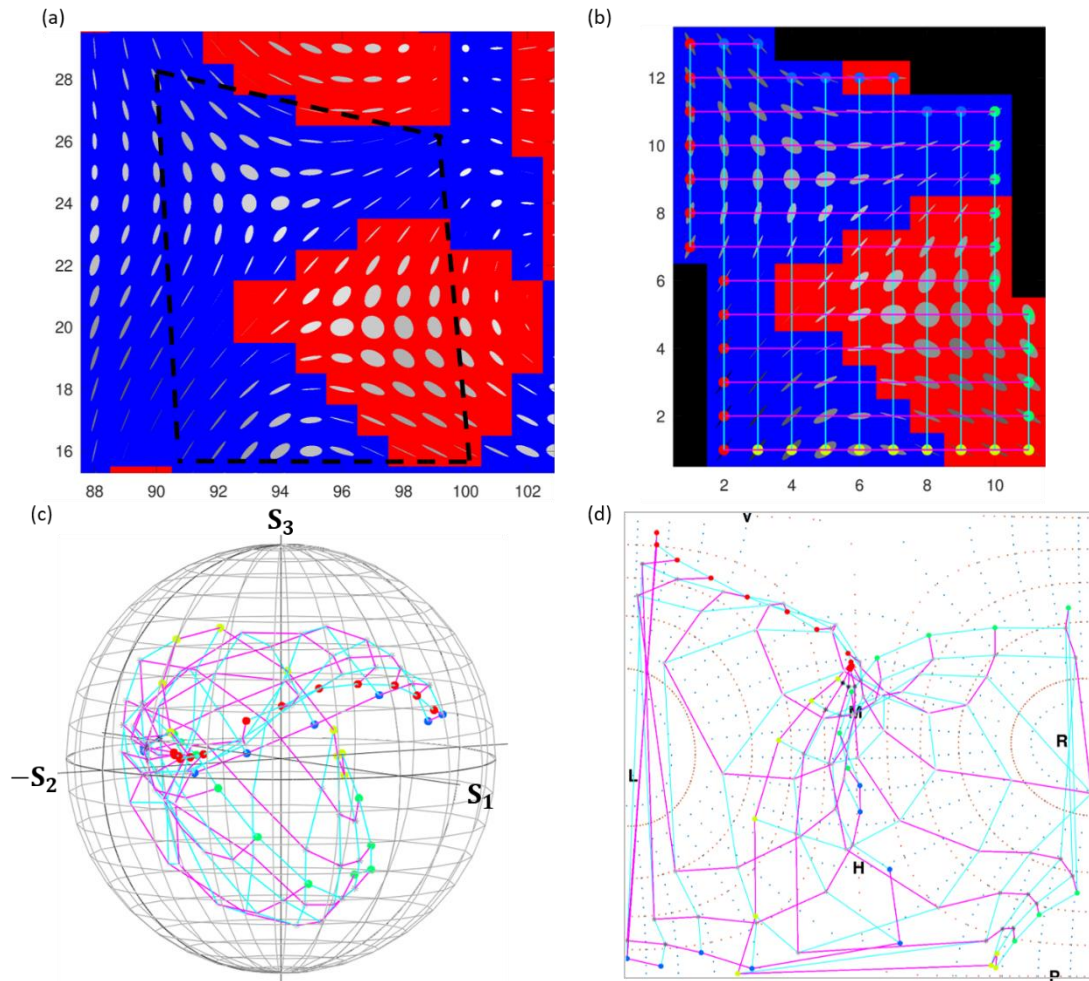


Figure V-28 - (a) Configuration Star-Star observée en section V.1.3 (Figure V-10 (d)) avec sélection de la ROI (zone polygonale en tiret noir). (b) Maillage des pixels sélectionnés. (c) Projection du maillage sur la sphère de Poincaré. (d) Projection du maillage sur la carte de Peirce.

En effet, la première configuration, située en haut à gauche de la Figure V-28 (b), est composée d'états polarimétriques présentant une ellipticité dont le sens de rotation est vers la gauche (pixels de fond bleu) alors que la seconde, située en bas à droite de la Figure V-28 (b), est composée d'états elliptiques dont la rotation est vers la droite (pixels de fond rouge). La projection des états polarimétriques et du maillage spatial sur la sphère de Poincaré représente quasiment une sphère (incomplète), de rayon faible correspondant à un degré de polarisation inférieur à 1. La projection de cette sphère incomplète sur la carte de Peirce montre que ce type de configuration (Star-Star) recouvre une grande partie cette carte suggérant que cette configuration présente quasiment l'ensemble de tous les états polarimétriques possibles (à degré de polarisation constant). Pour mieux discerner l'évolution spatial de l'état de polarisation, nous nous appuyons sur la représentation de la configuration Star-Star obtenue par simulation dans la référence [116]. Sur l'image basée de l'image extraite de la référence [19] et affichée sur la

### V.3. Analyse topologique

Figure V-29 (b), où le code couleur correspond aux états elliptiques gauches en bleu et elliptiques droites en rouge, pour nous rapprocher de notre résultat obtenu expérimentalement (Figure V-29 (b)). De plus, nous avons inséré des marqueurs alphabétiques (A à I) correspondant à des positions spatiales particulières de la ROI Figure V-29 (b).

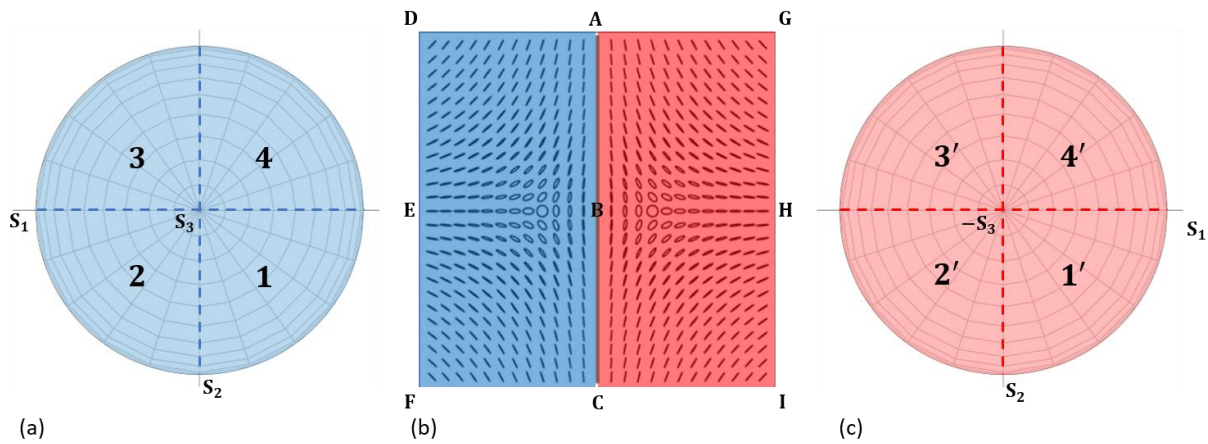


Figure V-29 - (a) Représentation 2D de l'hémisphère nord correspondant aux états elliptiques dont le sens de rotation est vers la gauche (vers la droite : Figure V-29 (c)). (b) Simulation de la configuration Star-Star extraite de la référence [116].

Ainsi pour mieux discerner l'évolution spatiale de l'état de polarisation, nous allons décomposer spatialement l'image de la singularité représentée Figure V-29 (b). De plus pour la suite, on considère que l'évolution spatiale de l'état de polarisation se fait de manière continue. Sur cette image, les parties bleue et rouge correspondent respectivement états elliptiques gauches (Figure V-29 (a)) et droites (Figure V-29 (c)). Ainsi, la trajectoire reliant le point B à E, (respectivement l'état vertical ( $s_1=1$ ) et horizontal ( $s_1=-1$ )), en passant par l'état totalement circulaire ( $s_3=1$ ), correspond à l'évolution polarimétrique à la surface de la sphère représentée par la ligne en tiret horizontal sur la Figure V-29 (a). La zone ABED correspond aux états présents sur la surface de la sphère numérotée 3 et 4 de la Figure V-29 (a) où le point D représente l'état linéaire  $-45^\circ$  ( $s_2=-1$ ). Quant à la zone BCFE, elle correspond à l'ensemble des états des zones 1 et 2, où le point F représente l'état linéaire  $+45^\circ$  ( $s_2=1$ ). Ainsi la zone DACF réunit l'ensemble des états polarimétriques situés à l'hémisphère nord de la sphère de Poincaré.

Il est possible de faire la même analogie pour l'hémisphère sud représenté Figure V-29 (c). La trajectoire B (état vertical) à H (état horizontal) correspond à l'évolution de l'état de polarisation à la surface de la sphère de Poincaré le long de la ligne horizontale en tiret de la Figure V-29 (c). Les zones AGHB et BHIC correspondent respectivement à l'ensemble des états situés à la surface de la sphère de Poincaré au quartier numéroté 3 - 4 et 1 - 2.

## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Ainsi, la configuration Star-Star schématisée numériquement sur la Figure V-29 (b) présente tous les états existant à la surface de la sphère de Poincaré (pour un degré de polarisation uniforme spatialement et égal à 1), et nous retrouvons plutôt correctement cette configuration sur une singularité observée expérimentalement. Cette description permet ainsi de mieux comprendre la répartition des états polarimétriques, obtenus expérimentalement, sur la quasi-totalité de la carte de Peirce de la Figure V-28 (d) de cette configuration particulière.

### V.3.4.4 Singularité particulière

Enfin dans cette section, nous nous intéressons à l'évolution particulière de l'état de polarisation observée section V.1.3 (cf. Figure V-10 (c)). Pour une question de lisibilité, nous avons réalisé le maillage uniquement sur une partie réduite de cette zone particulière (Figure V-30 (a)). On remarque sur la Figure V-30 (b), qu'aux extrémités à gauche et à droite de la région d'intérêt, respectivement représentés par des marqueurs rouges et verts, les états de polarisation sont principalement linéaires selon la verticale, en passant par deux états proches de l'état circulaire gauche et droite. De plus, le sens de rotation de l'état de polarisation évolue spatialement (selon l'abscisse), vers la gauche (représentée par un fond rouge) puis vers la droite (représentée par un fond bleu). Ainsi cette configuration particulière de l'évolution spatiale de l'état de polarisation est représentée sur la sphère de Poincaré (Figure V-30 (c)) par un maillage « s'enroulant » selon une forme cylindrique autour d'un axe de révolution parallèle à l'axe du paramètre  $s_2$  ici. La projection de ce maillage sur la représentation de Peirce de la sphère montre bien que les deux extrémités de la ROI, correspondant à un état de polarisation vertical (marqueurs verts et rouges), se rejoignent en passant par un état circulaire dont le sens de rotation est successivement de gauche à droite.

## V.4. Conclusion

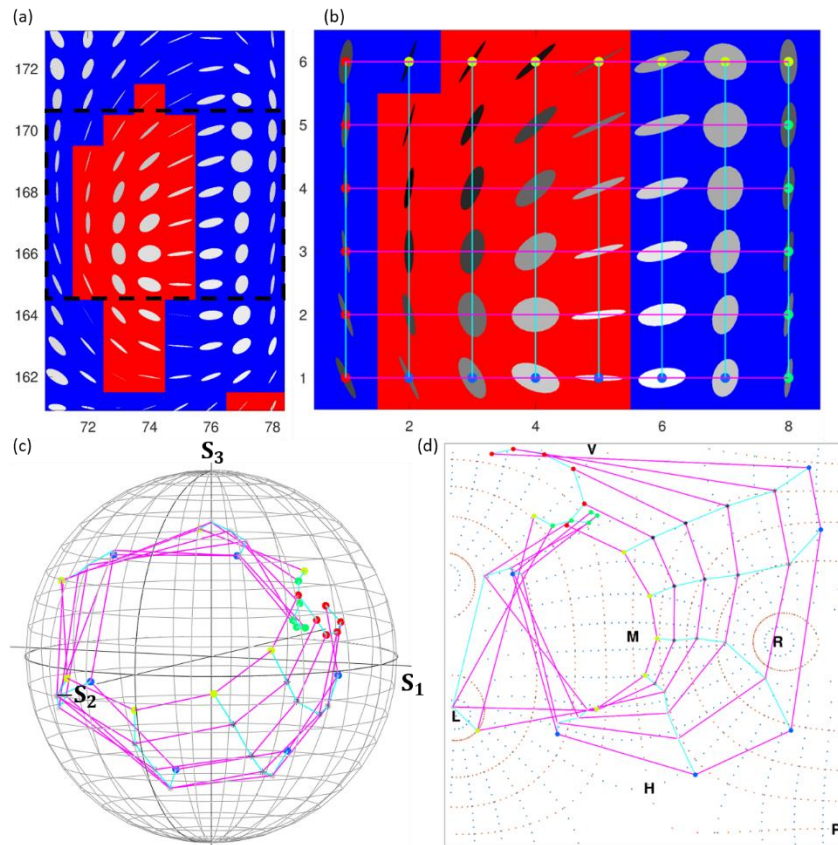


Figure V-30 - (a) Variation particulière de l'état de polarisation observée en section V.1.3 (Figure V-10 (c)) avec sélection de la ROI (zone rectangulaire en tiret noir). (b) Maillage des pixels sélectionnés. (c) Projection du maillage sur la sphère de Poincaré. (d) Projection du maillage sur la carte de Peirce.

Une nouvelle fois, ces résultats expérimentaux démontrent bien l'intérêt du banc expérimental développé et des méthodes de représentation de l'information polarimétrique, notamment pour l'analyse topologique des répartitions d'états de polarisation au voisinage de singularités du champ de speckle.

## V.4 Conclusion

Grâce au développement du banc d'analyse d'imagerie polarimétrique de Stokes à l'échelle du grain de speckle, dont la configuration matérielle a été détaillée dans le chapitre III et dont le choix des états à analyser et des méthodes d'inversion ont été discutés dans le chapitre IV, nous avons pu étudier d'un point de vue polarimétrique le motif de speckle engendré par différents échantillons pour plusieurs échelles d'observation (macroscopique, population de grains, interface entre grains, grain unique). De plus, nous avons été en mesure d'observer des singularités du champs présentes notamment dans des zones faiblement lumineuses et d'analyser les répartitions spatiales. De plus, nous avons pu observer des configurations de



## V. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

singularité (Star-Star et Lemon-Monstar) et vérifier expérimentalement avec une assez bonne concordance des résultats de simulations numériques [115], [116].

Pour visualiser au mieux les informations polarimétriques obtenues via des résultats expérimentaux, la projection quinconce de Peirce de la sphère de Poincaré (représentation 3D) a été implémentée pour visualiser l'ensemble des états polarimétriques sur une carte en deux dimensions (dont la contrepartie est la perte de l'information du degré de polarisation mais qui pourrait être préservée par exemple en l'encodant sur la saturation de la couleur du marqueur). De plus, pour chacune des échelles d'observations, plusieurs représentations graphiques ont été implémentées (détection automatique de grains avec un seuil de détection, région d'intérêt triangulaire RGB, trajectoire linéaire RB, maillage spatial), permettant notamment de préserver au maximum l'information spatiale lors de ces différentes représentations, en priorisant l'affichage de l'information polarimétrique la plus pertinente pour chaque situation. La réalisation d'un maillage spatial et sa projection sur la sphère de Poincaré et sa projection de Peirce a permis de mieux visualiser l'évolution spatiale de l'état de polarisation au sein d'un grain unique et particulièrement pour des singularités et des configurations de singularités.

L'ensemble de ces analyses « topologiques » est désormais possible grâce au banc expérimental automatisé et optimisé, aux méthodes de traitement et de représentation des données développés dans cette thèse. Il conviendrait donc de poursuivre ce travail d'analyse, qui n'a, faute de temps, pas pu porter sur une grande quantité de cas, afin de dégager d'éventuelles tendances de comportement des états polarimétriques à l'échelle du grain, à l'interface entre grains, ou au voisinage de singularités.

## CHAPITRE VI

# Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

### Sommaire

---

VI.1	Contexte et objectif de l'expérience .....	198
VI.2	Principe de l'expérience .....	202
VI.2.1	Imagerie par brisure d'orthogonalité (BO).....	202
VI.2.2	Imagerie de Stokes DFDP .....	204
VI.3	Réalisation expérimentale.....	205
VI.3.1	Module DFDP de type Mach-Zehnder.....	205
VI.3.2	Transposition de fréquence .....	207
VI.3.3	Acquisition par brisure d'orthogonalité .....	209
VI.3.4	Acquisitions de Stokes avec une source DFDP.....	213
VI.4	Résultats .....	215
VI.4.1	Étude « macroscopique » sur un motif de speckle .....	216
VI.4.2	Étude à l'échelle d'un grain unique.....	227
VI.4.3	Interprétation macroscopique des phénomènes de dépolarisation spatiale/repolarisation.....	235
VI.5	Discussion et conclusion .....	239

---

## VI.1 Contexte et objectif de l'expérience

Depuis le début des travaux sur le motif d'interférences de speckle, il a été démontré que la lumière, issue de l'interaction d'un faisceau laser totalement polarisé avec un matériau fortement diffusant ou inhomogène, présente une dégradation importante du degré de polarisation moyen (moyennage spatial). Dans d'autres contextes, ce processus dit de dépolarisation peut aussi avoir lieu lors d'un moyennage temporel ou spectral. Comme nous l'avons indiqué dans les chapitres précédents, et comme dans les contributions antérieures sur lesquelles ce travail s'appuie, dans notre cas, on se focalise sur le processus de dépolarisation dû à un moyennage spatial qui a fait l'objet de nombreux travaux [53, 76–78]. Il en résulte qu'à l'échelle du grain de speckle, sur un échantillon fortement diffusant ou inhomogène éclairé par un faisceau laser purement polarisé, l'état de polarisation à l'intérieur d'un grain est purement polarisé mais l'état de polarisation diffère spatialement [22], [91], [122]. Ainsi, comme nous l'avons à nouveau confirmé au chapitre précédent, lors d'un moyennage de nombreux grains ayant des états de polarisation déterministes mais différents, le degré de polarisation à l'échelle macroscopique est dégradé et l'information polarimétrique est perdue [90], [100].

La plupart des travaux mentionnés ci-dessus et dans les chapitres précédents s'intéressent au mécanisme de dépolarisation graduelle (spatiale) à l'échelle des grains de speckle, et pour des matériaux aux propriétés diffusantes variables. Tous ces travaux reposent donc sur l'utilisation d'une illumination (laser) monomode et dont l'état de polarisation est parfaitement défini (état pur, en général linéaire). Cette configuration s'apparente au plus près des méthodes d'imagerie polarimétrique active classiques (non résolues en speckle), ce qui explique qu'elle ait été un choix privilégié pour ce type d'études. Néanmoins, des analyses similaires peuvent être conduites avec une illumination différente (moins cohérente, moins polarisée, voire dépolarisée, etc.) tout en conservant inchangé le reste de l'expérience, et peuvent permettre d'étudier d'autres phénomènes polarimétriques intéressants. Par exemple, nous pouvons citer le phénomène dit de "repolarisation" (ou "*empolarization*" en anglais), qui consiste en l'observation d'un accroissement du degré de polarisation moyen d'une lumière initialement très dépolarisée lors de l'interaction avec un matériau diffusant et dépolarisant. Ce phénomène, théorisé dès les années 90 par R. Barakat [123], a déjà été observé à l'échelle du grain de speckle dans des expériences menées sous illumination dépolarisée, confirmées par simulation numérique et soutenues par un modèle théorique [23], [24], [92], [124]. En effet, il a par exemple été démontré théoriquement que le degré de polarisation de la lumière résultant de l'interaction d'un faisceau cohérent et totalement dépolarisé avec un milieu fortement dépolarisant est égal

## VI.1. Contexte et objectif de l'expérience

à 0,75 [124], lorsque l'imageur est résolu à l'échelle du grain de speckle et qu'il n'engendre pas de moyennage spatial. Ce degré de polarisation correspond à un taux de « désordre » maximal de l'état de polarisation. Une étude, dont des résultats sont représentés Figure VI-1, montre un excellent accord entre une simulation numérique (Figure VI-1 (a)) et une mesure expérimentale (Figure VI-1 (b)) du processus de « repolarisation » [2]. Dans cette étude, les résultats expérimentaux ont été obtenus par interaction d'un laser He-Ne dont le degré de polarisation a été mesuré à  $DOP \approx 4 \%$  et d'un échantillon diffusant de fluorure de magnésium ( $MgF_2$ ). La fonction de densité de probabilité  $p(x)$  de la distribution spatiale du degré de polarisation suit assez précisément la loi suivante :

$$p(x) = 3x^2 \quad (VI. 1)$$

et :

$$\int_0^1 xp(x)dx = \frac{3}{4} = 0,75 \quad (VI. 2)$$

comme attendu par la théorie [124].

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

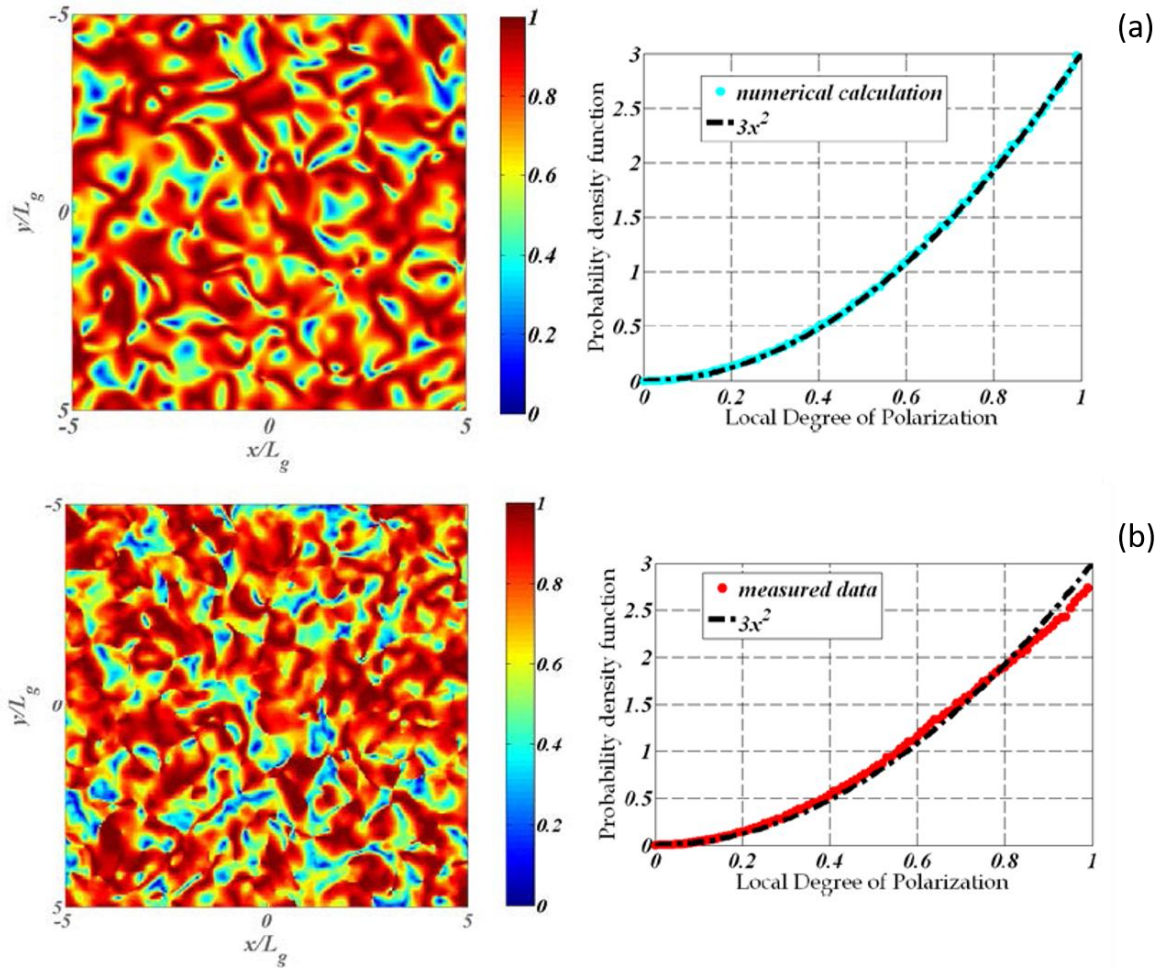


Figure VI-1 - (a) À gauche : Simulation numérique du DOP local en champ lointain avec une matrice de phase aléatoire. La moyenne du DOP résultante est de 0,75. À droite : Fonction de densité de probabilité du degré de polarisation local. (b) A gauche : Mesure expérimentale du DOP local en champ lointain pour un échantillon de  $\text{MgF}_2$  (ayant un comportement diffusant) éclairé par un laser He-Ne non polarisé (DOP  $\approx 4\%$  à l'illumination). La moyenne résultante est de 0,75. À droite : Fonction de densité de probabilité du degré de polarisation local. Ces images sont extraites de la référence [92].

Dans la suite de ce chapitre, on s'intéressera au phénomène de « repolarisation » en proposant une démarche expérimentale nouvelle, basée sur les approches de polarimétrie RF décrites au chapitre II, et permettant de fournir un éclairage nouveau pour la compréhension de ce phénomène. Pour étudier ce processus, il est nécessaire d'éclairer l'échantillon que l'on souhaite étudier par une source lumineuse cohérente totalement dépolarisée. Dans ce but, des modifications du banc d'imagerie polarimétrique de Stokes décrit précédemment (cf. chapitre III) seront apportées, notamment au niveau de la source d'illumination, pour permettre l'observation de ce processus. On rappelle que la source d'illumination du banc d'imagerie par brisure d'orthogonalité détaillé dans le chapitre II, est une source bi-fréquences, bi-polarisations

## VI.1. Contexte et objectif de l'expérience

orthogonales générée à partir un laser monomode commercial. On montrera qu'après un moyennage temporel, une telle source peut être considérée comme une source lumineuse cohérente totalement dépolarisée. Ainsi la principale modification apportée au banc d'imagerie développé précédemment est la génération d'un laser bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales à partir du laser COHERENT VERDI à 532 nm utilisé dans notre banc de polarimétrie résolue à l'échelle du grain de speckle (cf. chapitre III). La mise en œuvre d'une telle source dans le banc d'imagerie de Stokes existant sera détaillée dans la première partie de ce chapitre.

La mise en place de cette évolution du banc permettra, en une unique acquisition, l'analyse polarimétrique à l'échelle du grain de speckle par la technique de brisure d'orthogonalité, décrite dans le chapitre III. À notre connaissance, l'analyse polarimétrique du speckle par brisure d'orthogonalité n'a encore jamais été réalisée.

Les modifications apportées au banc d'imagerie initial (cf. chapitre III) et détaillées dans la suite de ce chapitre, lui confèrent une certaine flexibilité. En effet, le banc modifié peut être aisément commuté de la configuration dite d'imagerie par brisure d'orthogonalité (BO) à une configuration d'imagerie de Stokes dont la source est bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales (configuration nommée dans la suite de ce manuscrit « imagerie de Stokes DFDP ») correspondant à une illumination par une source temporellement dépolarisée. De plus, le faisceau cette source pourra être « décomposé » en un faisceau monomode en ne préservant qu'un des deux états de polarisation permettant d'accéder à des mesures de Stokes en illumination mono-polarisations horizontale et verticale. L'intérêt du banc modulable développé réside dans le fait que ces différentes acquisitions pourront être réalisées sur un même échantillon, et un même motif de speckle que nous nous sommes efforcés de conserver stable au cours de ces différentes acquisitions.

Pour finir, une comparaison entre les résultats obtenus par ces différentes approches d'imagerie sera réalisée. L'ensemble de ces acquisitions vont à priori permettre d'enrichir la compréhension du phénomène de « repolarisation ». Les principes et la mise en œuvre de ces différentes configurations seront détaillés dans la première et deuxième partie de ce chapitre. Quant aux résultats obtenus expérimentalement et l'interprétation qui en découle, ils feront l'objet d'une troisième et dernière partie de ce chapitre.

## VI.2 Principe de l'expérience

Cette étude nécessite dans l'ensemble quatre acquisitions distinctes, dans deux configurations d'imagerie différentes (BO et Stokes). La première correspond à la configuration d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité dite « classique » (BO), demandant une unique acquisition. La seconde configuration est celle de l'imagerie polarimétrique de Stokes DFDP et nécessite trois acquisitions successives, correspondant aux trois états de polarisation spécifiques à l'illumination suivants :

- Bi-polarisations orthogonales linéaires (horizontale et verticale,  $\leftrightarrow$ ),
- Polarisation linéaire horizontale ( $\rightarrow$ ),
- Polarisation linéaire verticale ( $\uparrow$ ).

### VI.2.1 Imagerie par brisure d'orthogonalité (BO)

Dans cette configuration, on souhaite, en s'appuyant sur l'expérience détaillée dans le chapitre II, étudier d'un point de vue polarimétrique le motif de speckle, résolu à l'échelle du grain, via la technique par brisure d'orthogonalité en illuminant un échantillon avec une source bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales (DFDP), de fréquences notées respectivement  $\nu_0$  et  $\nu_0 + \Delta\nu$ . Cette approche est destinée à obtenir une cartographie d'un éventuel signal de battement à travers le motif de speckle analysé, de fréquence  $\Delta\nu$ , dû à la brisure d'orthogonalité et dont l'amplitude est proportionnelle au taux de brisure d'orthogonalité (OBC).

La Figure VI-2 ci-dessous permet d'illustrer le type de mesures de contraste d'OBC attendues sur un motif de speckle dans le cas général. Premièrement, pour les grains où l'orthogonalité entre les deux faisceaux est préservée, le signal d'OBC sera nul. Ceci est par exemple le cas pour des grains n°2, 3 et 5 de la Figure VI-2, où la lumière résultante de ces grains conserve la polarisation incidente. Dans le cas du grain n°3, la modification des états de polarisation incidents s'apparentant à de la biréfringence pure et altère de façon similaire chacun des deux états de polarisation, préservant ainsi leur orthogonalité (transformation unitaire de l'état de polarisation). Cependant, les zones où l'orthogonalité n'est pas conservée seront mis en évidence sur l'image d'OBC, comme c'est le cas pour les grains n°1 et 4. Ainsi on s'attend avec ce type de configuration à obtenir une cartographie représentant un signal de battement dans les zones où l'orthogonalité entre les deux polarisations du faisceau incident est altérée.

## VI.2. Principe de l'expérience

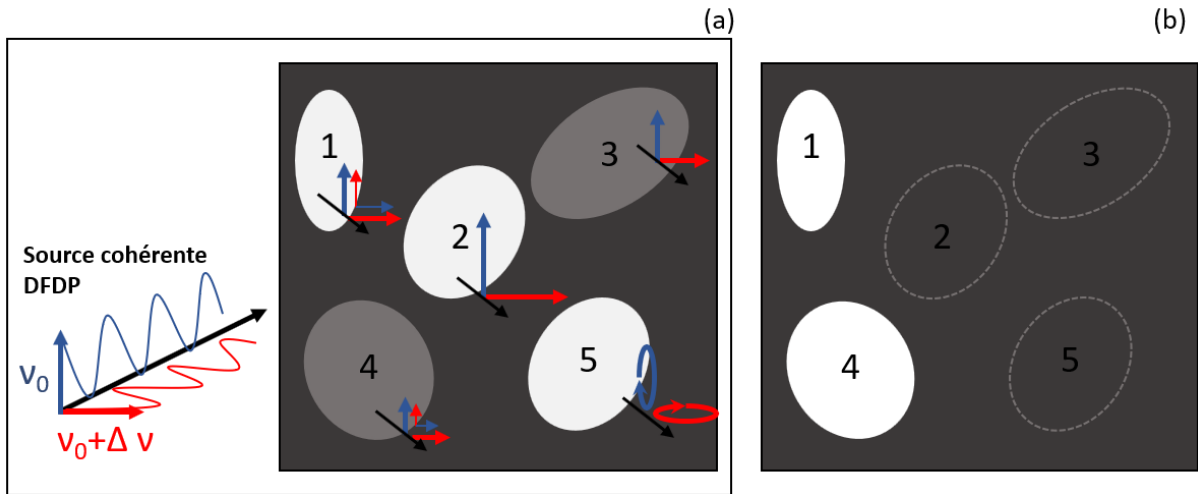


Figure VI-2 - (a) Différentes configurations de modification de l'état de polarisation incident lors de l'interaction lumière/matière. (b) Illustration de l'image de contraste de brisure d'orthogonalité attendue.

Pour mettre en œuvre cette technique il est donc nécessaire d'éclairer l'échantillon avec une source cohérente bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales comme détaillée dans le chapitre I. On rappelle que le vecteur de Stokes d'une source cohérente bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales a déjà été décrit [58] dans deux configurations. Le premier, avec deux états de polarisations orthogonaux dit « linéaires » ( $\vec{S}_L(t)$ ) et le second dit « circulaires » ( $\vec{S}_C(t)$ ) sont décrits respectivement comme suit :

$$\vec{S}_L(t) = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos(\Delta\omega t) \\ \sin(\Delta\omega t) \end{pmatrix} ; \quad \vec{S}_C(t) = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \sin(\Delta\omega t) \\ \cos(\Delta\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{VI.3})$$

où  $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$  et  $\Delta\nu$  représente la différence de fréquences entre ces deux champs.

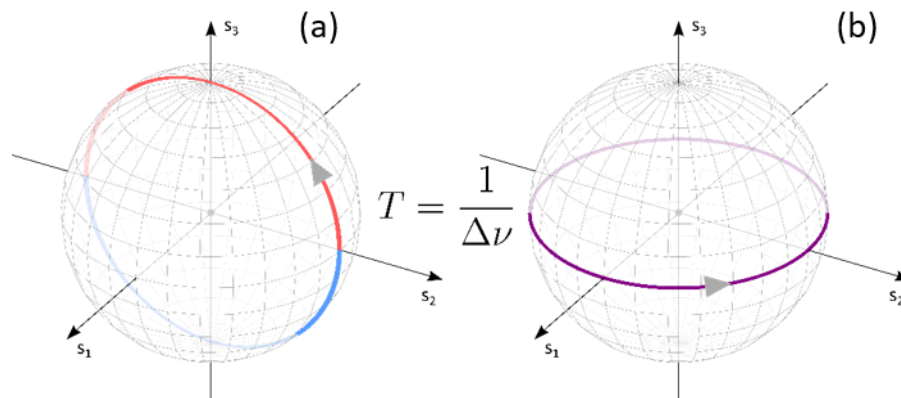


Figure VI-3 - Représentation de la trajectoire sur la sphère de Poincaré de l'état de polarisation d'une source DFDP à états linéaires (a) et circulaires (b).



## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Ces sources DFDP peuvent être assimilées respectivement à un faisceau cohérent dont l'état de polarisation varie périodiquement à la surface de la sphère de Poincaré dans le plan  $0s_2s_3$  (le long d'un méridien) et dans le plan  $0s_1s_2$  (le long de l'équateur) à la fréquence  $\Delta\nu$  (Figure VI-3). Dans la suite de ce chapitre, on s'intéressera uniquement à une source DFDP dont les états de polarisation sont linéaires, pour des raisons de simplicité expérimentale, mais sans perte de généralité. La mise en œuvre et l'adaptation de cette technique à l'étude polarimétrique à l'échelle du speckle est détaillée dans la section VI.3.

### VI.2.2 Imagerie de Stokes DFDP

La vocation de cette configuration est d'étudier le processus de « repolarisation » via l'analyse polarimétrique de Stokes. Dans ce but, il est nécessaire d'éclairer l'objet/l'échantillon souhaité avec une source cohérente totalement dépolarisée  $\vec{S}_D$  définie par le vecteur de Stokes suivant :

$$\vec{S}_D = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{VI.4})$$

L'état de polarisation de la source DFDP « linéaire » décrite précédemment correspond à un état de polarisation évoluant temporellement le long d'un méridien de la sphère de Poincaré. Ainsi, en reprenant l'équation correspondant à cette source (Équation VI.4) on s'aperçoit qu'un moyennage temporellement conduit bien au vecteur :

$$\langle \vec{S}_L \rangle = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{VI.5})$$

Ainsi en moyennant sur un temps long devant la période  $1/\Delta\nu$  (ici, 12 ns), cette source DFDP équivaut à une source lumineuse cohérente totalement dépolarisée.

Dans cette configuration, on souhaite effectuer trois acquisitions successives. La première sera réalisée avec la source de lumière cohérente bi-fréquences, bi-polarisations dont les deux états de polarisation sont linéaires et orthogonaux (horizontal et vertical) et équilibrés en termes de puissance optique. Cet état du champ correspond, comme nous venons de le montrer, en moyennant temporellement, à une source dépolarisée ( $\vec{S}_D = \langle \vec{S}_L \rangle$ ). Pour les deux dernières acquisitions, on vient « décomposer » le faisceau DFDP en deux faisceaux monomodes dont l'état de polarisation est soit horizontal  $\vec{S}_H$ , soit vertical  $\vec{S}_V$ , en sélectionnant successivement

### VI.3. Réalisation expérimentale

un seul des deux états de polarisation de la source DFDP. Par cette « décomposition » des états de polarisation du faisceau DFDP, on souhaite améliorer la compréhension du processus de « repolarisation » à l'intérieur des grains de speckle. On rappelle que la différence de fréquence  $\Delta\nu$  entre les deux champs est de l'ordre de plusieurs dizaines de mégahertz. La durée du temps d'exposition du capteur CCD étant très élevée devant la période  $\Delta\nu$ , le faisceau DFDP est assimilé par la caméra CCD à une source cohérente totalement dépolarisée  $\vec{S}_D$ . Ainsi dans cette configuration, le faisceau DFDP sera considéré comme un faisceau lumineux cohérent totalement dépolarisé. L'ensemble des trois vecteurs de Stokes d'illumination souhaités sont présentés dans le Tableau VI-1.

Tableau VI-1. États de polarisation de la source lumineuse cohérente pour chaque acquisition.

Source lumineuse cohérente DFDP	Source lumineuse cohérente polarisé horizontalement	Source lumineuse cohérente polarisé verticalement
$\vec{S}_D = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\vec{S}_H = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\vec{S}_V = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$

## VI.3 Réalisation expérimentale

### VI.3.1 Module DFDP de type Mach-Zehnder

Pour réaliser les acquisitions décrites précédemment, il est nécessaire d'utiliser une source bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales. À l'Institut FOTON, un module basé sur une architecture Mach-Zehnder, facilement transportable (sous forme de breadboard), a été développé pour générer une source bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales à partir d'un faisceau laser monomode (Figure VI-4). Il est à la base par exemple du montage de microscopie DSOB installé sur la plateforme BIOSIT et évoqué en section II.5.2

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

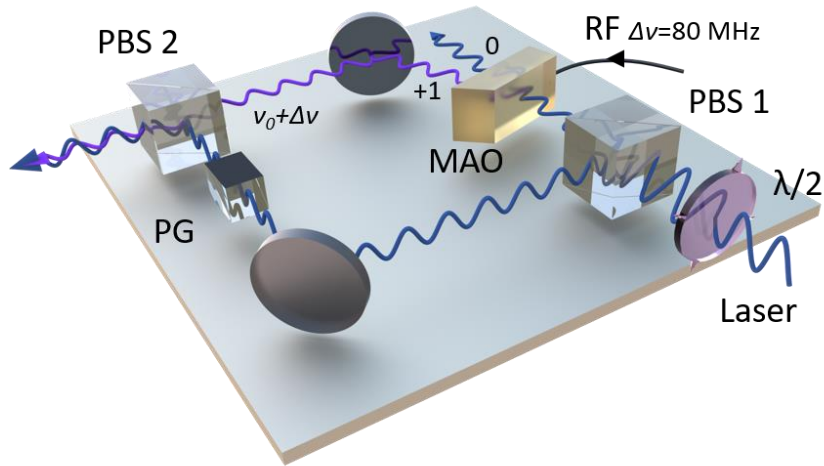


Figure VI-4 - Schéma 3D du module bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales basé sur une architecture de type Mach-Zehnder

Les deux premiers éléments de ce module sont une lame de phase demi-onde, noté  $\lambda/2$ , et un cube séparateur de polarisation (PBS 1). Ainsi le faisceau laser incident est séparé en deux faisceaux distincts dont les polarisations sont orthogonales entre elles. En sortie de ce cube, les polarisations sont respectivement horizontale et verticale. La lame de phase demi-onde permet de régler la puissance relative dans chaque bras de l'architecture de type Mach-Zehnder. Dans notre cas, cette lame de phase est orientée de manière à obtenir, en sortie du module DFDP, un faisceau dont la puissance est identique pour chacun des bras.

Un cube polariseur (PG) est inséré dans l'un des deux bras pour s'assurer d'obtenir un état de polarisation purement linéaire. Pour transposer la fréquence initiale  $\nu_0$  à une fréquence  $\nu_0 + \Delta\nu$ , un modulateur acousto-optique (AA Opto, MT80-B30A1-VIS), nommé MAO sur la Figure VI-4, est positionné au niveau du second bras. Pour moduler le faisceau laser incident, un signal radiofréquence (RF) est appliqué aux bornes du modulateur acousto-optique. Ce signal est produit par un générateur de fréquences (MiniCircuits Tektronix AFG 3252C) à 80 MHz et est amplifié via un amplificateur RF (ZX60-100VH+). Le choix de cette fréquence est principalement dû au fait que le matériel RF à ma disposition au sein de l'Institut FOTON est optimisé pour la fréquence de 80 MHz et utilisé à l'origine pour le banc d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité détaillé dans le chapitre II. Ainsi l'application d'un signal RF aux bornes du modulateur acousto-optique permet de diffracter le faisceau incident en plusieurs ondes optiques dont la fréquence est décalée d'un multiple de la fréquence du signal RF. Dans notre cas, pour produire la fréquence  $\nu_0 + \Delta\nu$ , où  $\Delta\nu = 80$  MHz, on préservera le faisceau lumineux diffracté d'ordre 1 du modulateur. Pour minimiser les pertes dues à la transposition

### VI.3. Réalisation expérimentale

de fréquence et maximiser la puissance optique dans l'onde d'ordre 1, le modulateur acousto-optique est soigneusement positionné pour que l'angle d'incidence du faisceau corresponde à l'angle de Bragg. Pour conserver uniquement l'onde optique d'ordre 1, les autres ondes lumineuses (principalement l'ordre 0) sont filtrées spatialement à l'aide d'un diaphragme.

Un second cube séparateur de polarisation (PBS 2) est placé en sortie du module DFDP pour recombinaison des deux faisceaux et ainsi obtenir un faisceau bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales dont les états de polarisations sont respectivement horizontal et vertical et la différence de fréquence entre ces deux faisceaux est égale à 80 MHz. Pour s'assurer d'une superposition maximale de ces deux faisceaux lors de sa propagation, une étape minutieuse de réglage des miroirs du module DFDP a été réalisée. En effet, ce réglage est crucial pour garantir que les deux faisceaux puissent interférer maximalement (et donc produire un taux de battement expérimental le plus proche de la valeur théorique maximale de 100%). Ainsi, ces miroirs ont été réglés de sorte qu'en sortie du module DFDP et après plusieurs mètres de propagation, les centres de chaque faisceau se superposent. Cette étape d'alignement a été réalisée à l'aide d'un analyseur de faisceau, garantissant ainsi une précision acceptable, en prenant pour hypothèse que les faisceaux sont gaussiens. Cependant, malgré le réglage minutieux de ce module, l'amplitude de modulation à la sortie n'est pas optimale, dues à une superposition imparfaite des deux faisceaux et à la déformation du front d'onde notamment lors du passage d'un des deux faisceaux dans le modulateur acousto-optique. Cependant, on obtient tout de même en sortie de ce module DFDP, un faisceau cohérent, bi-fréquences, bi-polarisations dont le taux de battement maximal détecté sur un polariseur linéaire à 45° était de l'ordre de 80 %.

#### VI.3.2 Transposition de fréquence

En configuration d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité, on souhaite détecter le signal de battement à la fréquence de 80 MHz, induit par la détérioration de l'orthogonalité entre les deux états de polarisation du faisceau. Cette configuration nécessite un photodétecteur ponctuel rapide comme utilisé dans le chapitre II. Cependant ici, on souhaite réaliser des acquisitions plein champ ne permettant pas de mesurer un signal à une telle fréquence. En effet, le temps d'exposition du capteur CDD est de l'ordre de plusieurs centaines de microsecondes à plusieurs centaines de millisecondes. Pour répondre à cette problématique, nous avons entrepris de transposer la fréquence du signal de battement vers les basses fréquences ( $< \text{Hz}$ ) pour le rendre détectable au capteur CCD. Cette transposition de fréquence repose sur l'idée d'appliquer une modulation temporelle supplémentaire au faisceau laser, à une fréquence proche de  $\Delta\nu$ , en modulant temporellement l'intensité de celui-ci. Cette approche a déjà été

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

utilisée avec une version fibrée de l'imageur par BO dans l'infrarouge pour mesurer des phénomènes trop rapides indétectables avec l'instrumentation basse fréquence [125].

Pour transposer la fréquence RF du signal de battement  $\Delta\nu$  en un signal basse fréquence  $\delta\nu$ , un montage modulateur électro-optique (MEO) est inséré en amont du module DFDP décrit ci-dessus. Ce montage (représenté en Figure VI-5 et Figure VI-6) comprend un cristal électro-optique contrôlé en tension, dont les axes propres sont orientés à  $\pm 45^\circ$  de l'état linéaire incident (vertical), suivi d'un polariseur (horizontal ou vertical). Le cristal électro-optique est un module (THORLABS EOM-AM-R-80-C4) résonnant à 80 MHz afin de permettre un contrôle avec des signaux basse-tension. Le polariseur de sortie a été réalisé avec un barreau de calcite en configuration beam-displacer permettant une sélection de polarisation linéaire très efficace, tout en évitant des phénomènes d'absorption dus à l'utilisation d'une puissance laser importante (jusqu'à quelques watts). Cet MEO permet de moduler l'intensité du faisceau en amont de module DFDP à la fréquence  $\Delta\nu + \delta\nu$ . Ainsi le vecteur de Stokes du faisceau peut se réécrire comme :

$$\vec{S}(t) = I_0 \cos^2((\Delta\omega + \delta\omega)t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos(\Delta\omega t) \\ \sin(\Delta\omega t) \end{pmatrix} \quad (\text{VI. 6})$$

Pour déterminer le taux de battement maximal que l'on peut théoriquement mesurer, on s'intéresse à l'intensité résultante de l'interaction d'un tel faisceau avec un élément purement dichroïque, de taux de diatténuation  $d$  et dont l'axe d'anisotropie est orienté selon  $\varphi$ . En s'appuyant sur la matrice de Mueller d'un élément purement dichroïque, décrit dans le premier chapitre (cf. I.2.2), l'intensité résultante d'un tel faisceau avec cet élément peut s'écrire comme suit :

$$I(t) = [1 \quad d \cos(2\psi) \quad d \sin(2\psi) \quad 0] I_0 \cos^2((\Delta\omega + \delta\omega)t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos(\Delta\omega t) \\ \sin(\Delta\omega t) \end{pmatrix} \quad (\text{VI. 7})$$

$$I(t) = I_0 \cos^2((\Delta\omega + \delta\omega)t) (1 + d \sin(2\psi) \cos(\Delta\omega t))$$

Ainsi en simplifiant l'équation, l'intensité temporelle peut se réécrire sous la forme suivante :

### VI.3. Réalisation expérimentale

$$I(t) = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0 d \sin(2\psi)}{4} \cos(\delta\omega t) + \frac{I_0 d \sin(2\psi)}{2} \cos(\Delta\omega t) + \frac{I_0}{2} \cos((\Delta\omega + \delta\omega)t) + \frac{I_0 d \sin(2\psi)}{4} \cos((2\Delta\omega + \delta\omega)t) \quad (\text{VI. 8})$$

où chaque terme représente une composante fréquentielle de la modulation de l'intensité du faisceau. La transposition de fréquence permet donc d'obtenir une composante en basse fréquence ( $\delta\nu$ ). Dans le cas d'un élément purement dichroïque idéal ( $d=1$ ), avec un axe d'anisotropie orienté à l'angle  $\psi = \pm\pi/4$  des états de polarisation linéaires (états vertical et horizontal), le taux de battement observable est maximal et l'équation (Équation VI.8) se réécrit comme :

$$I(t) = \frac{I_0}{2} + \frac{I_0}{4} \cos(\delta\omega t) + \frac{I_0}{2} \cos(\Delta\omega t) + \frac{I_0}{2} \cos((\Delta\omega + \delta\omega)t) + \frac{I_0}{4} \cos((2\Delta\omega + \delta\omega)t) \quad (\text{VI. 9})$$

Ainsi, après la transposition de la fréquence du signal de battement (correspondant au terme en  $\Delta\omega$ ) en basse fréquence (terme en  $\delta\omega$ ), la profondeur de modulation maximale théoriquement mesurable est de 50%.

Une vérification expérimentale de la profondeur de modulation maximale a été réalisée en plaçant en sortie du module DFDP un polariseur linéaire dont l'axe d'anisotropie est orienté à  $\pm\pi/4$  des états de polarisation du faisceau (polarisation verticale et horizontale). Pour mesurer le signal de battement, le faisceau en sortie du polariseur est focalisé sur une photodiode rapide (HAMAMATSU S90055-01, bande passante = 2GHz). On mesure ainsi une profondeur de modulation de 42%, valeur acceptable pour l'expérience souhaitée.

### VI.3.3 Acquisition par brisure d'orthogonalité

#### VI.3.3.1 Montage expérimental

Pour mettre en œuvre la transposition de fréquence sur le banc d'imagerie décrit dans le chapitre III, le module DFDP avec transposition de fréquence est placé entre le laser et le boîtier thermalisé. Le cube de Glan, précédemment placé à l'illumination à l'intérieur du boîtier, est retiré pour préserver les deux états de polarisation orthogonaux du faisceau. Ensuite, les modulateurs électro-optique et acousto-optique sont modulés respectivement à la fréquence  $\Delta\nu + \delta\nu$  et  $\Delta\nu$  grâce à un générateur de fréquence double voies (Tektronix AFG 3252C) accompagné d'amplificateurs RF (Minicircuits ZX60-100VH+) dédiés à chaque modulateur. La fréquence de modulation du modulateur acousto-optique, correspondant à une différence de fréquences entre les deux champs orthogonaux, est fixée à  $\Delta\nu=80$  MHz, fréquence de

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

battement utilisée précédemment pour le banc d'imagerie par brisure d'orthogonalité décrit en chapitre II.

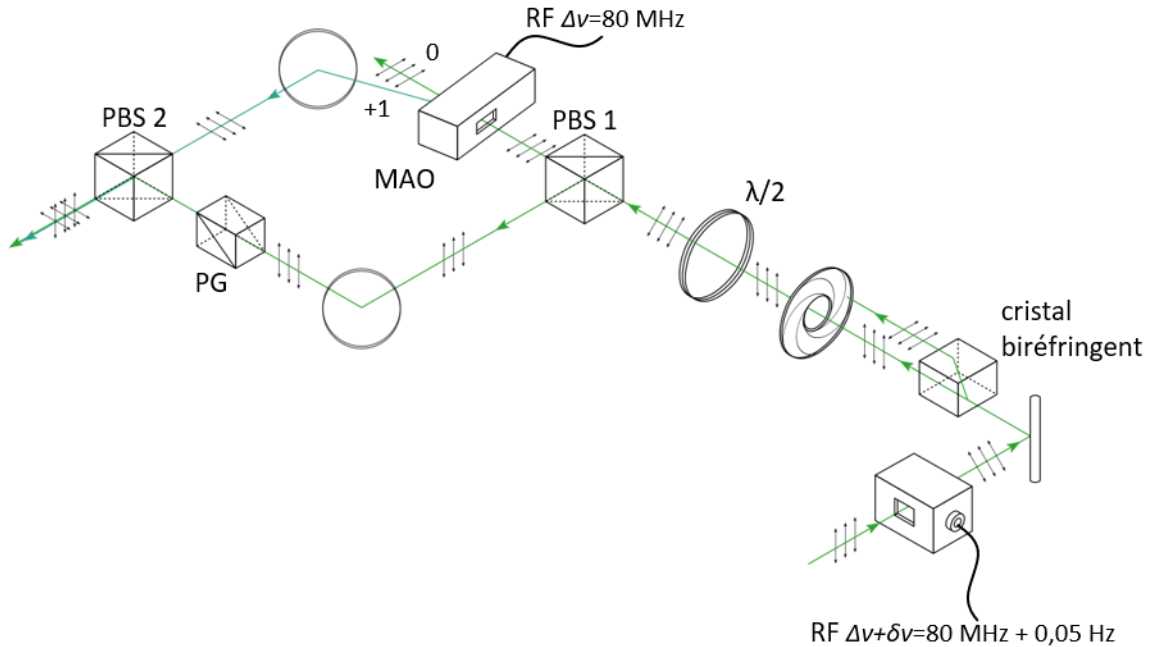


Figure VI-5 - Module DFDP avec transposition de la fréquence du signal de battement RF vers les basses fréquences.

Quant à la fréquence de modulation du modulateur électro-optique, elle est sélectionnée pour transposer la fréquence de battement en basse fréquence afin qu'elle soit détectable en imagerie plein champ par la caméra CCD. Le temps d'exposition, dit « optimisé », du capteur CCD durant les acquisitions précédentes est typiquement compris entre 600 et 1000 ms. On pose alors comme condition que le temps d'exposition de la caméra ne doit pas excéder 5% de la période du signal de battement transposé, afin d'éviter qu'un temps d'exposition trop long ne vienne dégrader le taux de battement estimé par un « lissage » temporel de la forme d'onde sinusoïdale. En se basant sur un temps d'exposition de 1000 ms, la fréquence du signal de battement transposé  $\delta\nu$  est donc fixée à 0,05 Hz.

Pour mesurer le signal de battement transposé  $\delta\nu$  à l'aide de la caméra CCD, quatre images d'intensité en niveaux de gris vont être acquises par période, respectant ainsi le théorème de Shannon-Nyquist. Pour acquérir ces images de façon synchrone avec le battement BF, un signal d'horloge carré, généré à l'aide d'un générateur basse fréquence (HP 33120A), est transmis au

### VI.3. Réalisation expérimentale

capteur CCD. La caméra est configurée pour déclencher l'acquisition d'une image lors d'un front montant de ce signal d'horloge. Pour acquérir quatre images par période, la fréquence d'échantillonnage  $f_{ech}$  est égale à  $4 \times \delta\nu$  soit 0,2 Hz. Pour s'assurer de la synchronisation entre le signal d'horloge transmis à la caméra et les fréquences de modulation du MEO ( $\Delta\nu + \delta\nu$ ) et du MAO ( $\Delta\nu$ ), l'oscillateur local du GBF et du générateur double voies (Tektronix AFG 3252C) sont synchronisés sur un signal de référence de 10 MHz.

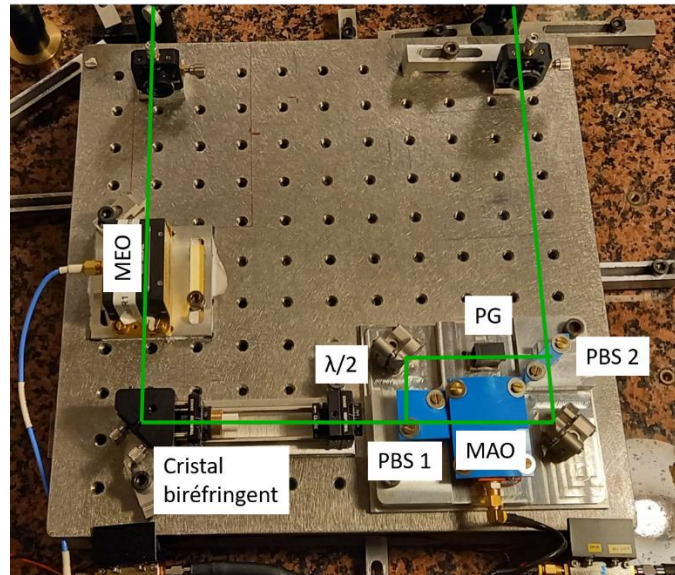


Figure VI-6 - Photographie du module DFDP.

Pour finir, à la détection, le montage reste identique à celui détaillé dans le chapitre III, en conservant un diaphragme de 300  $\mu\text{m}$  et en appliquant un binning de 4 x 4 pixels sur les images corrigées. Cependant pour mesurer le battement introduit par la dégradation de l'orthogonalité entre les deux champs, le polariseur placé en amont du capteur CCD sera retiré du banc d'analyse pour cette mesure en BO.

#### VI.3.3.2 Optimisation du temps d'exposition

Dans la configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité, nous souhaitons mesurer le signal de battement transposé  $\delta\nu$  pour en déterminer l'amplitude (liée proportionnellement au taux de brisure d'orthogonalité entre les deux champs électriques). Dans les zones présentant un signal de battement, l'intensité lumineuse variera temporellement, rendant inutilisable l'utilisation de l'algorithme d'optimisation automatique du temps d'exposition. Ainsi dans la configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité, l'algorithme d'optimisation du temps d'exposition ne sera pas employé. De plus, pour des raisons de simplicité, l'approche « High Dynamic Range » ne sera pas mise en œuvre dans cette configuration.



## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Le temps d'exposition de la caméra est « optimisé » manuellement. Ainsi, le temps d'exposition est configuré par ordinateur et optimisé expérimentalement de sorte à utiliser la plus grande dynamique de la caméra possible sans saturation des pixels sur une période entière. On rappelle que le temps d'exposition de la caméra doit être inférieur ou égal à 1000 ms pour respecter une durée maximale représentant 5 % de la période de battement.

### VI.3.3.3 Acquisition et détermination du taux de modulation/phase

Comme explicité précédemment, nous avons décidé d'acquérir quatre images d'intensité en niveaux de gris par période. Pour garantir une meilleure fidélité du taux de modulation à estimer, nous allons acquérir des images sur dix périodes, représentant au total quarante images d'intensité en niveaux de gris. L'ensemble de ces images sera corrigé comme détaillé dans le chapitre III (cf. III.3.2 et III.3.3). L'approche « High Dynamic Range » n'étant pas utilisée dans cette configuration, les images d'intensité en niveaux de gris seront corrigées sans étape de recombinaison. Après cette étape de correction, un moyennage en chaque pixel est réalisé sur les 10 périodes pour obtenir 4 images d'intensité photométrique.

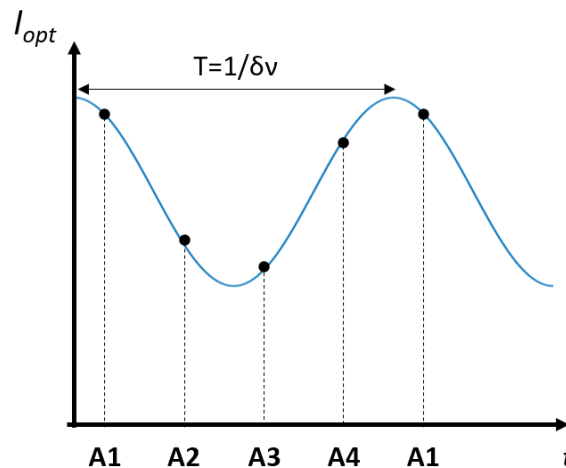


Figure VI-7 - Intensité optique avec une composante sinusoïdale correspondant au signal de battement transposé, et illustration de l'échantillonnage du battement par acquisition de 4 images par période.

L'acquisition de 4 images par période représente en général le meilleur compromis entre résolution temporelle et qualité d'estimation des paramètres de modulation [126]. De plus, cette approche dite « 4-bucket detection » permet d'estimer l'intensité moyenne, l'amplitude et la phase de modulation grâce à des expressions analytiques simples [126]. Ainsi pour déterminer le taux de modulation en chaque pixel et obtenir des images de contraste de brisure

### VI.3. Réalisation expérimentale

d'orthogonalité (OBC), on calcule dans un premier temps l'amplitude de la composante du signal de battement transposé  $\delta\nu$  comme suit :

$$A_{AC} = \frac{\sqrt{(A1 - A3)^2 + (A4 - A2)^2}}{2} \quad (\text{VI. 10})$$

où A1, A2, A3 et A4 représentent les amplitudes de l'intensité échantillonnée équiréparties sur une période. L'amplitude continue est calculée en moyennant les quatre valeurs échantillonnées :

$$A_{DC} = \frac{A1 + A2 + A3 + A4}{4} \quad (\text{VI. 11})$$

Ainsi le taux de modulation peut être défini comme :

$$\tau = \frac{A_{AC}}{A_{DC}} \quad (\text{VI. 12})$$

De plus, la phase peut être déterminée par l'équation suivante :

$$\varphi = \arctan\left(\frac{A4 - A2}{A1 - A3}\right) \quad (\text{VI. 13})$$

Ainsi dans la configuration d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité résolue à l'échelle du grain, il sera possible de mesurer des images de contraste de brisure d'orthogonalité. Les résultats obtenus dans cette configuration seront présentés dans la prochaine section (cf. VI.4). Ces résultats seront comparés avec ceux obtenus par imagerie polarimétrique de Stokes avec une source DFDP pour enrichir la compréhension du processus de « repolarisation ».

#### VI.3.4 Acquisitions de Stokes avec une source DFDP

Après avoir réalisé l'acquisition en configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité, on souhaite effectuer des acquisitions en configuration d'imagerie de Stokes dont la source d'illumination est bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales. Dans cette configuration, la modulation du modulateur électro-optique est éteinte. Ainsi, la source cohérente, bi-fréquences et bi-polarisations orthogonales, est vue par le capteur CCD comme une source cohérente totalement dépolarisée et continue (cf. VI.2.2).

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

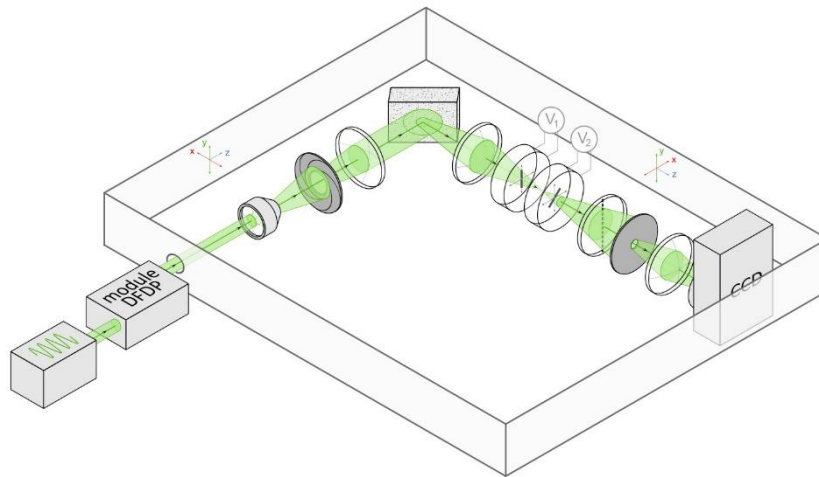


Figure VI-8 - Représentation du banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle avec une source cohérente bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales.

De plus, dans cette configuration, le polariseur du PSA est réinséré dans le banc d'imagerie. La réintroduction du polariseur nécessite un protocole de « recalage ». En effet, l'ajout d'un élément dans le montage modifie le trajet optique et altère le front d'onde incident. Ainsi pour comparer les résultats obtenus avec les deux configurations, il est important de préserver au mieux le motif de speckle étudié lors de la première configuration. Le protocole de « recalage » est directement inspiré de l'approche expérimentale utilisée initialement pour l'imagerie de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle [22] :

- On introduit une plaque métallique (nature non dépolarisante) devant l'échantillon étudié. L'image du motif de speckle acquise par la caméra est enregistrée par l'ordinateur via le logiciel LabView. Ce motif sera considéré comme motif de speckle de référence.
- Le polariseur est introduit devant le capteur CCD. Le motif alors obtenu est corrélé avec le motif de référence. Un recalage manuel avec un réglage angulaire en  $\theta/\phi$  de la monture du polariseur. Après cette étape de recalage, qui peut durer quelques minutes, la corrélation entre le motif obtenu et celui de référence est en général de 90 %. Ainsi la préservation du motif de speckle de référence est satisfaisante.
- La dernière étape consiste enfin à retirer la plaque métallique placée devant l'échantillon. Avant de lancer une acquisition, un temps de thermalisation du boîtier et de l'échantillon est effectué.

## VI.4. Résultats

Par la suite, trois acquisitions successives vont être réalisées dans cette configuration. La première est réalisée avec une source cohérente bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales correspondant à un faisceau d'illumination cohérent totalement dépolarisé. Les deux autres acquisitions sont réalisées en illuminant l'échantillon avec un des deux états de polarisation du faisceau DFDP. Dans ce cas, un bloqueur de faisceau (beam block) est inséré dans un des deux bras de l'architecture de type Mach-Zehnder pour ne sélectionner qu'un unique état de polarisation en sortie du module DFDP. Ainsi les deux dernières acquisitions correspondent à de l'imagerie de Stokes ayant une source d'illumination cohérente et monomode successivement horizontale et verticale.

Ces trois acquisitions sont réalisées dans la même configuration à la détection que dans le chapitre III. C'est-à-dire que le diamètre du diaphragme est de 300  $\mu\text{m}$  et la matrice d'analyse sélectionnée est celle dite « Spirale de tétraèdres » composée de 20 tétraèdres. Pour ces acquisitions, l'approche « High Dynamic Range » est employée. Après chaque acquisition, les images d'intensité en niveaux de gris sont enregistrées et le protocole de correction/recombinaison détaillé dans le chapitre III (cf. III.3.2 et III.3.3) est appliqué sur celles-ci pour obtenir des images d'intensité photométriques. Pour finir, une étape de binning 4 x 4 est appliquée aux images d'intensité photométrique et par la suite, les images des paramètres de Stokes et du degré de polarisation sont déterminées par la méthode d'inversion directe décrite dans le chapitre IV (cf. IV.1.2). Les résultats ainsi obtenus et leur interprétation sont présentés dans la suite de ce chapitre.

### **VI.4 Résultats**

Pour cette étude, nous avons fait le choix d'appliquer ce protocole d'acquisition sur deux échantillons de nature polarimétrique opposée. Le premier échantillon est une lame métallique (non dépolarisante), ayant une surface lisse n'altérant pas l'état polarimétrique du faisceau incident. Le second est un échantillon de Spectralon, revêtement blanc et rugueux, fortement dépolarisant (cf. Chapitre V). Ce choix est conforté par le fait que prendre des échantillons aux comportements particuliers et opposés, respectivement non dépolarisant et dépolarisant, simplifiera la compréhension des résultats obtenus sur ces deux cas extrêmes. On rappelle que pour chaque échantillon, quatre acquisitions ont été réalisées dans les deux configurations décrites précédemment (cf. section VI.2), respectivement d'imagerie par brisure d'orthogonalité et d'imagerie de Stokes avec trois états d'illumination successifs (DFDP, polarisation verticale et polarisation horizontale).

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

Pour plus de lisibilité, on indique les différentes acquisitions par les notations suivantes :

- BO : Images obtenues en configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité,
- $\nleftrightarrow$  : Images obtenues en configuration d'imagerie de Stokes avec une illumination DFDP,
- $\uparrow$  : Images obtenues en configuration d'imagerie de Stokes avec une illumination monomode polarisé verticalement,
- $\rightarrow$  : Images obtenues en configuration d'imagerie de Stokes avec une illumination monomode polarisé horizontalement.

### VI.4.1 Étude « macroscopique » sur un motif de speckle

#### VI.4.1.1 Échantillon non dépolarisant

Dans cette partie, on s'intéresse à l'échantillon de nature polarimétrique non dépolarisante (plaque métallique lisse). Dans un premier temps, on s'intéresse aux images d'intensité moyenne pour chaque acquisition (Figure VI-9). Ces images correspondent aux images du paramètre  $S_0$  en imagerie de Stokes.

En analysant les 4 vignettes de la Figure VI-9, on remarque tout de suite que les 4 distributions des motifs de speckle sont très similaires (il suffit d'observer la position des grains « brillants » des 4 vignettes), même si les imperfections de l'expérience conduisent à des inhomogénéités d'éclairement nettement différentes sur les vignettes (a) et (b). Pour confirmer quantitativement cette observation expérimentale, nous avons souhaité déterminer la corrélation de l'image du paramètre  $S_0$  obtenue avec une illumination DFDP et celles obtenues avec une source d'illumination monomode dont l'état de polarisation est horizontal ou vertical. La corrélation entre les paramètres  $S_0, \nleftrightarrow$  et  $S_0, \rightarrow$  est de 90,1% et celle obtenue entre les paramètres  $S_0, \nleftrightarrow$  et  $S_0, \uparrow$  est de 92,3%.

De plus, on a caractérisé la corrélation entre le paramètre  $S_0, \nleftrightarrow$  et l'image d'intensité moyenne obtenue en configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité. Cette corrélation est égale à 86,7%, ce qui est acceptable en prenant en compte le fait que ces modalités d'imagerie diffèrent par l'introduction d'un polariseur linéaire lors de la conversion du banc en configuration d'imagerie BO en configuration d'imagerie de Stokes. On rappelle qu'après l'introduction du polariseur linéaire devant le capteur CCD, la corrélation entre l'image obtenue après l'insertion du polariseur et l'image de référence est de 90%. De plus, maintenir le motif

## VI.4. Résultats

d'interférence sur la durée de l'ensemble de ces acquisitions, durant typiquement quatre heures, est délicat (cf. III.2.1.3).

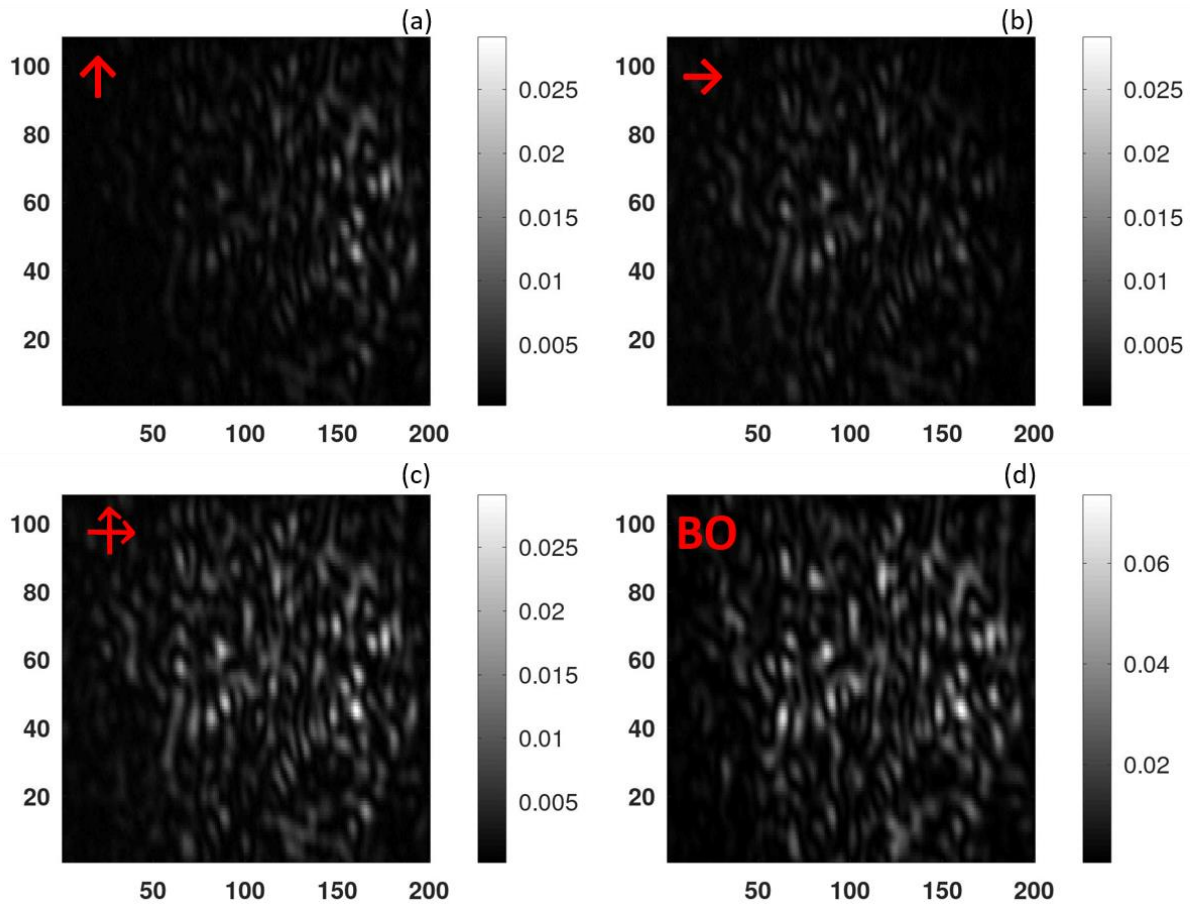


Figure VI-9 - Intensité moyenne en configuration d'imagerie de Stokes avec un faisceau d'illumination monomode dont l'état de polarisation est vertical (a), monomode dont l'état de polarisation est horizontal (b), DFDP (c). Intensité moyenne en configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité (d).

Par la suite, on s'intéresse aux images des paramètres  $s_1$  obtenus en imagerie de Stokes et à l'image du taux de modulation estimé en imagerie BO (Figure VI-10). Les images du paramètre  $s_1$  déterminées pour une illumination polarisée verticalement (Figure VI-10 (a)) et horizontalement (Figure VI-10 (b)) correspondent aux résultats attendus, c'est-à-dire à retrouver l'état de polarisation de la source d'illumination sachant que la nature polarimétrique de l'échantillon préserve parfaitement l'état de polarisation incident. Ainsi en illumination polarisée verticalement, le paramètre  $s_1$  vaut -1, ( $I_{\uparrow}=-1$ ), excepté les zones de faibles intensité lumineuse où le rapport signal à bruit est détérioré, et pour une source d'illumination polarisée horizontalement le paramètre  $s_1$  vaut 1, ( $I_{\rightarrow}=1$ ). L'estimation de la corrélation entre les deux images du paramètre  $s_1$  en illumination monomode est de -0,9, montant ainsi que ces deux images sont bien anti-corrélées. Lorsque la source d'illumination est DFDP, l'ensemble des

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

pixels de l'image présente une faible valeur du paramètre  $s_1$  et notamment au centre de l'image pour les pixels dont l'abscisse est comprise entre 100 et 150, région correspondant à la zone du faisceau offrant la meilleure superposition des deux faisceaux du module DFDP.

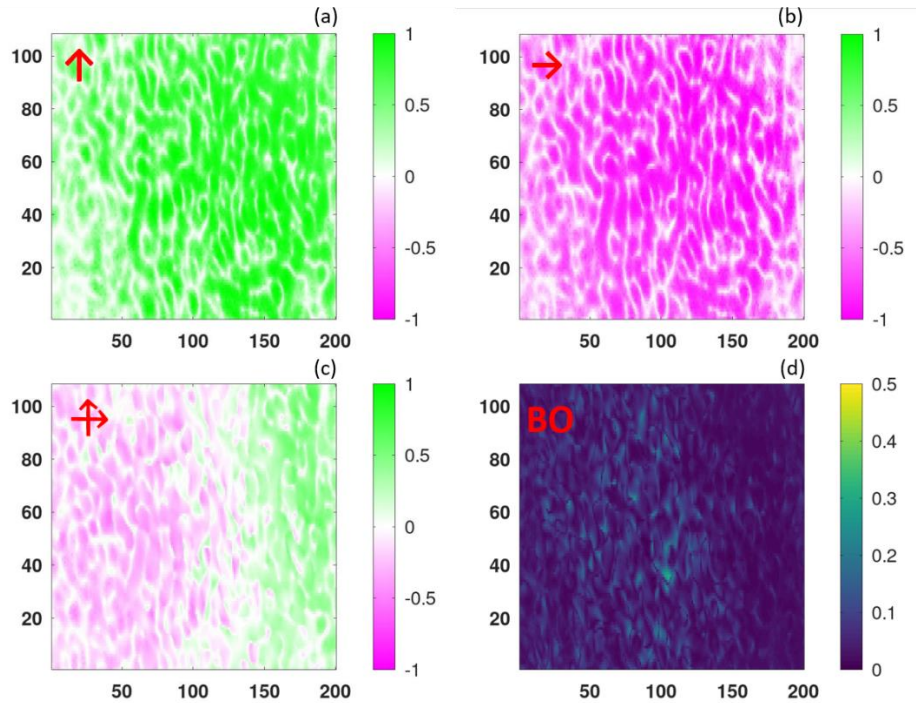


Figure VI-10 - Image du paramètre  $s_1$  en configuration d'imagerie de Stokes avec un faisceau d'illumination monomode dont l'état de polarisation est vertical (a), monomode dont l'état de polarisation est horizontal (b), DFDP (c)). Image du taux de modulation mesurée en configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité (d).

L'état de polarisation dans cette configuration étant la somme des paramètres  $s_1$  déterminés pour chaque état de polarisation en illumination monomode, on s'attend à estimer un paramètre  $s_1$  nul ( $I_{\uparrow\rightarrow} = I_{\rightarrow\uparrow}$ ,  $I_{\uparrow\uparrow} = 0$ ). Cependant, en illumination DFDP, la superposition des faisceaux de chaque bras du module DFDP n'est pas parfaite et engendre la présence d'artefacts sur les bords de la région imagée en Figure VI-10. Néanmoins, ces résultats expérimentaux valident bien le comportement attendu ici.

Analysons maintenant la cartographie mesurée de contraste de BO. Comme nous l'avons souligné précédemment, les images des paramètres  $s_1$  montrent bien la préservation de l'état de polarisation incident lors de l'illumination de l'échantillon avec une source monomode. La préservation des états de polarisation incidents (en monomode) doit donc, en mode DFDP, conserver l'orthogonalité entre les deux états de polarisation, ce qui se manifeste bien par un paramètre  $s_1$  faible comme affiché sur la Figure VI-10 (c). Dans ce cas, l'orthogonalité n'est

## VI.4. Résultats

pas brisée et on peut s'attendre à observer un taux de modulation du signal de battement faible, comme c'est le cas sur la Figure VI-10 (d) où les valeurs de taux de modulation observés restent cantonnées à des valeurs typiquement  $< 10\%$ . Pour affiner ces résultats de façon quantitative en éliminant les artefacts dans les zones de faible intensité, l'image du  $S_{0,\uparrow}$  est normalisée (normalisation min/max) et seuls les pixels ayant une intensité supérieure à la valeur du seuil fixé (seuil = 10%) sont préservés. Ce seuillage est appliqué à l'ensemble des images obtenues. On peut ainsi constater que le taux de modulation obtenu en illumination DFDP reste globalement inférieur à 5% (Figure VI-11 (a)), la valeur moyenne du taux de modulation étant de 3,6%. De plus, la comparaison des histogrammes des trois images des paramètres  $s_1$ , correspondant aux illumination DFDP, verticale et horizontale, montre qu'en illumination monomode l'état de polarisation est préservé. En illumination DFDP, le paramètre  $s_1$  reste compris entre  $\pm 0,5$  (Figure VI-11 (b)).

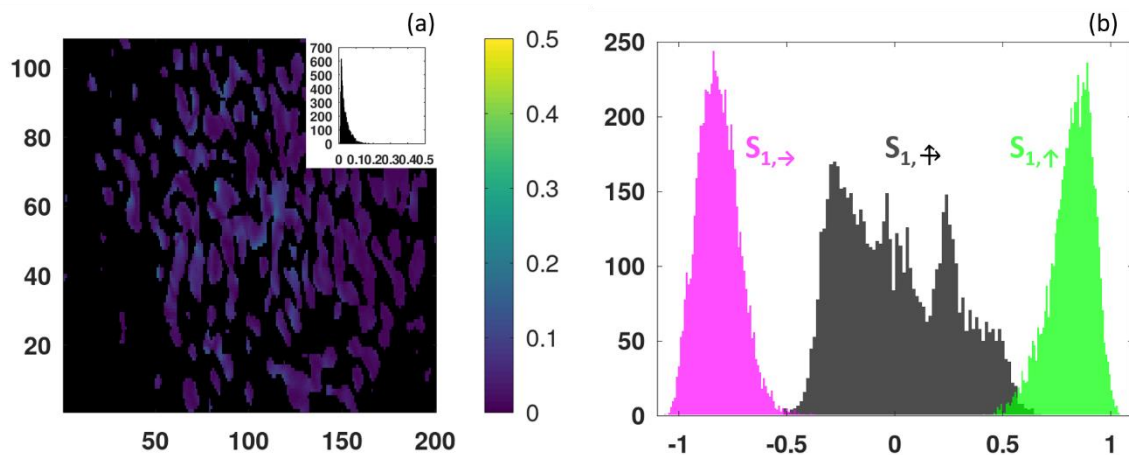


Figure VI-11 - (a) Image du taux de modulation après seuillage des pixels à 10% de l'intensité maximale. (b) Histogramme des paramètres  $s_1$  seuillés pour chaque mode d'illumination en configuration d'imagerie de Stokes DFDP (après seuillage des pixels à 10% de l'intensité maximale).

Par ailleurs, les images des paramètres  $s_2$  et  $s_3$  présentent un histogramme centré sur zéro. Ces résultats sont attendus du fait que les sources d'illumination ont des états de polarisation linéaires vertical et/ou horizontal et que l'échantillon n'altère pas l'état de polarisation incident. Ils sont représentés pour mémoire en Figure VI-12.



## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

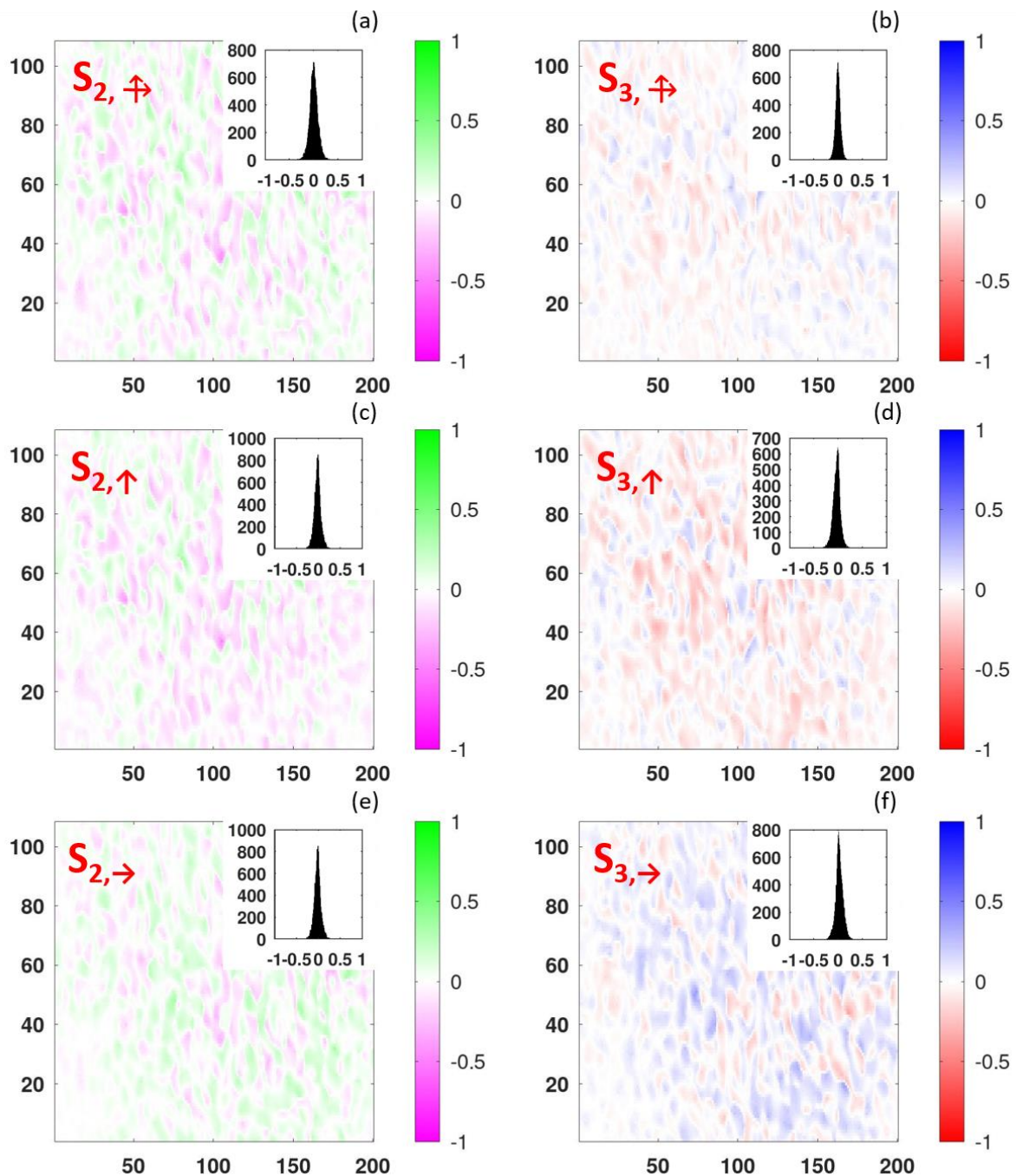


Figure VI-12 - La colonne de gauche représente les paramètres  $S_2$  et la colonne de droite représente les paramètres  $S_3$  de chaque mode d'illumination respectivement : DFDP (a) et (b), monomode dont l'état de polarisation est horizontal (c) et (d) et monomode dont l'état de polarisation est vertical (e) et (f). Ces images n'ont pas été seuillées.

Enfin, on s'intéresse dans la Figure VI-13 aux images de DOP obtenues en configuration d'imagerie de Stokes. Un seuillage préservant les pixels ayant une intensité supérieure à 10 % de la valeur maximale de l'image du paramètre  $S_0$  en illumination DFDP est appliqué sur les images de degré de polarisation dans les trois modes d'illumination. Les images de DOP

## VI.4. Résultats

obtenues avec une illumination monomode présentent, dans les pixels conservés, un degré de polarisation moyen de 0,83 ce qui conforte logiquement les observations précédentes sur le paramètre  $s_1$ .

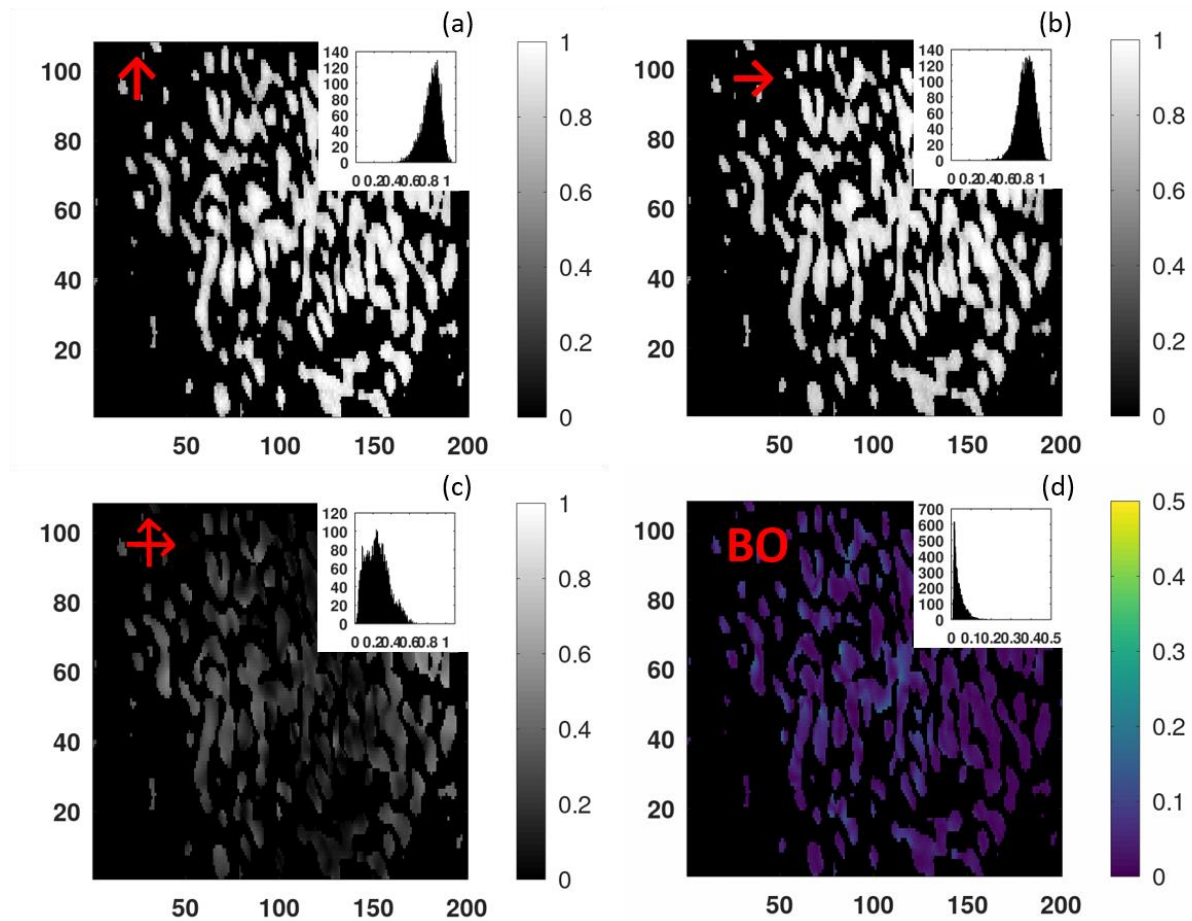


Figure VI-13 - Image du degré de polarisation estimé pour une illumination verticale (a), horizontale (b) et DFDP (c). Le taux de brisure d'orthogonalité est représenté figure (d). (Résultats obtenus après seuillage des pixels à 10% de l'intensité maximale).

De plus, la nature polarimétrique de ce genre d'échantillon préserve l'état de polarisation incident en conservant l'orthogonalité des deux états de polarisation de l'illumination DFDP comme le montre l'image du taux de brisure d'orthogonalité qui reste faible sur l'ensemble des pixels seuillés en Figure VI-13 (c). Pour finir, on peut noter que le motif de speckle, résultant de l'interaction entre une source lumineuse cohérente dite dépolarisée et un échantillon non-dépolarisant, présente des grains dépolarisés contrairement à ceux observés dans le chapitre précédent où l'état de polarisation à l'intérieur des grains était déterministe et le DOP proche de 1. Comme nous le verrons par la suite, ces grains « dépolarisés » résultent de la sommation incohérente de deux modes d'illumination dont les polarisations sont demeurées orthogonales.

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

### VI.4.1.2 Échantillon dépolarisant

Dans cette partie, on s'intéresse aux motifs de speckle obtenus dans les deux configurations d'imagerie, détaillées au début de ce chapitre, avec un échantillon dépolarisant qu'est le revêtement Spectralon. Comme précédemment, on s'intéresse à la corrélation l'image du paramètre  $S_0$  obtenue avec une illumination DFDP et celles obtenues en sommant les images d'intensité obtenues avec une source d'illumination monomode dont l'état de polarisation est vertical et celle dont l'état de polarisation est horizontal. La corrélation entre ces deux images est de 75,2 %, alors que la corrélation entre les paramètres  $S_{0,\leftrightarrow}$  et  $S_{0,\rightarrow}$  est de 55,3 % et celle obtenue entre les paramètres  $S_{0,\leftrightarrow}$  et  $S_{0,\uparrow}$  est de 48,7 %. Ces observations sont globalement en accord avec des travaux antérieurs qui proposaient d'utiliser la corrélation spatiale entre deux images polarimétriques acquises en polarisation linéaires croisées (imagerie OSC) sous illumination cohérente, donc en présence de speckle [127], et polarisée. Il avait en effet été montré théoriquement [127] puis validé expérimentalement [89], que l'on pouvait utiliser cette information sur l'intercorrélation de ces deux images pour construire un estimateur exact du degré de polarisation (DOP), alors que le contraste d'OSC n'en est qu'une approximation parfois biaisée [127]. Toutes choses égales par ailleurs, ces travaux avaient démontré qu'un accroissement de la corrélation entre les deux figures de speckle mesurées correspondait à un état de la lumière davantage polarisé. Nous constatons ici un effet similaire lorsque l'on analyse la corrélation entre les figures de speckle créées par deux illuminations monomodes, monopolarisation en polarisation croisées, permettant ici de révéler la nature dépolarisante ou non de l'échantillon par l'analyse de l'intercorrélation entre ces deux motifs de speckle

## VI.4. Résultats

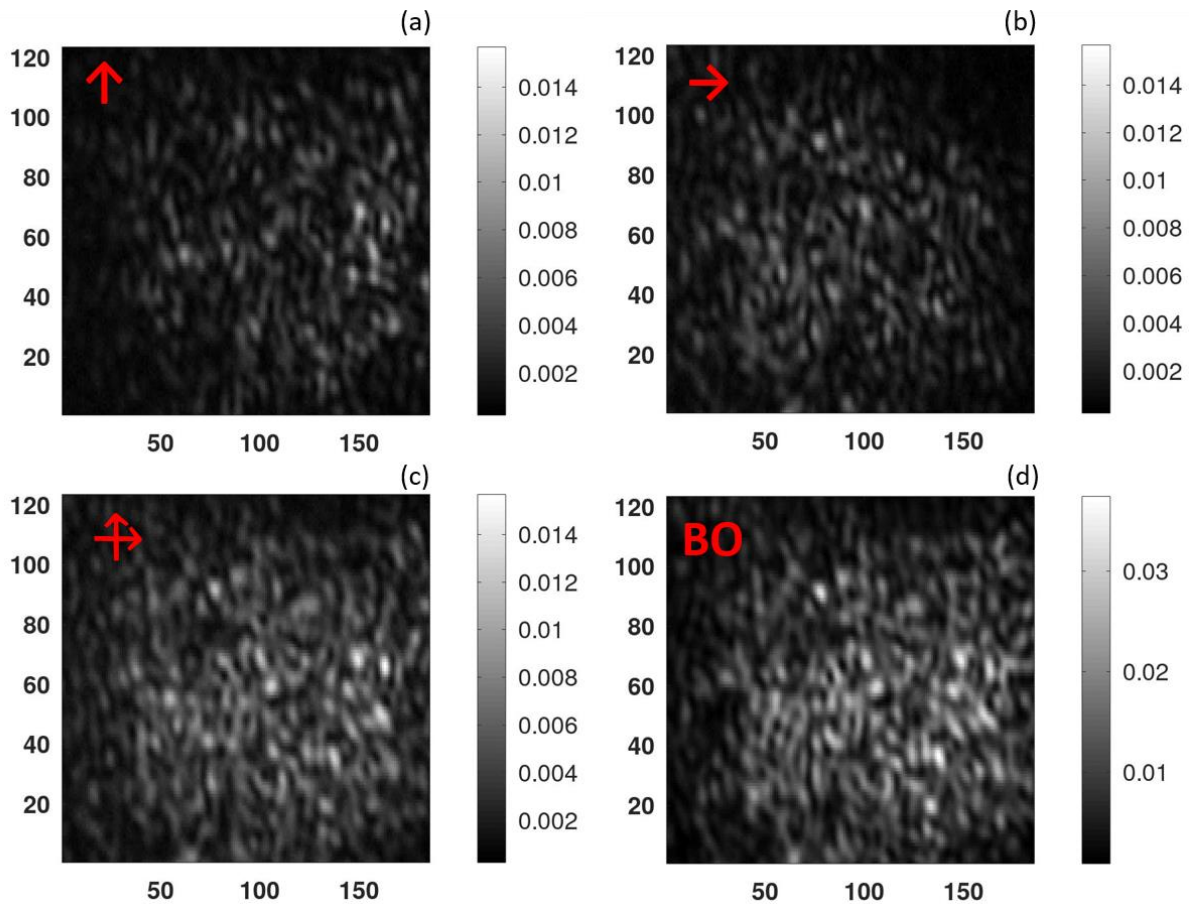


Figure VI-14 - Intensité moyenne en configuration d'imagerie de Stokes avec un faisceau d'illumination de polarisation verticale (a), horizontale (b) et DFDP (c). Intensité moyenne en configuration d'imagerie par brisure d'orthogonalité (d).

En ce qui concerne le taux de corrélation entre l'image du  $S_0$  en illumination DFDP et l'image du  $S_0$  estimée en sommant les intensités mesurées et corrigées en illumination monomode,  $S_{0,\uparrow}$  celui-ci n'atteint que 75,2 %, ce qui permet malgré tout de considérer raisonnablement la source DFDP comme le résultat de la somme de chaque état de polarisation isolé. Pour finir, nous avons vérifié que la corrélation entre l'image et celle d'intensité moyenne mesurée en configuration d'imagerie BO est de 82,5 %. On peut ainsi, même si ce n'est pas parfait, supposer que le motif de speckle est globalement préservé lors du passage entre les deux configurations d'imagerie.

Pour analyser maintenant la répartition spatiale des états de polarisation mesurés dans les trois configurations d'imagerie de Stokes, la Figure VI-15 présente les cartes des paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  estimés. On remarque que les paramètres de Stokes estimés pour chaque mode d'illumination sont centrés en zéro et la distribution des valeurs des paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  sont semblables, correspondant bien à un échantillon de nature polarimétrique totalement dépolarisante.

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

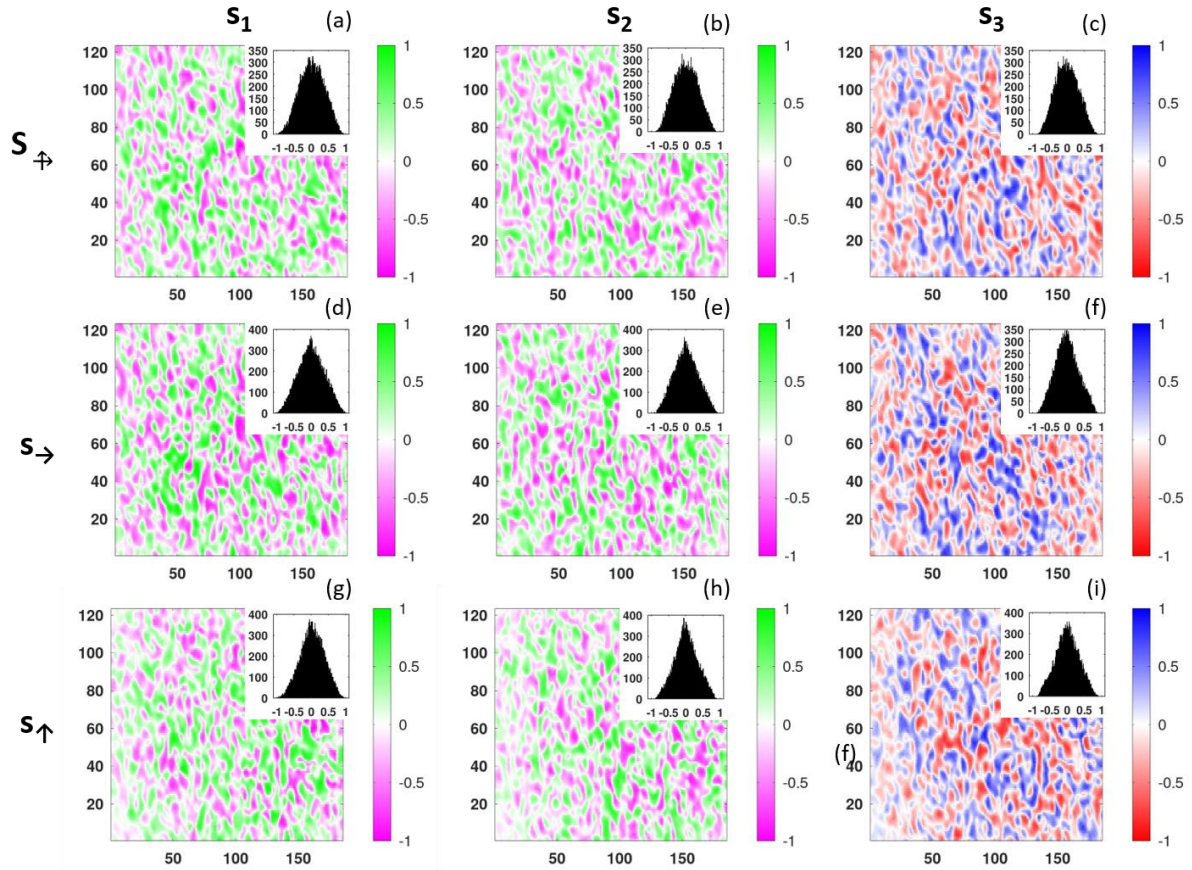


Figure VI-15 - Images des paramètres  $s_1$ ,  $s_2$  et  $s_3$  estimés (correspondant respectivement à la première, deuxième et troisième colonne) pour une illumination DFDP, monomode horizontale et monomode verticale (correspondant respectivement à la première, deuxième et troisième ligne).

Maintenant, nous nous intéressons aux images de DOP estimées pour chaque mode d'illumination (Figure VI-16 (a-c)) et à l'image du taux de brisure d'orthogonalité obtenue en configuration d'imagerie BO (Figure VI-16 (d)). On rappelle que dans ce chapitre on s'intéresse plus particulièrement au degré de polarisation au sein des grains de speckle, c'est pourquoi un seuillage est appliqué sur les images de DOP, préservant ainsi les pixels ayant une intensité moyenne supérieure à 10 % de l'intensité moyenne maximale obtenue en illumination DFDP. On remarque que les distributions du degré de polarisation sont cette fois-ci relativement semblables pour les trois modes d'illumination, qui présentent des histogrammes avec une dispersion importante de valeurs de DOP.

## VI.4. Résultats

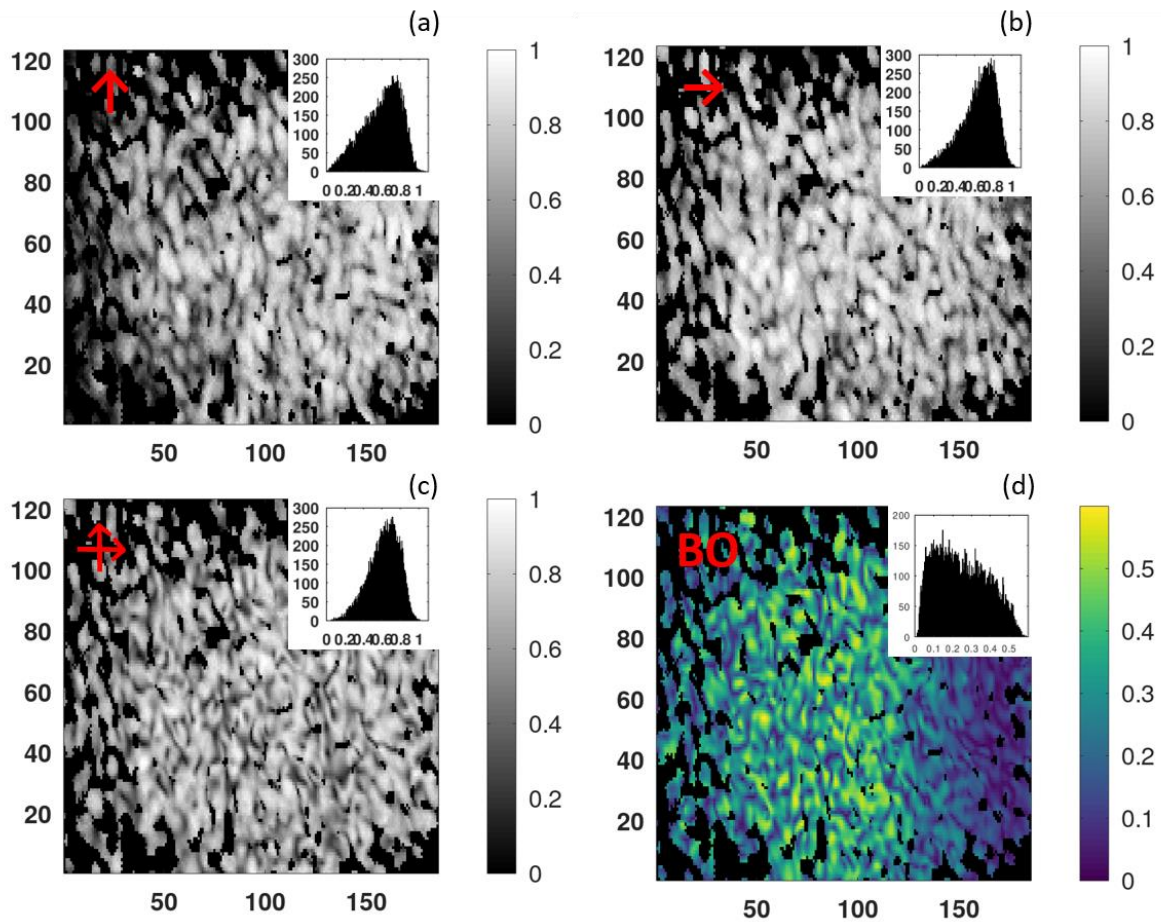


Figure VI-16 - Image du degré de polarisation estimé pour une illumination verticale (a), horizontale (b) et DFDP (c). Le taux de brisure d'orthogonalité est représenté figure (d).

L'image du taux de brisure d'orthogonalité (Figure VI-16 (d)) quant à elle montre qu'au centre de l'image, là où l'on obtient une meilleure superposition des deux bras du module DFDP, l'orthogonalité entre les deux états de polarisation est fortement détériorée due à la nature dépolarisante de l'échantillon, avec toutefois une forte diversité spatiale des valeurs de battement observées.

### VI.4.1.3 Conclusions préliminaires

Pour conclure cette partie, nous proposons de comparer l'histogramme d'une région d'intérêt, de 100 x 100 pixels situés au centre de l'image, là où la superposition est meilleure, du degré de polarisation en illumination DFDP, horizontale et verticale (Figure VI-17 (a-c)) estimé pour un échantillon non-dépolarisant et dépolarisant. De plus, l'histogramme du taux de brisure d'orthogonalité est aussi représenté (Figure VI-17 (d)). Les histogrammes du DOP pour l'échantillon non-dépolarisant (en rouge) et dépolarisant (en bleu), obtenus avec une illumination monomode horizontale sont assez semblables et leurs moyennes respectives sont

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

de 0,66 et 0,60. Dans le cas d'une illumination verticale, les moyennes respectives sont de 0,58 et 0,56. La relative similarité entre les distributions et les valeurs moyennes de DOP observées alors que la nature des échantillons est très différente s'explique ici encore par le fait que localement, à l'échelle du grain de speckle, les états de polarisation sont parfaitement définis lorsque l'illumination est monomode et monopolarisation [22].

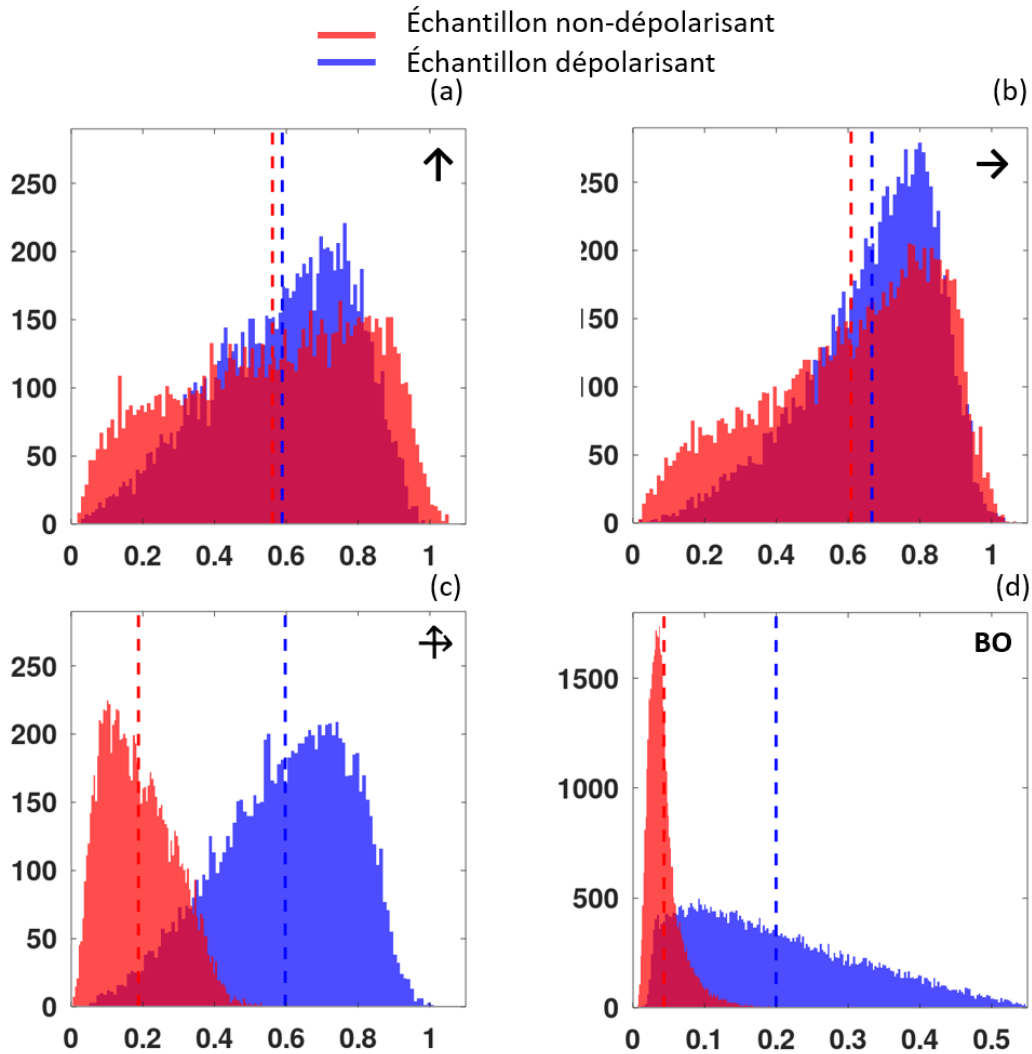


Figure VI-17 - Histogramme d'une région d'intérêt (100 x 100 pixels) du degré de polarisation en illumination verticale (a), horizontale (b) et DFDP (c) et du taux de brisure d'orthogonalité en configuration d'imagerie BO (d).

En revanche, contrairement au cas des illuminations monomodes, les histogrammes du degré de polarisation en illumination DFDP présentent des distributions de valeurs de DOP plus faibles, et de formes très distinctes pour les deux types de matériaux. Les moyennes respectives de ces distributions de DOP sont de 0,18 et 0,6, révélant ainsi clairement la nature polarimétrique opposée de ces échantillons.

## VI.4. Résultats

Cette propriété constitue précisément le phénomène de repolarisation que nous observons ici sur nos données expérimentales : un échantillon dépolarisant aura tendance à présenter une distribution de DOP plus élevée qu'un échantillon non-dépolarisant [24]. Nous verrons par la suite comment cette observation apparemment surprenante peut être aisément interprétée grâce au banc expérimental bi-mode (bi-fréquences et bi-polarisations) mis en place dans ce travail de thèse et aux résultats expérimentaux obtenus.

La différence de nature polarimétrique de ces échantillons est aussi mise en évidence sur les histogrammes du taux de brisure d'orthogonalité (Figure VI-17 (d)), de moyennes de 0,04 pour l'échantillon non-dépolarisant et de 0,19 pour l'échantillon dépolarisant). Ce résultat attendu s'explique par le fait que l'orthogonalité des deux états de polarisation de la source DFDP est plus susceptible d'être altérée lors de l'interaction d'un tel faisceau avec un échantillon dépolarisant, brisant ainsi l'orthogonalité ( $\tau$  élevé). Cette propriété est justement à la base des approches de polarimétrie par brisure d'orthogonalité développées au sein de l'équipe DOP de l'Institut Foton et largement présentées dans la première partie de ce travail de thèse. Comme nous le montrerons par la suite, l'observation de grains de speckle sous illumination DFDP présentant un fort taux de contraste de brisure d'orthogonalité permet de révéler la présence de « repolarisation » et peut tout à fait être mis en correspondance avec l'explication de ce phénomène.

Après cette section où l'on s'est intéressé au motif de speckle et aux distributions de DOP et de taux battement de BO à l'échelle « macroscopique », nous allons nous intéresser par la suite « localement » à des grains particuliers obtenus expérimentalement. L'analyse de ces cas particuliers va nous conduire à proposer une interprétation assez claire du phénomène de repolarisation observé ici macroscopiquement.

### VI.4.2 Étude à l'échelle d'un grain unique

Dans la suite de ce manuscrit, nous listons les différentes combinaisons polarimétriques observées expérimentalement à l'échelle d'un grain unique. En s'intéressant à des combinaisons polarimétriques spécifiques observées localement, on souhaite continuer à affiner la compréhension des phénomènes de dépolarisation spatiale et de « repolarisation » mis en évidence à l'échelle « macroscopique » lorsqu'un motif de speckle est produit à l'aide d'une source cohérente bi-fréquences, bi-polarisations orthogonales. L'analyse à l'échelle du grain unique des résultats précédents nous conduit à distinguer 3 cas qui semblent suffire à interpréter ceux-ci et le phénomène de repolarisation. Les deux premiers cas (cas 1 et 2) correspondent à



## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

des situations où le grain unique de speckle est « commun » aux deux motifs en illumination horizontales et verticales (Intensité  $S_0$  élevée dans les deux configurations). L'autre cas (cas 3) correspond quant à lui à la situation où le grain de speckle n'est « brillant » que sur l'un des deux motifs de speckle (le grain étant « éteint » pour l'autre polarisation d'illumination). Ce cas sera désigné dans la suite grain « monomode ».

### VI.4.2.1 Cas 1 : Préservation de l'orthogonalité

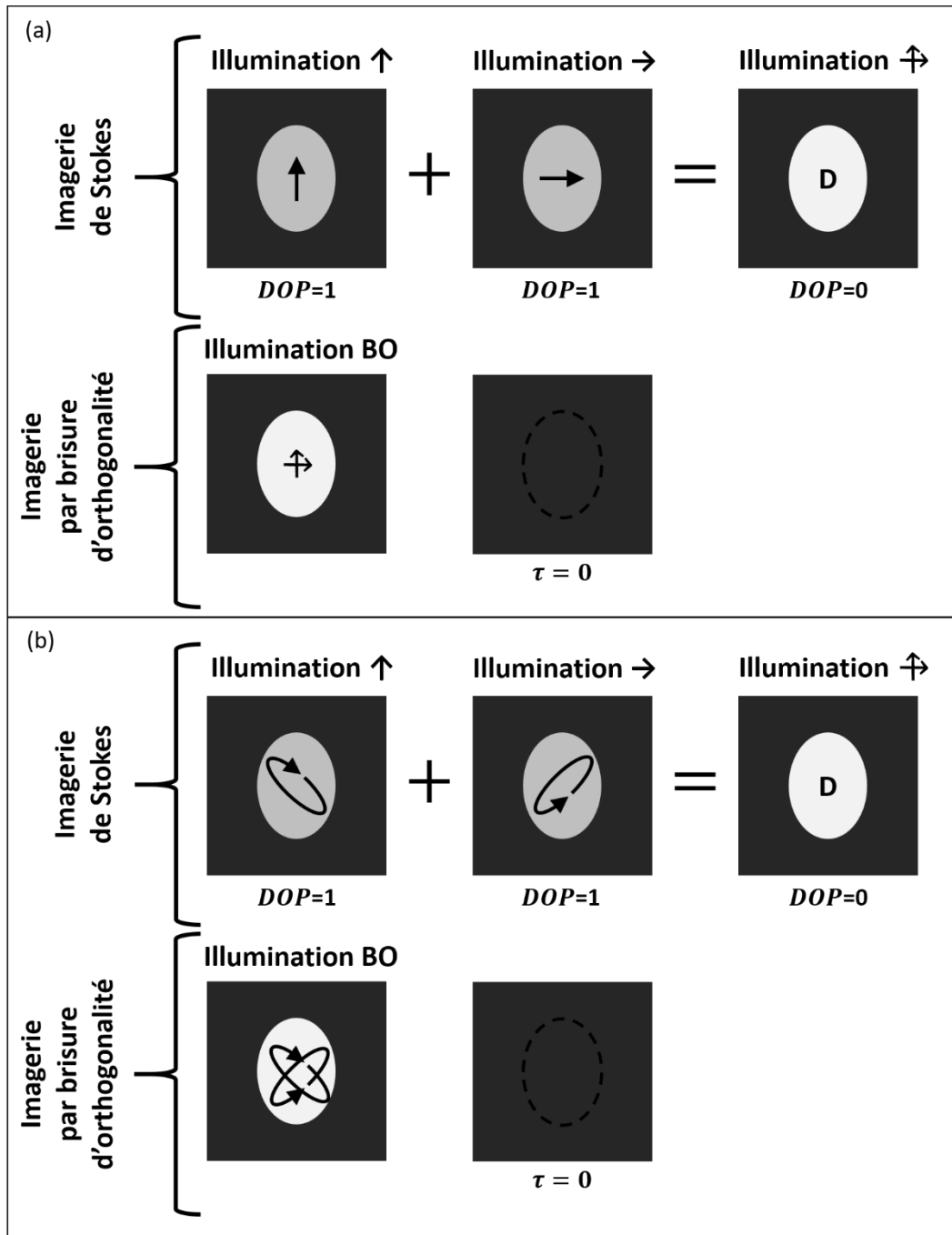


Figure VI-18 - Configuration lorsque l'orthogonalité entre les deux états de polarisation n'est pas altérée (a) ou modifiée par transformation unitaire (b).

#### VI.4. Résultats

Le premier cas particulier est observé lorsque l'échantillon étudié modifie de la même façon (ou ne modifie pas du tout) tout état de polarisation incident. Ainsi l'orthogonalité entre les deux états de polarisation de la source cohérente est préservée à l'intérieur du grain. Logiquement, ce cas peut être facilement observable sur un échantillon non-dépolarisant comme la lame métallique lisse étudiée précédemment puisque la polarisation de l'état incident n'est pas altérée et que les répartitions spatiales des motifs de speckle sont identiques pour les deux illuminations monomodes (H et V), comme discuté en section VI.4.1.1. Il peut aussi être observé lorsque les deux états de polarisation sont modifiés de façon similaire (transformation unitaire, effet de biréfringence par exemple), conservant ainsi l'orthogonalité. Ainsi, lorsque l'échantillon éclairé par une source DFDP (considérée comme dépolarisée) n'altère pas l'orthogonalité des états de polarisation incident, le degré de polarisation estimé à l'intérieur du grain lumineux est nul, correspondant à un grain de speckle dépolarisé noté **D** sur la Figure VI-18. Dans ce cas, ce grain dépolarisé correspond à la sommation cohérente de deux ondes dont les états de polarisation sont orthogonaux. Ce grain lumineux est observable sur chacune des illuminations monomodes, en sélectionnant successivement l'un ou l'autre des deux états de polarisation de la source DFDP, et le degré de polarisation estimé à l'intérieur de ce grain est alors de 1. De plus, ce grain reste visible sur l'image d'intensité moyenne mesurée en imagerie par BO mais n'est pas mis en évidence sur l'image du taux de contraste de brisure d'orthogonalité sachant que cette orthogonalité est préservée dans ce cas précis.

Ce cas, observé expérimentalement avec un échantillon non-dépolarisant, montre la préservation de l'état de polarisation en illumination monomode, verticale et horizontale, où le degré de polarisation est respectivement de 0.72 et de 0.8 comme le montre la Figure VI-17. On peut constater que le degré de polarisation en illumination DFDP est fortement dégradé et est égal à 0.3. Cette valeur de DOP résulte à priori de l'égalité imparfaite en puissance de chaque bras de l'architecture de type Mach-Zehnder en imagerie de Stokes (en effet, lors du passage entre la configuration d'imagerie par BO, où la puissance dans chaque bras est équilibrée, à imagerie de Stokes, l'extinction de la puissance du modulateur électro-optique influe sur l'équilibre des puissances dans chaque bras). Dans le cas de la préservation de l'orthogonalité entre les deux états de polarisation de la source incidente, le grain de speckle en imagerie par BO présente un taux de brisure d'orthogonalité proche de zéro comme l'indique son histogramme. Comme nous le verrons par la suite, ce cas de « préservation de l'orthogonalité » peut aussi être observé comme cas particulier pour certains grains de speckle lorsque l'échantillon est (partiellement ou totalement) dépolarisant.

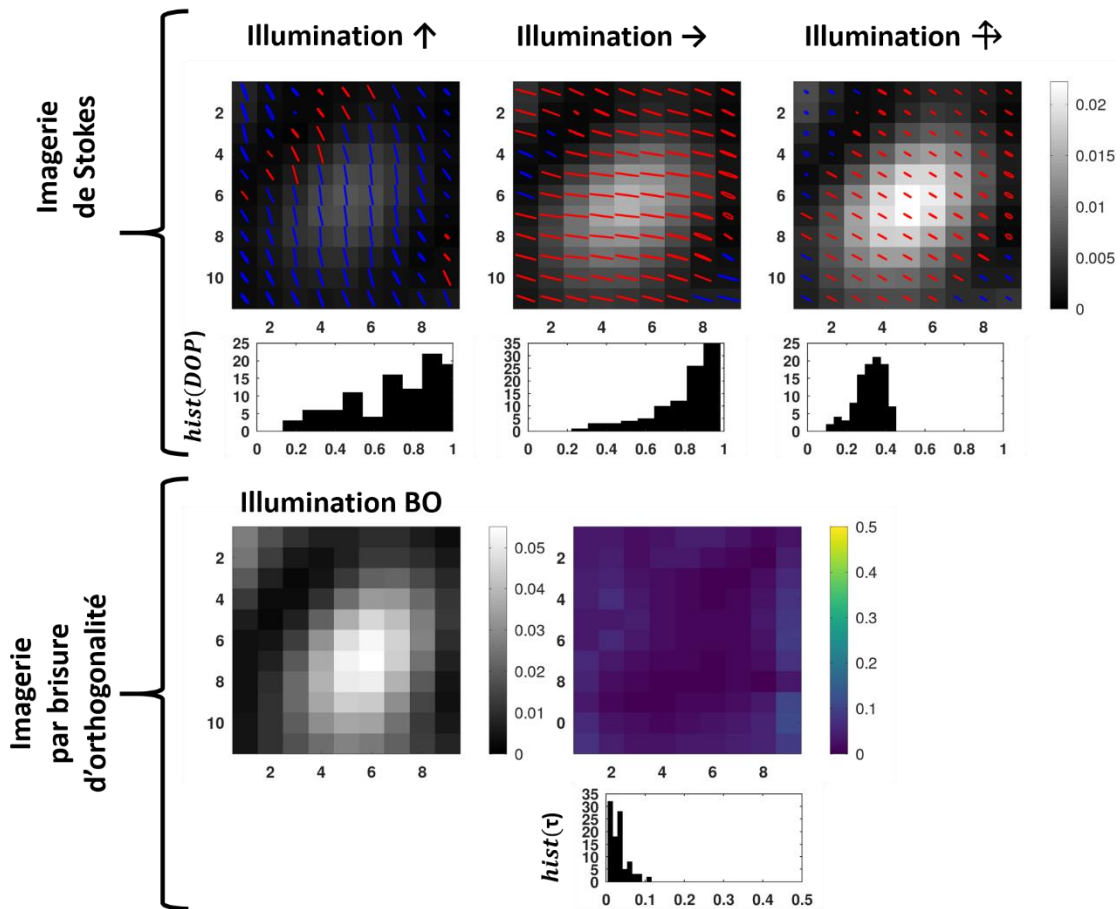


Figure VI-19 - Configuration observée lorsque l'orthogonalité entre les deux états de polarisation n'est pas altérée (échantillon non dépolarisant). Les quatre premières images représentées correspondent aux intensités moyennes mesurées pour chaque mode d'illumination, où dans chaque superpixel l'ellipse de polarisation est affichée pour les 3 mesures de Stokes ( $\nearrow$ ,  $\rightarrow$  et  $\uparrow$ ). La dernière image représente le taux de contraste de brisure d'orthogonalité.

#### VI.4.2.2 Cas 2 : Dégradation de l'orthogonalité

Lorsque l'échantillon analysé n'est pas strictement non-dépolarisant, c'est-à-dire dans le cas d'un échantillon partiellement ou totalement dépolarisant, les motifs de speckle observés pour chaque illumination monomode mono-polarisation peuvent différer comme il est présenté Figure VI-20, ainsi que nous l'avons discuté précédemment. Dans cette situation, il n'est également pas garanti que les états de polarisation incidents soient préservés, ni qu'ils soient modifiés de façon similaire entre les deux modes d'illumination (contrairement au cas analysé dans le paragraphe précédent). On peut dès lors observer, pour certains grains de speckle du motif observé en illumination DFDP dépolarisée, une dégradation de l'orthogonalité (brisure

d'orthogonalité) accompagnée d'une augmentation du degré de polarisation mesuré dans ce grain précis, comparativement au cas précédent.

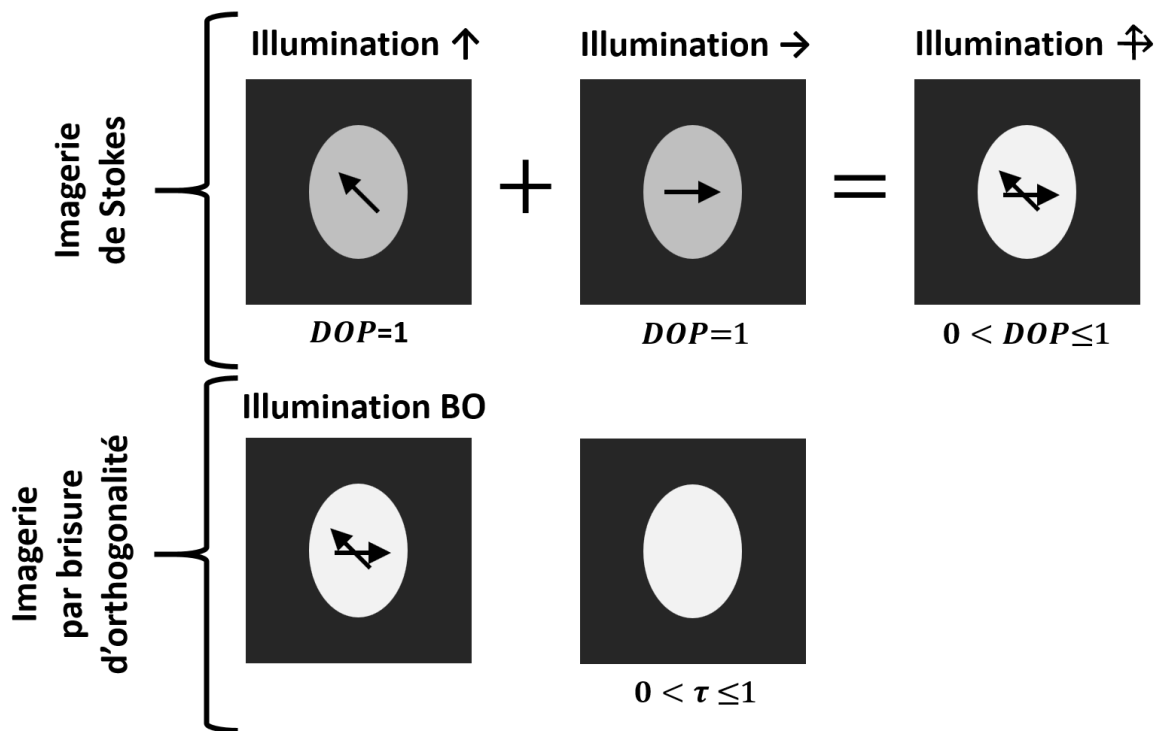


Figure VI-20 - Configuration observée lorsque l'orthogonalité entre les deux états de polarisation, résultant de l'interaction de la source DFDP et de l'échantillon, est dégradée.

En effet, le grain lumineux observé résulte en illumination DFDP correspond à la sommation incohérente de deux grains de speckle brillants pour chacune des illuminations monomode monopolarisation, mais dont les états de polarisation ne sont plus nécessairement strictement orthogonaux entre eux, puisque chaque polarisation à l'illumination a subi une transformation non strictement similaire. Cette brisure d'orthogonalité « locale » doit donc nécessairement conduire à l'apparition d'un grain de speckle en brisure d'orthogonalité brillant sur la carte de taux de modulation, comme illustré en Figure VI-20. Cette brisure d'orthogonalité s'accompagne d'une augmentation locale du degré de polarisation mesuré sur le motif de speckle en illumination DFDP, ce DOP pouvant même atteindre 100% si les intensités des deux modes sont égales et que les polarisations résultantes observées après l'interaction avec l'échantillon sont identiques.

Cette situation a été observée expérimentalement à l'interaction avec un échantillon de Spectralon et est présentée Figure VI-21. La zone mise en évidence en pointillés montre que l'état de polarisation à l'intérieur est similaire en illumination verticale et horizontale, brisant

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

ainsi l'orthogonalité entre les deux états de polarisation incidents. Cette brisure d'orthogonalité entraîne l'apparition d'un signal de battement sur l'image de contraste de brisure d'orthogonalité. De plus à l'intérieur de cette zone, les deux états de polarisation quasi-similaires observés sous illumination monomode induisent un état de polarisation en illumination DFDP ayant degré de polarisation non nul et plus élevé que le cas précédent où la préservation de l'orthogonalité entre ces deux états de polarisations conduisait à une valeur de DOP qui s'annihilait en illumination DFDP. On peut à priori constater que la dégradation de l'orthogonalité entre les deux états de polarisation en illumination DFDP induit un degré de polarisation non nul et introduit un signal de battement en illumination par BO.

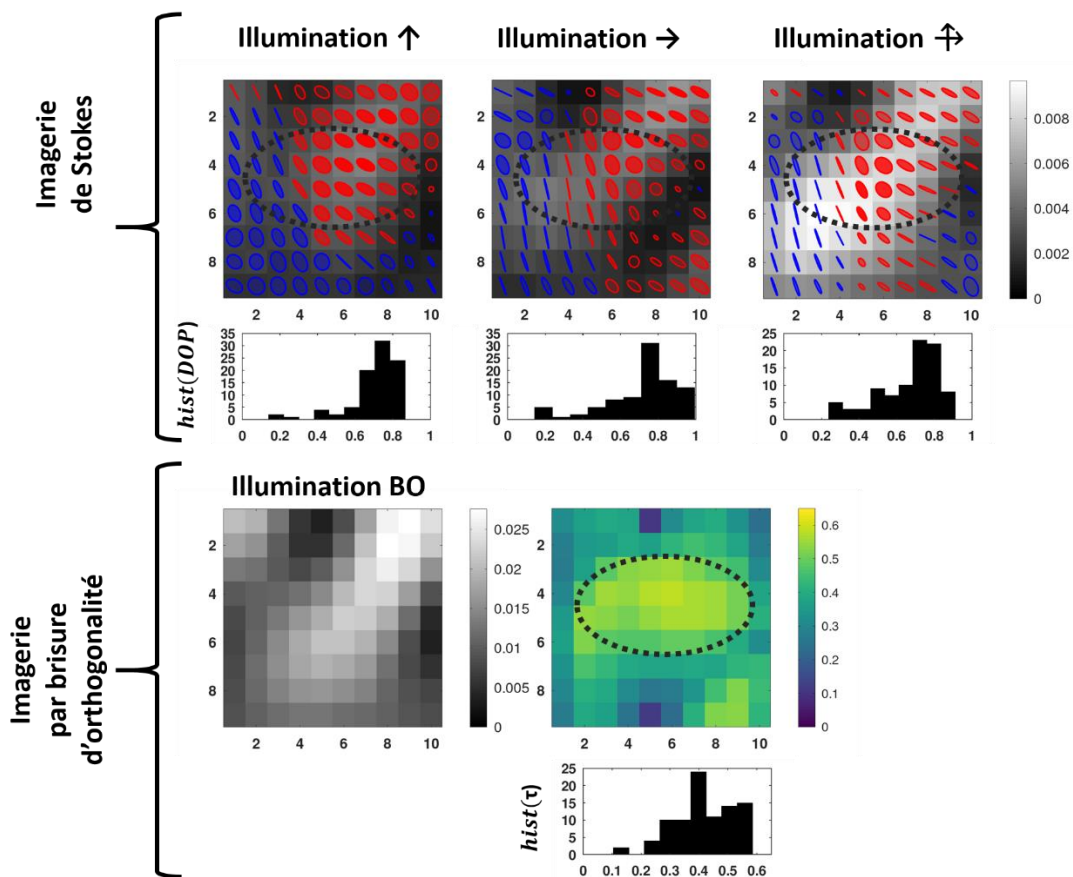


Figure VI-21 - Configuration observée lorsque l'orthogonalité entre les deux états de polarisation est altérée (échantillon dépolarisant). Les quatre premières images représentées correspondent aux intensités moyennes mesurées pour chaque mode d'illumination, où dans chaque superpixel l'ellipse de polarisation est affichée pour les 3 mesures de Stokes ( $\nearrow$ ,  $\rightarrow$  et  $\uparrow$ ). La dernière image représente le taux de contraste de brisure d'orthogonalité.

## VI.4.2.3 Cas 3 : grain de speckle « monomode »

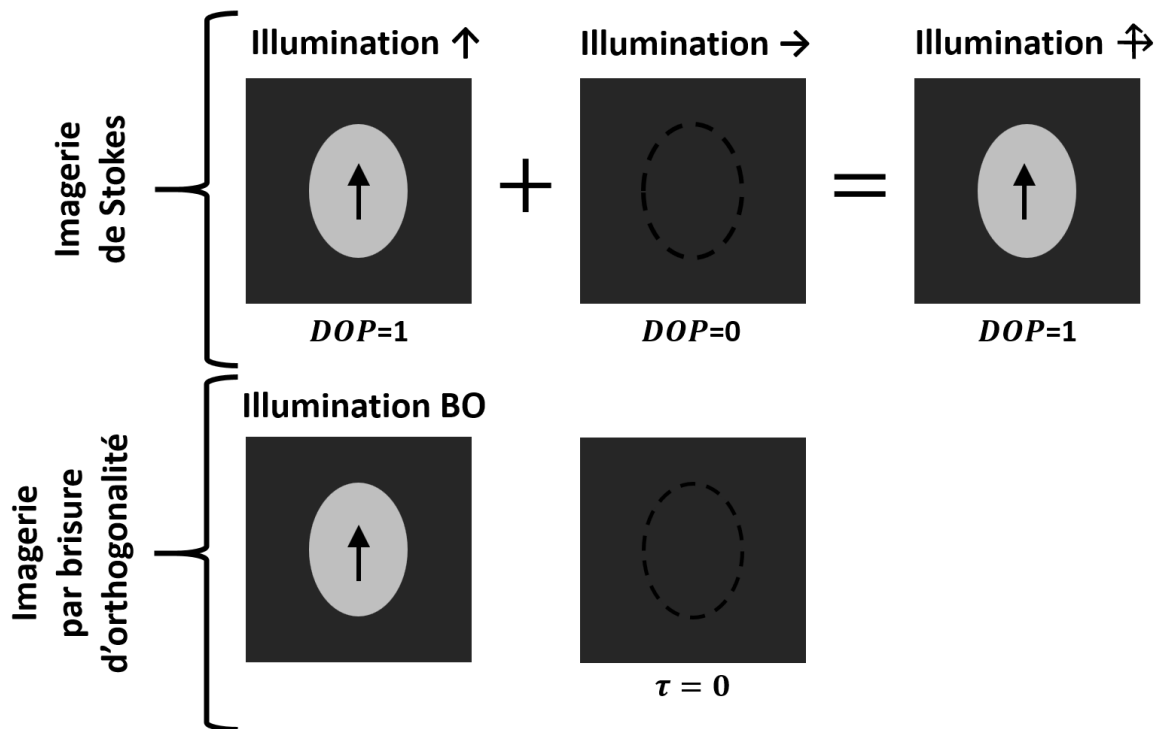


Figure VI-22 - Configuration observée lorsque seul l'un des deux états de polarisation de la source DFDP contribue à un grain de speckle observable en illumination DFDP.

Pour un échantillon partiellement ou totalement dépolarisant, il existe certains cas où seule l'une des deux polarisations du faisceau DFDP produit un grain de speckle (résultant d'interférences constructives), alors que la seconde produit une zone sombre résultante d'interférences destructives comme le montre la Figure VI-22. Cette combinaison se décompose alors de la manière suivante : une des illuminations monomodes produit un grain à la surface de l'échantillon, avec un degré de polarisation de 1 alors que la seconde produit une zone non lumineuse. En illumination DFDP, un grain similaire à celui produit avec une illumination monomode est bien sûr observable et son DOP est aussi égal à 1. Ce grain reste visible sur l'intensité moyenne en imagerie par brisure d'orthogonalité mais l'absence d'un des deux états de polarisation implique nécessairement qu'aucun contraste de brisure d'orthogonalité ne puisse apparaître. Ce cas, présenté Figure VI-23, a été observé avec un échantillon de Spectralon où, dans cette zone, les interférences constructives produisent un grain lumineux en illumination verticale alors qu'en illumination horizontale les interférences sont destructives. Ainsi le grain produit avec une illumination DFDP est semblable, en intensité et en état de polarisation, à celui obtenu en illumination verticale, et ainsi le degré de polarisation estimé avec ces deux

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

illuminations est élevé. On remarque dans le cas de l'illumination horizontale que le degré de polarisation est lui aussi élevé. Cependant, l'intensité lumineuse moyenne dans cette zone d'intérêt est très inférieure (d'un facteur 3,4) à l'intensité moyenne mesurée en illumination verticale. Ainsi, l'influence de l'état de polarisation produit par cette illumination est faible en illumination DFDP. Ce cas illustre donc la possibilité d'observer, sous éclairage dépolarié, des grains de speckle présentant un fort degré de polarisation alors même que l'échantillon est ici totalement dépolarisant.

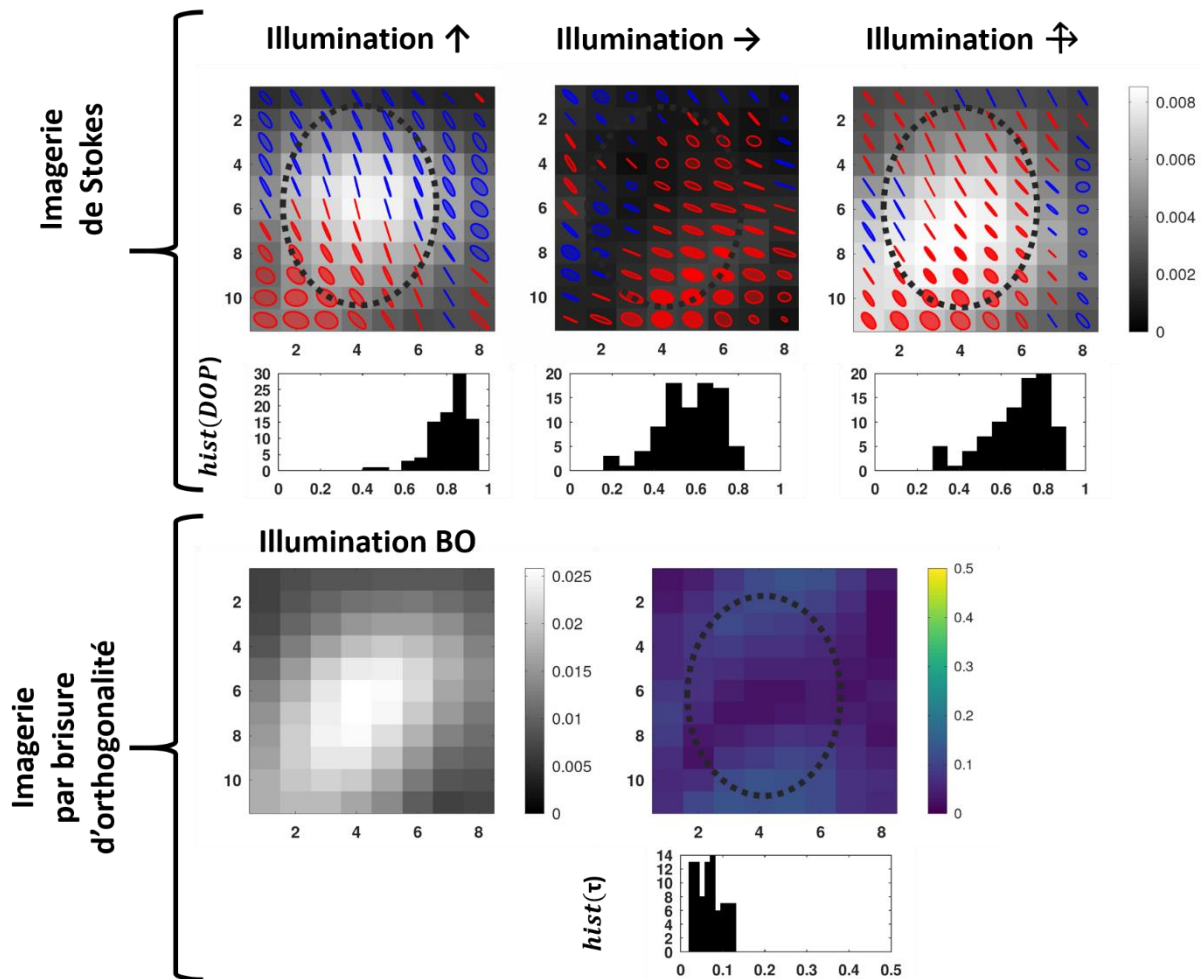


Figure VI-23 - Configuration observée lorsque seul l'un des deux états de polarisation contribue à un grain de speckle observable en illumination DFDP. Les quatre premières images représentées correspondent aux intensités moyennes mesurées pour chaque mode d'illumination, où dans chaque superpixel l'ellipse de polarisation est affichée. La dernière image représente le taux de contraste de brisure d'orthogonalité.

### **VI.4.3 Interprétation macroscopique des phénomènes de dépolarisation spatiale/repolarisation**

Après avoir identifié trois combinaisons distinctes à l'échelle d'un grain détaillé ci-dessus, nous nous appuyons sur ces différents résultats pour délivrer notre interprétation des phénomènes de dépolarisation spatiale/repolarisation observés lors de l'interaction avec un échantillon dépolarisant.

Revenons tout d'abord rapidement sur l'interprétation, bien comprise maintenant depuis les nombreux travaux sur le sujet évoqués déjà dans les chapitres précédents, du phénomène de dépolarisation spatiale. Sous un éclairage parfaitement polarisé monomode, et pour un désordre figé temporellement, un échantillon dépolarisant va conduire à l'observation d'un motif de speckle dont chaque grain possède un état de polarisation bien défini (DOP proche de 1), mais qui peut varier d'un point à l'autre du motif de speckle, et d'un grain de speckle à l'autre. C'est cette plus ou moins forte dispersion spatiale des états de polarisation qui va définir le caractère plus ou moins dépolarisant de l'échantillon, lorsque celui-ci est caractérisé en imagerie de polarisation classique, plus « macroscopique », c'est-à-dire lorsque les grains de speckle ne sont pas résolus à l'échelle des pixels du capteur. Ces résultats ont été largement discutés dans les travaux antérieurs et les chapitres précédents, mais ils sont à nouveau observables à travers cette nouvelle expérience, notamment sur les histogrammes présentés en haut de la Figure VI-15. Ils sont également illustrés schématiquement sur les deux premières vignettes de la Figure VI-24 et Figure VI-25, qui représentent les situations observables pour un échantillon non-dépolarisant et totalement dépolarisant respectivement, sous illumination monomode polarisée horizontalement ou verticalement.

Ces mêmes figures et ces mêmes raisonnements schématiques sur les cas particuliers « locaux » des grains de speckle discutés en section précédente vont nous permettre maintenant d'interpréter le phénomène de « repolarisation » et les observations « macroscopiques » associées. Pour cela, on peut en effet d'après nos résultats décomposer l'intensité lumineuse du motif d'interférence et l'état de polarisation à l'échelle du grain obtenu avec une source d'illumination DFDP comme la somme en intensité du motif de speckle et des états de polarisation locaux pour chacun des états de polarisation de la source DFDP. Comme nous allons le voir, la compréhension du phénomène de repolarisation implique de prendre en compte conjointement deux propriétés des motifs de speckle qui diffèrent selon la nature polarimétrique de l'échantillon :



## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

- D'une part la distribution spatiale des grains de speckle pour chacun des deux modes d'illumination, qui est très (parfaitement) corrélée pour un échantillon non-dépolarisant, mais décorrélée pour un échantillon totalement dépolarisant [127];
- D'autre part, la faculté du matériau à altérer la polarisation incidente (pas d'altération pour un échantillon non-dépolarisant, mais altération possible pour un échantillon dépolarisant).

On peut ainsi illustrer deux situations distinctes. La première est celle rencontrée lorsque l'échantillon est non-dépolarisant, illustrée Figure VI-24. Dans l'ensemble de ces grains (qui sont tous communs aux deux modes d'illumination), l'orthogonalité entre les deux états de polarisation de la source incidente est préservée, correspondant ainsi au cas identifié 1. Les grains obtenus en illumination DFDP présentent un degré de polarisation nul car l'orthogonalité polarimétrique des deux modes d'illumination est préservée, ce qui est mis en évidence sur l'image de contraste de brisure d'orthogonalité. Ainsi le degré de polarisation moyen et le taux d'OBC moyen estimés sont nuls comme le montrent les résultats obtenus précédemment à l'échelle « macroscopique ». Ainsi lorsqu'un échantillon non-dépolarisant est éclairé par une source DFDP dite dépolarisée, le processus de repolarisation est inexistant comme cela a été montré expérimentalement [24]. Le matériau non dépolarisant conserve alors le caractère dépolarisé de l'onde incidente.

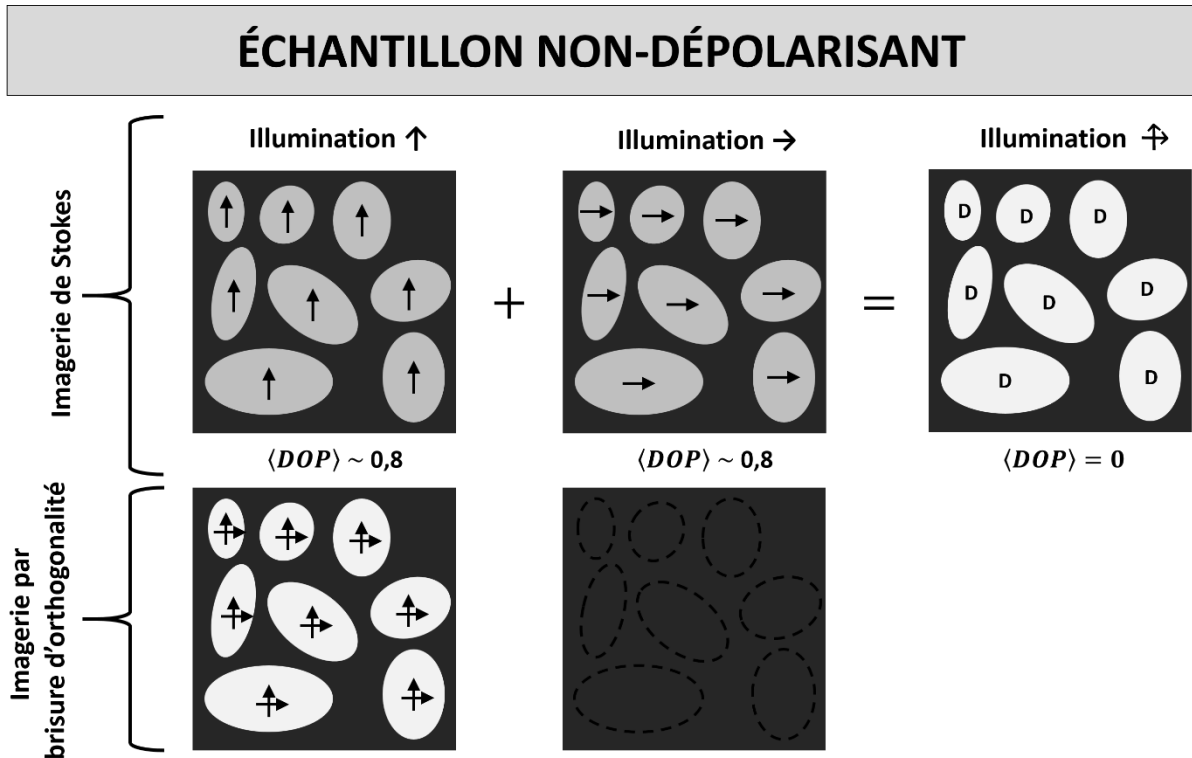


Figure VI-24 - Interprétation macroscopique d'un échantillon non-dépolarisant. Les quatre premières images représentées correspondent aux intensités moyennes mesurées pour chaque mode d'illumination. La dernière image représente le taux de contraste de brisure d'orthogonalité (identiquement nul ici).

La seconde situation est celle constatée lorsqu'un échantillon dépolarisant est illuminé avec une source DFDP « dépolarisée », illustrée Figure VI-25. Le motif de speckle et les états de polarisation à l'intérieur de ces grains obtenus en illumination DFDP présentent alors l'ensemble des trois cas identifiés précédemment. Ainsi on peut identifier :

- La préservation de l'orthogonalité entre les états de polarisation de la source incidente pour le grain n°1 (voir numérotation des grains à droite de la Figure VI-25). Ce grain en illumination DFDP est totalement dépolarisé ( $DOP=0$ ) et il n'y a pas de signal de battement dû à la brisure d'orthogonalité. (C'est une situation similaire à celle observée précédemment pour un échantillon non dépolarisant).
- La détérioration de l'orthogonalité entre les deux états de polarisation incidents pour les grains n°4, 5 et 6. Le degré de polarisation est non-nul ( $0 < DOP \leq 1$ ) et est proportionnel à taux de brisure d'orthogonalité ( $0 < \tau \leq 1$ ). Si l'orthogonalité est complètement annihilée (polarisation parallèles), alors ces grains présenteront un DOP de 1 et un taux de battement maximal comme c'est le cas pour le grain n°6.

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

- Un état de polarisation « monomode » comme représenté pour les grains n°2, 3, 7 et 8 où ces grains ne sont visibles que pour un seul mode d'illumination. En illumination DFDP, ces grains seront semblables en intensité et en polarisation aux grains visibles en illumination monomode. Dans ce cas, seul un état de polarisation est préservé et ainsi il ne peut y avoir de brisure d'orthogonalité. Le taux de brisure d'orthogonalité dans ce cas sera nul alors que le degré de polarisation sera égal à 1.

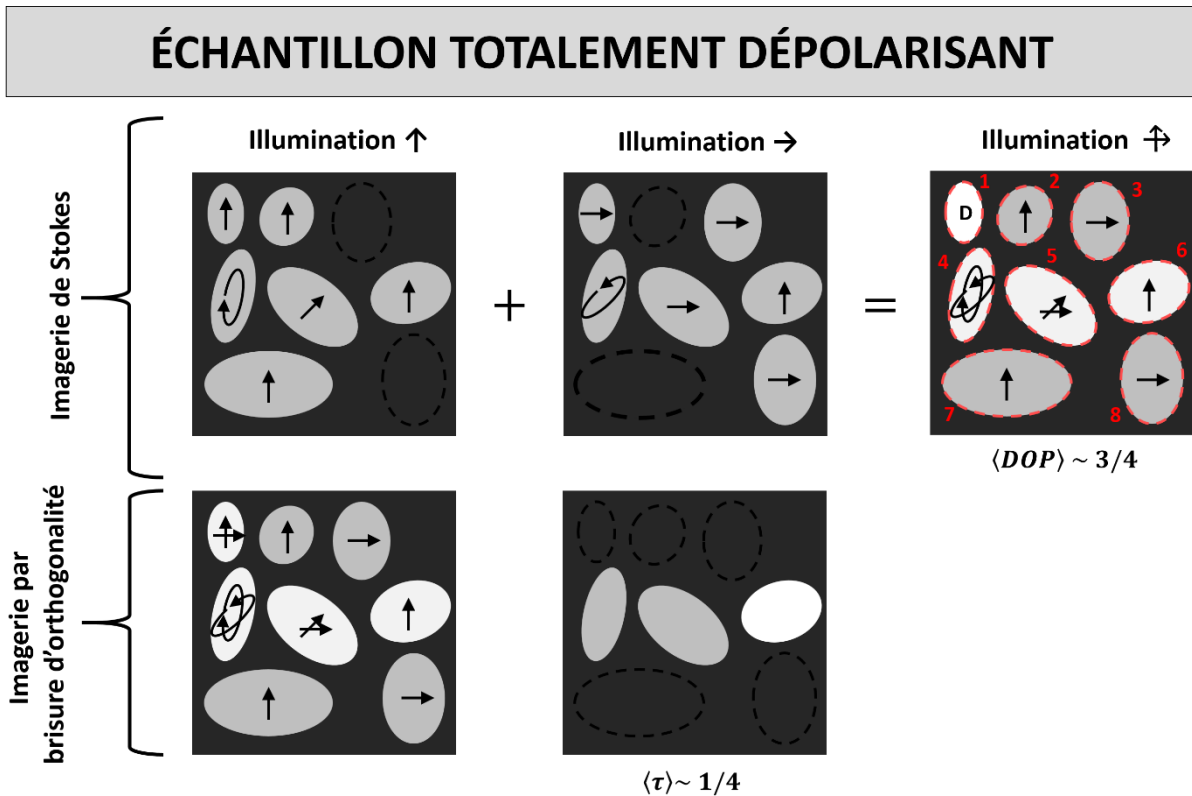


Figure VI-25 - Interprétation macroscopique d'un échantillon dépolarisant. Les quatre premières images représentées correspondent aux intensités moyennes mesurées pour chaque mode d'illumination. La dernière image représente le taux de contraste de brisure d'orthogonalité.

Si l'on s'autorise maintenant à interpréter macroscopiquement les situations précédentes en moyennant spatialement l'ensemble de ces cas pour la situation d'un échantillon totalement dépolarisant, on peut alors comprendre assez clairement la valeur de DOP moyen théoriquement attendue de 0.75 dans ces expériences de « repolarisation » [124]. Cette valeur théorique et la distribution de DOP associée ont été observées expérimentalement dans des travaux antérieurs [24] et relativement bien confirmées par nos mesures dans l'expérience présentée dans ce chapitre ( $\langle DOP \rangle = 0.6$ ) (Cette différence sur la valeur expérimentale mesurée dans nos travaux peut s'expliquer par des imperfections expérimentales résiduelles dans notre montage qui présente une relative complexité par rapport aux réalisations antérieures, due à la source DFDP

## VI.5. Discussion et conclusion

à transposition de fréquence). En effet, sur un échantillon parfaitement dépolarisant, les distributions des motifs de speckle pour chacun des modes d'illumination possèdent une décorrélation maximale [127] et on peut donc s'attendre à ce qu'environ 50% des grains observés en illumination DFDP correspondent à des grains « monomodes » tandis que les 50% restants sont « bi-modes ». Pour ces premiers, le DOP observé en illumination DFDP est maximal (et le contraste de BO nul). Pour l'ensemble des grains « bi-modes », on peut s'attendre à une distribution aléatoire des états de polarisation, certains grains partageant plutôt le comportement du grain n°1 de la Figure VI-25 (DOP nul, contraste BO nul), d'autres le comportement du grain n°6 (DOP maximal, contraste BO maximal), et enfin d'autres partageant un comportement plus « intermédiaire » schématiquement illustré avec les grains n°4 et 5 de la Figure VI-25 (DOP compris entre 0 et 1, contraste de BO entre 0 et 100%). Au final, le moyennage spatial sur cette seconde population de grains (« bimodes ») conduit à estimer un DOP moyen de 0.5 et un taux de battement de BO de 50% également. Lorsqu'on étend ce raisonnement statistique en y ajoutant la population de grains « monomodes » (partageant tous un DOP maximal et un contraste de BO nul), on obtient un DOP moyen attendu sur l'ensemble des grains dans cette expérience de 0.75, et un taux de contraste de BO attendu de 25%. Ce raisonnement statistique simple, opéré en analysant les différentes situations individuelles observables (et observées expérimentalement) pour les différents grains de speckle, permet d'expliquer raisonnablement bien les résultats quantitatifs mesurés sur l'échantillon de spectralon et présentés en Figure VI-15, nous avons obtenu un DOP moyen de 0,6, et un taux de battement moyen de 20 %, en accord avec l'interprétation que nous venons de donner du phénomène de « repolarisation » d'une lumière dépolarisée par un objet totalement dépolarisant.

## VI.5 Discussion et conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence et « décortiquer » expérimentalement les phénomènes de dépolarisation spatiale et (surtout) de repolarisation lors de l'interaction d'une source dépolarisée avec un échantillon plus ou moins dépolarisant. Nous avons pour cela conçu une expérience originale, à notre connaissance, qui combine les développements expérimentaux en imagerie de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle détaillés dans les chapitres précédents (III à V), et les concepts de mesure polarimétrique par brisure d'orthogonalité, qui font l'objet du chapitre II de cette thèse. Grâce au développement expérimental d'une source DFDP, qui constitue un modèle « contrôlé » de faisceau dépolarisé [125], cette expérience nous a permis de mesurer les motifs d'intensité de speckle et les répartitions d'états de polarisation

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

sous illumination dépolarisée (DFDP), mais aussi pour chacun des modes d'illumination (illumination monomode polarisée horizontalement ou verticalement). Outre ces répartitions d'intensité et d'états de polarisation, nous nous sommes aussi intéressés à imager les répartitions spatiales de contraste de brisure d'orthogonalité à l'échelle du grain de speckle, ce qui a nécessité le développement d'une approche à transposition de fréquence pour démoduler les battements observables sur une caméra à très faible temps de réponse.

L'analyse de ces diverses répartitions spatiales nous a permis d'identifier trois cas distincts obtenus dans des conditions particulières, notamment avec un échantillon non-dépolarisant et un échantillon dépolarisant. Cette compréhension à l'échelle locale nous a permis de mieux comprendre et d'interpréter l'effet de repolarisation comme le résultat d'une interaction incohérente entre les figures de speckle produites par deux sources d'illumination monomodes distinctes dont les polarisations sont orthogonales.

Pour conclure ce chapitre et ouvrir quelques perspectives, nous souhaitons souligner comment cette expérience originale permet, par une observation « déterministe » des comportements à l'échelle des grains de speckle uniques, d'entrer en correspondance et de retrouver un certain nombre de résultats de travaux antérieurs :

- Roche et al, 2006 [127] : L'analyse des répartitions spatiales d'intensité de speckle obtenues en éclairant un échantillon avec deux illuminations monomodes en polarisation croisées a permis de montrer un comportement similaire aux travaux théoriques de Roche et al. : la corrélation entre les deux motifs de speckle peut être directement reliée à la nature polarimétrique de l'échantillon selon qu'il soit dépolarisant ou non dépolarisant. Cette approche expérimentale constitue une alternative simple pour caractériser la nature dépolarisante ou non d'un échantillon.
- Sorrentini et al, [92], Zerrad et al, [24] : Les observations expérimentales décrites dans ce chapitre sont en très bon accord avec ces travaux antérieurs sur la repolarisation par un milieu totalement dépolarisant. Nous pensons important de souligner ici que ces travaux avaient été menés avec un laser Hélium-Néon « dépolarisé », ce qui correspond précisément à la situation simulée expérimentalement dans ce chapitre par un faisceau DFDP. En effet, pour être dépolarisé, ce laser doit nécessairement être au minimum bi-mode longitudinal, puisque chacun des modes longitudinaux successifs dans un laser Hélium-Néon est nécessairement parfaitement polarisé, mais avec une polarisation orthogonale à celle du mode longitudinal précédent [128]. Comme dans ce chapitre,

## VI.5. Discussion et conclusion

l'état dépolarisé du laser utilisé dans la référence [24] correspond donc à une superposition de deux illuminations à des fréquences très proches mais distinctes, et de polarisations orthogonales.

- Réfrégier et al, [124] : De même, le modèle développé dans la référence [124] et qui permet d'expliquer théoriquement les distributions et la valeur moyenne du DOP observés avec le phénomène de « repolarisation » repose sur la décomposition du faisceau incident en deux modes incohérents, de polarisations croisées. À nouveau, cette situation est bien modélisée avec le faisceau DFDP développé dans l'expérience présentée ici.
- Fade et Alouini, (2012) [14], Ortéga-Quijano et al, (2016) [58] : Enfin, l'étude des répartitions de contraste de brisure d'orthogonalité à l'échelle du grain de speckle entre également en résonance avec de nombreuses interrogations et plusieurs travaux autour de la polarimétrie par brisure d'orthogonalité (DSOB). En effet, les résultats de ce chapitre semblent confirmer la capacité de l'approche DSOB à détecter le caractère dépolarisant d'un matériau [14], à condition de travailler à l'échelle d'un mode spatial unique du faisceau (comme ici, un grain de speckle). Il avait été en effet montré que lorsque le détecteur intègre de multiples modes du champ de manière incohérente (somme d'intensités), alors les battements potentiellement produits pour chacun des modes peuvent être déphasés, conduisant à l'interférence destructive de toutes ces contributions de battements RF [58]. À l'opposé, dès lors qu'on ne regarde qu'un seul mode du champ, l'approche DSOB (standard, non « induit ») permet de mesurer le caractère dichroïque d'un objet [60]. Dans une situation intermédiaire, c'est-à-dire en intégrant quelques modes du champ sur le détecteur (ceci correspondrait relativement bien à la situation des expériences présentées dans ce chapitre où nous avons été capables d'imager quelques grains de speckle adjacents), on peut cependant caractériser la nature dépolarisante d'un objet par la mesure du contraste de brisure d'orthogonalité, comme cela avait été décrit dans [58]. Une perspective à ce travail consisterait maintenant à analyser les phases relatives des battements créés dans ces grains de speckle pour confirmer encore mieux les interprétations données dans [58].

Pour terminer, il nous paraît également important de souligner une limite à l'étude précédente : si la source DFDP réalisée et utilisée dans cette étude peut être perçue comme une source de lumière cohérente totalement dépolarisée temporellement (à l'échelle du temps d'intégration du détecteur), son état de polarisation n'en demeure pas moins déterministe à chaque instant  $t$ . En

## VI. Approche RF pour la polarimétrie à l'échelle du grain de speckle

outre, selon le regard que l'on porte sur elle, cette source peut soit être vue comme la superposition incohérente de deux modes orthogonaux décalés en fréquence, soit comme un faisceau monomode dont la polarisation tourne le long d'un équateur de la sphère de Poincaré (cf. section VI.2.1). Dans ces deux interprétations, le faisceau résultant, prétendument « totalement » dépolarisé, constitue un cas bien particulier (et bien ordonné) de source dépolarisée, bien loin d'une source dont l'état de polarisation serait aléatoire et non déterministe. Au vu des remarques précédentes, il y a fort à parier que l'on soit face à une situation identique avec un laser Hélium-Néon dépolarisé. Cette remarque ouvre la perspective d'explorer expérimentalement si les résultats obtenus seraient confirmés avec d'autres modèles expérimentaux de lumière cohérente et dépolarisée. Dans des travaux antérieurs, une approche utilisant une modulation alternative de l'intensité des deux composantes du faisceau DFDP avait démontré la possibilité de créer une source artificielle dépolarisée qui résulterait d'un parcours ultrarapide de la totalité de la sphère de Poincaré, plutôt qu'un seul équateur [125]. Néanmoins, même dans ce cas, l'état polarimétrique à chaque instant est parfaitement polarisé monomode, ce qui risque de conduire à des résultats identiques à ceux observés ici, posant la question plus générale de définir ce que pourrait être un état cohérent dépolarisé...

Là encore, cette ultime remarque entre en résonance avec d'autres travaux sur la polarimétrie de speckle, dans lesquels l'étude de la simple statistique de la répartition d'intensité des motifs de speckle était mise à profit pour estimer le degré de polarisation d'une lumière résultant de l'interaction entre un faisceau polarisé et un matériau plus ou moins dépolarisant [88], [89], le contraste de la figure de speckle étant directement proportionnel au (carré du) DOP. En effet, tout comme pour les travaux discutés ci-dessus utilisant l'intercorrélacion de speckle [127], bien que les expériences présentées dans ce chapitre adoptent une configuration expérimentale différente puisque l'échantillon est éclairé par une source DFDP, les résultats obtenus peuvent être rapprochés de ces travaux antérieurs [88], [89] : (i) sous éclairage DFDP et pour un échantillon non-dépolarisant, le fait que les répartitions de speckle soient identiques pour les deux modes et pour l'illumination DFDP conduit à un contraste élevé de la figure de speckle, (ii) en revanche, sous éclairage DFDP et pour un échantillon dépolarisant, les motifs de speckle décorrélés se superposent en illumination DFDP et conduisent à une diminution du contraste de speckle. Cette approche reposant sur l'étude de la statistique d'intensité de speckle devrait donc permettre de pouvoir discriminer la nature dépolarisante ou non de l'échantillon analysé, sous éclairage polarisé [88], [89], mais donc aussi sous éclairage DFDP « dépolarisé » au vu des résultats de ce chapitre. Au contraire, comme nous l'avons vu dans ce

## VI.5. Discussion et conclusion

chapitre à l'introduction du phénomène de « repolarisation », une telle « robustesse » de la méthode n'est pas observée lorsqu'on s'intéresse au DOP (statistique ou DOP moyen) puisqu'un échantillon dépolarisant aura tendance à diminuer ou à augmenter le DOP moyen selon que l'illumination est monomode polarisée, ou dépolarisée.

Ainsi, comme nous venons de le voir, ce nouveau banc expérimental permet d'interpréter de nombreuses expériences précédentes, tout en maîtrisant les caractéristiques de l'éclairage. Ces résultats et réflexions ouvrent de nombreuses perspectives expérimentales et applicatives pour l'utilisation d'un tel banc pour détecter par exemple des matériaux ou objets au comportement « dépolarisant » anormal (anisotrope par exemple), ou pour l'analyse des statistiques de speckle pour la discrimination de matériaux plus ou moins dépolarisants.



# Conclusion générale

Durant ces travaux de thèse, nous nous sommes intéressés à l'imagerie polarimétrique portant dans un premier temps sur la technique d'imagerie par brisure d'orthogonalité puis dans un second temps celle de Stokes appliqué au champ de speckle ultra-résolu.

Ainsi dans la première partie de ce manuscrit, le protocole de calibration/correction par tessellation de Delaunay du module de détection/démodulation électronique en quadrature appliqué au système imageur infrarouge actif à 1,5  $\mu\text{m}$  par brisure d'orthogonalité, a permis de minimiser l'influence des effets de non-linéarités conduisant à l'estimation d'informations polarimétriques quantitative. Les résultats fiables obtenus après l'application du protocole de correction [73] confirmer les travaux théoriques et les premiers résultats expérimentaux [60], [63]. En outre, ils montrent l'intérêt de la technique par brisure d'orthogonalité, classique (BO) et induites (CI-OB et LI-OB) pour discriminer le comportement polarimétrique de différents composants d'une scène.

Dans la seconde partie de ce manuscrit, nous nous sommes intéressé à l'amélioration d'un banc d'imagerie polarimétrique de Stokes résolu à l'échelle du grain de speckle existant au sein de l'Institut FOTON qui avait permis les premières mesures de polarimétrie « déterministe » à l'échelle du grain de speckle unique en optique [22]. Ces améliorations ont porté sur l'aspect matériel (lame de phase à cristaux liquides, capteur CCD, ...), et sur l'aspect traitement des données (protocole de calibration/correction, augmentation artificielle de la dynamique du capteur CCD par approche HDR, ...) en réutilisant notamment l'approche de calibration/correction par tessellation de Delaunay développée dans la première partie de thèse. Nous avons également présenté au chapitre IV une étude portant sur l'optimisation du choix des états d'analyse (technique SOPAFP) associée à une méthode d'estimation fiable et rapide des paramètres de Stokes (approche d'inversion directe de la matrice  $W$ ). Un programme d'analyse a été implémenté permettant de sélectionner une région d'intérêt de forme variable (trajectoire linéaire, ROI triangulaire, rectangulaire, circulaire et polygonale) avec des représentations spécifiques de l'information polarimétrique conservant ou non l'information spatiale de la scène imagée. L'ensemble de ces travaux ont permis d'estimer avec fiabilité et précision, tout en minimisant le temps de post-traitement, les paramètres de Stokes en chaque point d'un champ de speckle ultra-résolu, permettant ainsi d'analyser d'un point de vue polarimétrique un motif de speckle pour différentes échelles d'observation et d'observer

## Conclusion générale

expérimentalement des singularités polarimétriques et des configurations de singularités adjacentes (configuration Star-Star par exemple). La représentation du maillage spatial de l'image 2D de référence ( $S_0$ ) sur la sphère de Poincaré et sa projection quiconciale de Peirce permet une meilleure compréhension visuelle de l'évolution polarimétrique notamment pour étudier les singularités polarimétriques.

Pour finir, l'association de l'approche optique-hyperfréquences, basée sur la technique par brisure d'orthogonalité détaillée dans la première partie de ce manuscrit, au banc d'imagerie polarimétrique de Stokes de champs de speckle ultra-résolus a permis de proposer une expérience tout à fait originale, utilisant une approche de transposition de fréquence, et nous conduisant à pouvoir observer de nouveaux contrastes polarimétriques à l'échelle du grain (contrastes de battement de brisure d'orthogonalité). En effet, à notre connaissance, c'est la première fois qu'une telle approche est employée pour visualiser de nouveaux contrastes polarimétriques au sein d'un motif de speckle. Ces contrastes associés à l'imagerie polarimétrique de Stokes ont permis notamment de « décortiquer » expérimentalement le phénomène de repolarisation observé lors de l'interaction d'une source laser dépolarisée avec un échantillon fortement dépolarisant et d'identifier trois cas distincts (préservation ou dégradation de l'orthogonalité, grain de speckle monomode) rencontrés avec un échantillon non-dépolarisant et fortement dépolarisant. Ces observations expérimentales, et l'interprétation que nous avons pu en faire apportent un éclairage nouveau sur ces phénomènes et confortent les interprétations théoriques d'un point de vue qualitatif, mais également en termes quantitatifs. Ces résultats trouvent écho dans de nombreux travaux antérieurs :

La corrélation entre les deux motifs de speckle peut être directement relié à la nature polarimétrique de l'échantillon [127],

Le degré de polarisation global obtenu expérimentalement et résultant de l'interaction d'un faisceau cohérent totalement dépolarisé avec un échantillon fortement dépolarisant est proche de 0,75 (3/4), valeurs observées lors de travaux antérieurs [92], [24] et démontrées par modélisation numérique [124] en décomposant le faisceau DFDP en deux modes incohérents et de polarisations orthogonales,

L'approche DSOB (BO non induite) permet de caractériser, à partir du contraste de brisure d'orthogonalité, la nature dépolarisante d'un objet lorsque l'on intègre quelques modes du champs sur le détecteur [58].

## Conclusion générale

Pour finir, ces travaux ouvrent la discussion sur le regard porté sur les lasers dit « totalement » dépolarisés. En effet, même si de tels lasers sont en moyenne dépolarisés il demeure que leurs états de polarisation, à chaque instant, reste déterministe.

## Perspectives

En ce qui concerne l'imageur polarimétrique sélectif actif à 1,5  $\mu\text{m}$  par brisure d'orthogonalité, plusieurs perspectives peuvent être intéressantes à ce jour. La première perspective envisagée pour optimiser le système imageur serait de réaliser une démodulation tout optique permettant d'extraire la phase et l'amplitude du signal polarisé par interférométrie optique. Cette démodulation tout optique permettrait de s'affranchir de la carte de démodulation électronique (qui présente des défauts) et du protocole de calibration/correction qui doit lui être appliqué.

La deuxième perspective est de continuer à identifier des échantillons cellulaires/tissus pathologiques où l'approche d'imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité pourrait fournir des informations intéressantes comme cela a été le cas avec la modalité de brisure d'orthogonalité « induite circulairement » lors du suivi dynamique des chromosomes pendant la mitose, permettant ainsi de se soustraire de l'étape de marquage par fluorophore par exemple.

Une dernière perspective envisagée pour cet imageur est de réaliser une comparaison rigoureuse théorique et expérimentale de la technique par brisure d'orthogonalité pour les trois modalités (classique, induite linéairement et induite circulairement) et l'imagerie de Mueller. En effet, on rappelle que l'imagerie par brisure d'orthogonalité permet, avec les différentes modalités, d'accéder directement à la nature polarimétrique [73] (la biréfringence, le dichroïsme et la dépoliarisation) contrairement à la technique de Mueller qui nécessite une décomposition mathématique [9], [45], [46]. Cette comparaison permettrait ainsi d'estimer la capacité et la fiabilité de l'imagerie par brisure d'orthogonalité à déterminer la nature polarimétrique d'un échantillon (résultant par exemple de plusieurs effets polarimétriques).

Les perspectives liées au banc d'imagerie polarimétrique de Stokes de champs de speckle ultra-résolus visent notamment à étudier les comportements « topologiques » à l'échelle de plusieurs grains ou du grain unique, identifiés au chapitre V, ainsi que les singularités polarimétriques observés d'une manière plus systématique en menant une étude sur davantage d'échantillons. La robustesse de ce banc expérimental ouvre également la possibilité de mener des campagnes de mesures précises, à l'échelle des grains de speckle uniques, pour accéder expérimentalement à la mesure de paramètres polarimétriques dits à « deux-points [90], [129], qui permettraient de définir et mesurer des longueurs typiques et/ou des paramètres d'anisotropie de la dépoliarisation

## Conclusion générale

graduelle à mesure que l'on moyenne un nombre croissant de grains de speckle. Enfin, l'association de l'approche DSOB à ce banc d'imagerie permettrait l'analyse des statistiques de speckle pour discriminer des échantillons plus ou moins dépolarisants.



# Annexe I

Le problème de la génération de distributions uniformes de points à la surface d'une sphère est un problème ancien et n'admettant, dans le cas général, que des solutions non uniques et non exactes [130], [131], à la différence du cas bidimensionnel, pour lequel la génération de distributions spirales de points a reçu des solutions depuis longtemps (tel que la spirale de Fibonacci), inspiré par les structures géométriques des distributions de graines, feuilles, etc. de certains végétaux (fleur de tournesol pour l'exemple le plus connu). Pour la génération des distributions « spirales » utilisées dans travail de thèse, nous nous sommes appuyés sur une solution codée sous Matlab/Octave directement inspirée de la référence [108]. Un inconvénient de ces solutions « spirales » à  $N$  points est qu'elles ne permettent pas de garantir un nombre de conditionnement idéal pour les états de sonde polarimétriques générés.

Dans cette annexe, nous décrivons une solution numérique approchée pour permettre de générer une distribution de  $N$  points aussi uniforme que possible à la surface de la sphère de Poincaré, mais constituée de quadruplets de points formant des tétraèdres réguliers, afin de garantir le conditionnement optimal de la matrice de mesure. Pour cela, nous générons avec la méthode évoquée précédemment [108] une distribution de  $N/4$  points en spirale (enroulée autour de l'axe polarimétrique  $s_3$ ). Notons l'ensemble de ces points  $\{T^A_1, \dots, T^A_{N/4}\}$ . La difficulté réside maintenant dans la génération de 3 autres ensembles de  $N/4$  points ( $T^B_i, T^C_i$ , et  $T^D_i$ , avec  $i=1, \dots, N/4$ ) permettant de constituer  $N/4$  quadruplets de points formant des tétraèdres réguliers ( $\{T^A_i, T^B_i, T^C_i, T^D_i\}$ ,  $i=1, \dots, N/4$ ).

Une première idée - mais qui s'avère une fausse piste - vient immédiatement d'appliquer une rotation similaire sur l'ensemble des  $N/4$  points pour « tourner » la spirale, ces opérateurs de rotations étant données par les matrices permettant d'« envoyer » le point de référence ( $T^A_1$  sur l'axe  $s_3$ , soit le point de coordonnées  $[0 \ 0 \ 1]^T$ ) vers les points du tétraèdre correspondant (soit ici :  $T^B_1=[\sqrt{2/3} \ \sqrt{2/3} \ -1/3]^T$ ,  $T^C_1=[0 \ -\sqrt{8/3} \ -1/3]^T$ ,  $T^D_1=[-\sqrt{2/3} \ \sqrt{2/3} \ -1/3]^T$ ). Cette solution qui paraît simple ne permet cependant pas de conserver des structures spirales pour les ensembles de  $N/4$  points, conduisant donc à une distribution finale fortement non uniforme sur la surface de la sphère. Ceci se comprend finalement bien sur un exemple simple de la vie quotidienne : au cours de la rotation diurne, les ports de Brest et de Marseille, qui sont à des latitudes différentes, ne parcourent pas la même distance. En généralisant ce raisonnement, on se rend compte que deux trajectoires directement isométriques sur la sphère unitaire sont obtenues par une rotation axiale. La distance entre les points correspondants par cette isométrie

varie en fonction de l'angle polaire, et ne peuvent donc être reliés par l'arête constante d'un tétraèdre rigide mobile. Il est donc impossible de « tourner » un ensemble de points formant un motif (ici une spirale) pour former 3 motifs isométriques au premier et constituant des quadruplets de points formant des tétraèdres réguliers.

La solution approchée qui a été adoptée a donc consisté à prendre comme point de départ le tétraèdre régulier initial  $\{T^A_1, T^B_1, T^C_1, T^D_1\}$ , et calculer la matrice de rotation  $R_{A1-A2}$  permettant de passer du point  $T^A_1$  au point  $T^A_2$ . Cette isométrie n'est cependant pas unique, car elle peut être composée, à gauche ou à droite, par une rotation autour de l'axe du point  $T^A_1$  ou  $T^A_2$  respectivement. Nous avons donc appliqué la procédure suivante : la rotation initiale  $R_{A1-A2}$  a été composée à droite par une rotation d'angle  $\theta$  autour du point d'arrivée  $T^A_2$ , cette dernière rotation laissant le point  $T^A_2$  invariant, mais modifiant la position des points  $T^B_2, T^C_2, \text{ et } T^D_2$ . Pour chacun des angles  $\theta$ , nous calculons alors l'angle de « déplacement »  $\eta_B, \eta_C$  et  $\eta_D$  subi par chaque point  $T^B_2, T^C_2, \text{ et } T^D_2$  entre sa position d'origine et sa position finale après rotation par  $R_{A1-A2}$ , puis rotation additionnelle d'angle  $\theta$ . Parmi tous les angles  $-\pi < \theta < \pi$ , nous retenons la valeur de  $\theta$  qui permet de minimiser la norme (norme  $l_1$ ) d'un vecteur constitué des écarts entre les angles de déplacement des 3 sommets B, C et D du tétraèdre :

$$\theta^{\text{opt}} = \min(\|[\eta_B - \eta_C, \eta_C - \eta_D, \eta_D - \eta_B]\|_1) \quad (AI.1)$$

afin d'optimiser le remplissage « uniforme » de la sphère au cours de la construction des points.

Cette opération est ensuite répétée de proche en proche entre les quadruplets de points  $\{T^A_i, T^B_i, T^C_i, T^D_i\}$  et  $\{T^a_{i+1}, T^b_{i+1}, T^c_{i+1}, T^d_{i+1}\}$ , jusqu'à avoir construit les  $N/4$  tétraèdres requis. Les ensembles de points  $T^B_i, T^C_i, \text{ et } T^D_i$  ( $i=1, \dots, N/4$ ) ne forment plus des trajectoires spirales mais la répartition finale des points sur la sphère est homogène, ainsi que le montre la figure de la section IV.2.1 (Spirale de tétraèdres).

# Bibliographie

- [1] L. Cartron *et al.*, “Polarization vision can improve object detection in turbid waters by cuttlefish,” *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, vol. 447, pp. 80–85, 2013.
- [2] C. R. Sharkey, J. C. Partridge, and N. W. Roberts, “Polarization sensitivity as a visual contrast enhancer in the Emperor dragonfly larva, *Anax imperator*,” *Journal of Experimental Biology*, vol. 218, no. 21, pp. 3399–3405, 2015.
- [3] M. Alouini *et al.*, “Near-infrared active polarimetric and multispectral laboratory demonstrator for target detection,” *Applied optics*, vol. 48, no. 8, pp. 1610–1618, 2009.
- [4] D. B. Chenault, M. Roche, A. Hagewood, J. Vaden, and C. E. Waddle, “Metrics for comparison of polarimetric and thermal target to background contrast,” 2018, pp. 1–4.
- [5] N. Vannier *et al.*, “Comparison of different active polarimetric imaging modes for target detection in outdoor environment,” *Applied optics*, vol. 55, no. 11, pp. 2881–2891, 2016.
- [6] V. Dremin *et al.*, “Imaging of early stage breast cancer with circularly polarized light,” 2020, vol. 11363, p. 1136304.
- [7] S. N. Tukimin, S. B. Karman, M. Y. Ahmad, and W. S. W. K. Zaman, “Polarized light-based cancer cell detection techniques: a review,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 19, no. 20, pp. 9010–9025, 2019.
- [8] J. Dupont, “Imagerie polarimétrique de speckle statique pour l’étude de matériaux, et dynamique pour la détection de micro-vascularisation tumorale,” 2017.
- [9] J. J. G. Pérez and R. Ossikovski, *Polarized light and the Mueller matrix approach*. CRC press, 2017.
- [10] A. Peinado, A. Lizana, J. Vidal, C. Iemmi, and J. Campos, “Optimization and performance criteria of a Stokes polarimeter based on two variable retarders,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 10, pp. 9815–9830, May 2010, doi: 10.1364/OE.18.009815.
- [11] S. L. Jacques, J. C. Ramella-Roman, and K. Lee, “Imaging skin pathology with polarized light,” *Journal of biomedical optics*, vol. 7, no. 3, pp. 329–340, 2002.
- [12] S. Breugnot and P. Clemenceau, “Modeling and performances of a polarization active imager at  $\lambda = 806\text{nm}$ ,” *Optical engineering*, vol. 39, no. 10, pp. 2681–2688, 2000.
- [13] J. G. Walker, P. C. Chang, and K. I. Hopcraft, “Visibility depth improvement in active polarization imaging in scattering media,” *Applied Optics*, vol. 39, no. 27, pp. 4933–4941, 2000.
- [14] J. Fade and M. Alouini, “Depolarization remote sensing by orthogonality breaking,” *Physical review letters*, vol. 109, no. 4, p. 043901, 2012.
- [15] E. Schaub, J. Fade, N. Ortega-Quijano, C. Hamel, and M. Alouini, “Polarimetric contrast microscopy by orthogonality breaking,” *Journal of Optics*, vol. 16, no. 12, p. 122001, 2014.
- [16] J. Fade, E. Schaub, and M. Alouini, “Depolarization Sensing by Orthogonality Breaking: a microwave-photonics approach for snapshot polarimetric imaging,” 2014, p. 2967942.



## Bibliographie

- [17] D. Léger, E. Mathieu, and J. Perrin, “Optical surface roughness determination using speckle correlation technique,” *Applied optics*, vol. 14, no. 4, pp. 872–877, 1975.
- [18] M. M. Lehman, J. A. Pomarico, and R. D. Torroba, “Digital speckle pattern interferometry applied to a surface roughness study,” *Optical Engineering*, vol. 34, no. 4, pp. 1148–1152, 1995.
- [19] N. Curry *et al.*, “Direct determination of diffusion properties of random media from speckle contrast,” *Optics letters*, vol. 36, no. 17, pp. 3332–3334, 2011.
- [20] M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, “Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces: Electromagnetic prediction,” *Optics Express*, vol. 18, no. 15, pp. 15832–15843, 2010.
- [21] J. Li, G. Yao, and L. V. Wang, “Degree of polarization in laser speckles from turbid media: Implications in tissue optics,” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 7, no. 3, pp. 307–312, 2002.
- [22] L. Pouget, J. Fade, C. Hamel, and M. Alouini, “Polarimetric imaging beyond the speckle grain scale,” *Applied optics*, vol. 51, no. 30, pp. 7345–7356, 2012.
- [23] M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra, “Light enpolarization by disordered media under partial polarized illumination: The role of cross-scattering coefficients,” *Optics express*, vol. 21, no. 3, pp. 2787–2794, 2013.
- [24] A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, S. Liukaityte, and C. Amra, “Depolarization and enpolarization DOP histograms measured for surface and bulk speckle patterns,” *Optics express*, vol. 22, no. 18, pp. 21427–21440, 2014.
- [25] J. Dupont and X. Orlik, “Speckle fields polarimetry: statistical analysis and polarization singularities measurements,” 2015, vol. 9660, p. 96601B.
- [26] J. Dupont and X. Orlik, “Polarized vortices in optical speckle field: observation of rare polarization singularities,” *Optics express*, vol. 23, no. 5, pp. 6041–6049, 2015.
- [27] J. C. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism*, vol. 1. Clarendon press, 1873.
- [28] C. Brosseau, “Polarized Light—A Statistical Optics Approach,” 1998.
- [29] S. Huard, *Polarization of light*. 1997.
- [30] E. Collett, “Polarized light. Fundamentals and applications,” *Optical engineering*, 1992.
- [31] R. C. Jones, “A new calculus for the treatment of optical systems. IV.,” *Josa*, vol. 32, no. 8, pp. 486–493, 1942.
- [32] D. H. Goldstein, *Polarized light*. CRC press, 2017.
- [33] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.
- [34] J. J. Gil and E. Bernabeu, “Depolarization and polarization indices of an optical system,” *Optica Acta: International Journal of Optics*, vol. 33, no. 2, pp. 185–189, 1986.
- [35] F. Snik *et al.*, “An overview of polarimetric sensing techniques and technology with applications to different research fields,” 2014, vol. 9099, p. 90990B.
- [36] C. He, H. He, J. Chang, B. Chen, H. Ma, and M. J. Booth, “Polarisation optics for biomedical and clinical applications: a review,” *Light: Science & Applications*, vol. 10, no. 1, pp. 1–20, 2021.

## Bibliographie

- [37] D. C. Louie, L. Tchvialeva, S. Kalia, H. Lui, and T. K. Lee, “Constructing a portable optical polarimetry probe for in-vivo skin cancer detection,” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 26, no. 3, p. 035001, 2021.
- [38] J. Song, N. Zeng, W. Guo, J. Guo, and H. Ma, “Stokes polarization imaging applied for monitoring dynamic tissue optical clearing,” *Biomedical Optics Express*, vol. 12, no. 8, pp. 4821–4836, 2021.
- [39] S. Guo, W. Li, Z. Lai, X. Meng, S. Han, and Y. Zhai, “Design and modeling of multi-spectral polarimetry streak tube imaging LiDAR,” *Infrared Physics & Technology*, vol. 118, p. 103872, 2021.
- [40] J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, and J. A. Shaw, “Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications,” *Applied optics*, vol. 45, no. 22, pp. 5453–5469, 2006.
- [41] I. Léonard, A. Alfalou, and C. Brosseau, “Sensitive test for sea mine identification based on polarization-aided image processing,” *Optics express*, vol. 21, no. 24, pp. 29283–29297, 2013.
- [42] O. Dubovik *et al.*, “Polarimetric remote sensing of atmospheric aerosols: Instruments, methodologies, results, and perspectives,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 224, pp. 474–511, 2019.
- [43] J. C. del Toro Iniesta and M. Collados, “Optimum modulation and demodulation matrices for solar polarimetry,” *Applied Optics*, vol. 39, no. 10, pp. 1637–1642, 2000.
- [44] J. S. Tyo, “Design of optimal polarimeters: maximization of signal-to-noise ratio and minimization of systematic error,” *Applied optics*, vol. 41, no. 4, pp. 619–630, 2002.
- [45] S.-Y. Lu and R. A. Chipman, “Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition,” *JOSA A*, vol. 13, no. 5, pp. 1106–1113, 1996.
- [46] S. R. Cloude, “Conditions for the physical realisability of matrix operators in polarimetry,” 1990, vol. 1166, pp. 177–187.
- [47] R. Ossikovski, “Differential and product Mueller matrix decompositions: a formal comparison,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 2, pp. 220–222, 2012.
- [48] N. Ortega-Quijano and J. L. Arce-Diego, “Mueller matrix differential decomposition,” *Optics letters*, vol. 36, no. 10, pp. 1942–1944, 2011.
- [49] J. Vizet *et al.*, “In vivo imaging of uterine cervix with a Mueller polarimetric colposcope,” *Scientific reports*, vol. 7, no. 1, pp. 1–12, 2017.
- [50] A. Pierangelo *et al.*, “Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging,” *Optics express*, vol. 19, no. 2, pp. 1582–1593, 2011.
- [51] A. Furchner, C. Walder, M. Zellmeier, J. Rappich, and K. Hinrichs, “Broadband infrared Mueller-matrix ellipsometry for studies of structured surfaces and thin films,” *Applied optics*, vol. 57, no. 27, pp. 7895–7904, 2018.
- [52] L. Lei *et al.*, “A Characterization Method of Thin Film Parameters Based on Adaptive Differential Evolution Algorithm,” *IEEE Access*, vol. 9, pp. 90231–90243, 2021.
- [53] M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune, and J. Cariou, “Snapshot Mueller matrix polarimeter by wavelength polarization coding,” *Optics express*, vol. 15, no. 21, pp. 13660–13668, 2007.

## Bibliographie

- [54] A. Le Gratiot, S. Rivet, M. Dubreuil, and Y. Le Grand, “100 kHz Mueller polarimeter in reflection configuration,” *Optics Letters*, vol. 40, no. 4, pp. 645–648, 2015.
- [55] F. Boulvert, B. Boulbry, G. Le Brun, B. Le Jeune, S. Rivet, and J. Cariou, “Analysis of the depolarizing properties of irradiated pig skin,” *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 7, no. 1, p. 21, 2004.
- [56] S. Guyot, M. Anastasiadou, E. Deléchelle, and A. De Martino, “Registration scheme suitable to Mueller matrix imaging for biomedical applications,” *Optics express*, vol. 15, no. 12, pp. 7393–7400, 2007.
- [57] M. Alouini and J. Fade, “Système et procédé d’analyse par détermination d’un caractère dépolarisant ou dichroïque d’un objet,” 2011.
- [58] N. Ortega-Quijano, J. Fade, M. Roche, F. Parnet, and M. Alouini, “Orthogonality-breaking sensing model based on the instantaneous Stokes vector and the Mueller calculus,” *JOSA A*, vol. 33, no. 4, pp. 434–446, 2016.
- [59] E. Schaub, J. Fade, N. Ortega-Quijano, C. Hamel, and M. Alouini, “Polarimetric contrast microscopy by orthogonality breaking,” *Journal of Optics*, vol. 16, no. 12, p. 122001, 2014.
- [60] N. Ortega-Quijano, J. Fade, E. Schaub, F. Parnet, and M. Alouini, “Full characterization of dichroic samples from a single measurement by circular polarization orthogonality breaking,” *Optics letters*, vol. 40, no. 7, pp. 1270–1273, 2015.
- [61] F. Parnet, J. Fade, and M. Alouini, “Orthogonality breaking through few-mode optical fiber,” *Applied optics*, vol. 55, no. 10, pp. 2508–2520, 2016.
- [62] A. Martin *et al.*, “Active polarimetric imager for detection of static and moving manufactured objects in natural environment,” 2021, vol. 11866, pp. 134–141.
- [63] F. Parnet, “Imagerie polarimétrique active par brisure d’orthogonalité,” 2018.
- [64] A. Wolke, “What’s Your IQ—About Quadrature Signals..,” *Tektronix (Jun. 22, 2015)* [www.tek.com/blog](http://www.tek.com/blog).
- [65] <https://www.markimicrowave.com/blog/the-why-and-when-of-iq-mixers-for-beginners/>, “The why and when of IQ mixers for beginner.”
- [66] F. Bondu *et al.*, “The VIRGO injection system,” *Classical and Quantum Gravity*, vol. 19, no. 7, p. 1829, 2002.
- [67] B. Delaunay, “Sur la sphere vide,” *Izv. Akad. Nauk SSSR, Otdelenie Matematicheskii i Estestvennyka Nauk*, vol. 7, no. 793–800, pp. 1–2, 1934.
- [68] [http://fr.wikipedia.org/wiki/Triangulation\\_de\\_Delaunay](http://fr.wikipedia.org/wiki/Triangulation_de_Delaunay)., *Triangulation de Delaunay*.
- [69] <https://octave.sourceforge.io/octave/function/delaunay.html>, *Fonction de triangulation de Delaunay implémenté sous GNU Octave*.
- [70] <https://octave.sourceforge.io/octave/function/tsearch.html>, *Fonction tsearch implémenté sous GNU Octave*.
- [71] P. Bossier, “ENSG/DPTS”.
- [72] M. Arnaud and X. Emery, *Estimation et interpolation spatiale : méthodes déterministes et méthodes géostatistiques*. Paris, France: Hermès, 2000.

## Bibliographie

- [73] F. Parnet, J. Staes, J. Fade, N. Ortega-Quijano, and M. Alouini, “Orthogonality-breaking polarimetric sensing modalities for selective polarization imaging,” *Optics letters*, vol. 45, no. 6, pp. 1423–1426, 2020.
- [74] R. Desapogu *et al.*, “Label-free microscopy of mitotic chromosomes using the polarization orthogonality breaking technique,” *Biomed. Opt. Express*, vol. 12, no. 8, pp. 5290–5304, Aug. 2021, doi: 10.1364/BOE.426630.
- [75] H. J. Rabal and R. A. Braga Jr, *Dynamic laser speckle and applications*. CRC press, 2018.
- [76] J. S. Lim and H. Nawab, “Techniques for speckle noise removal,” 1980, vol. 243, pp. 35–45.
- [77] B. Daino, G. De Marchis, and S. Piazzolla, “Speckle and modal noise in optical fibres theory and experiment,” *Optica Acta: International Journal of Optics*, vol. 27, no. 8, pp. 1151–1159, 1980.
- [78] S. Xiang, L. Zhou, and J. M. Schmitt, “Speckle noise reduction for optical coherence tomography,” 1998, vol. 3196, pp. 79–88.
- [79] J. M. Schmitt, S. Xiang, and K. M. Yung, “Speckle in optical coherence tomography,” *Journal of biomedical optics*, vol. 4, no. 1, pp. 95–105, 1999.
- [80] D. A. Boas and A. K. Dunn, “Laser speckle contrast imaging in biomedical optics,” *Journal of biomedical optics*, vol. 15, no. 1, p. 011109, 2010.
- [81] P. G. Vaz, A. Humeau-Heurtier, E. Figueiras, C. Correia, and J. Cardoso, “Laser speckle imaging to monitor microvascular blood flow: a review,” *IEEE reviews in biomedical engineering*, vol. 9, pp. 106–120, 2016.
- [82] P. Elies, B. Le Jeune, F. Le Roy-Brehonnet, J. Cariou, and J. Lotrian, “Experimental investigation of the speckle polarization for a polished aluminium sample,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 30, no. 1, p. 29, 1997.
- [83] J. Shamir, “Speckle polarization investigated by novel ellipsometry,” *Optical Engineering*, vol. 25, no. 5, p. 255618, 1986.
- [84] Í. Í. Tarhan and G. H. Watson, “Polarization microstatistics of laser speckle,” *Physical Review A*, vol. 45, no. 8, p. 6013, 1992.
- [85] J. Dupont, X. Orlik, A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, “Polarization analysis of speckle field below its transverse correlation width: application to surface and bulk scattering,” *Optics express*, vol. 22, no. 20, pp. 24133–24141, 2014.
- [86] A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, “Accurate metrology of polarization curves measured at the speckle size of visible light scattering,” *Optics express*, vol. 22, no. 12, pp. 14594–14609, 2014.
- [87] J. W. Goodman, *Speckle phenomena in optics: theory and applications*. Roberts and Company Publishers, 2007.
- [88] P. Réfrégier, J. Fade, and M. Roche, “Estimation precision of the degree of polarization from a single speckle intensity image,” *Optics letters*, vol. 32, no. 7, pp. 739–741, 2007.
- [89] J. Fade, M. Roche, and M. Alouini, “Computational polarization imaging from a single speckle image,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 3, pp. 386–388, 2012.
- [90] J. Broky and A. Dogariu, “Complex degree of mutual polarization in randomly scattered fields,” *Optics Express*, vol. 18, no. 19, pp. 20105–20113, 2010.

## Bibliographie

- [91] M. Zerrad, H. Tortel, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra, "Spatial depolarization of light from the bulks: electromagnetic prediction," *Optics Express*, vol. 23, no. 7, pp. 8246–8260, 2015.
- [92] J. Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra, "Enpolarization of light by scattering media," *Optics Express*, vol. 19, no. 22, pp. 21313–21320, 2011.
- [93] G. Soriano, M. Zerrad, and C. Amra, "Enpolarization and depolarization of light scattered from chromatic complex media," *Optics express*, vol. 22, no. 10, pp. 12603–12613, 2014.
- [94] [www.photonfocus.com](http://www.photonfocus.com), *User Manual*.
- [95] GNU Octave, "fminsearch()." [Online]. Available: <https://octave.sourceforge.io/octave/function/fminsearch.html>
- [96] J. A. Nelder and R. Mead, "A Simplex Method for Function Minimization," *The Computer Journal*, vol. 7, no. 4, pp. 308–313, Jan. 1965, doi: 10.1093/comjnl/7.4.308.
- [97] M. James, "The generalised inverse," *The Mathematical Gazette*, vol. 62, no. 420, pp. 109–114, 1978, doi: 10.1017/S0025557200086460.
- [98] J. R. Rice, "A theory of condition," *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 3, no. 2, pp. 287–310, 1966.
- [99] Wikipedia, "Solides de Platon." [Online]. Available: [https://en.wikipedia.org/wiki/Platonic\\_solid](https://en.wikipedia.org/wiki/Platonic_solid)
- [100] M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, "Multiscale spatial depolarization of light: electromagnetism and statistical optics," 2011, vol. 8171, p. 81710C.
- [101] C. J. Bruegge, A. E. Stiegman, R. A. Rainen, and A. W. Springsteen, "Use of Spectralon as a diffuse reflectance standard for in-flight calibration of earth-orbiting sensors," *Optical Engineering*, vol. 32, no. 4, pp. 805–814, 1993.
- [102] R. D. Jackson, T. R. Clarke, and M. S. Moran, "Bidirectional calibration results for 11 Spectralon and 16 BaSO<sub>4</sub> reference reflectance panels," *Remote Sensing of Environment*, vol. 40, no. 3, pp. 231–239, 1992.
- [103] J. Dupont, X. Orlik, R. Ceolato, and T. Dartigalongue, "Spectralon spatial depolarization: towards an intrinsic characterization using a novel phase shift distribution analysis," *Optics Express*, vol. 25, no. 9, pp. 9544–9555, 2017.
- [104] D. Haner and B. McGuckin, "Measurement of the depolarization of reflected light from spectralon," 1997.
- [105] Ø. Svensen, M. Kildemo, J. Maria, J. J. Stamnes, and Ø. Frette, "Mueller matrix measurements and modeling pertaining to Spectralon white reflectance standards," *Optics express*, vol. 20, no. 14, pp. 15045–15053, 2012.
- [106] J. M. Sanz, C. Extremiana, and J. Saiz, "Comprehensive polarimetric analysis of Spectralon white reflectance standard in a wide visible range," *Applied optics*, vol. 52, no. 24, pp. 6051–6062, 2013.
- [107] M. J. Choi, S. R. Guntur, K. I. Lee, D. G. Paeng, and A. Coleman, "A tissue mimicking polyacrylamide hydrogel phantom for visualizing thermal lesions generated by high intensity focused ultrasound," *Ultrasound in medicine & biology*, vol. 39, no. 3, pp. 439–448, 2013.
- [108] C. Kim, A. Garcia-Urbe, S.-R. Kothapalli, and L. V. Wang, "Optical phantoms for ultrasound-modulated optical tomography," 2008, vol. 6870, p. 68700M.

## Bibliographie

- [109] L. Tchvialeva, T. K. Lee, I. Markhvida, H. Zeng, A. Doronin, and I. Meglinski, “Enhanced diagnostic of skin conditions by polarized laser speckles: phantom studies and computer modeling,” 2014, vol. 8926, pp. 128–137.
- [110] D. C. Louie *et al.*, “Degree of optical polarization as a tool for detecting melanoma: proof of principle,” *Journal of biomedical optics*, vol. 23, no. 12, p. 125004, 2018.
- [111] T. Lee *et al.*, “Polarization Speckles and Skin Applications,” in *Imaging in Dermatology*, Elsevier, 2016, pp. 77–87.
- [112] M. S. Soskin, V. G. Denisenko, and R. I. Egorov, “Singular Stokes-polarimetry as new technique for metrology and inspection of polarized speckle fields,” 2004, vol. 5458, pp. 79–85.
- [113] F. Flossmann, O. Kevin, M. R. Dennis, and M. J. Padgett, “Polarization singularities in 2D and 3D speckle fields,” *Physical review letters*, vol. 100, no. 20, p. 203902, 2008.
- [114] B. Kumar, P. Lochab, E. Baidya Kayal, D. P. Ghai, P. Senthilkumaran, and K. Khare, “Speckle in polarization structured light,” *Journal of Modern Optics*, vol. 69, no. 1, pp. 47–54, 2022.
- [115] D. Ye, X. Peng, Q. Zhao, and Y. Chen, “Numerical generation of a polarization singularity array with modulated amplitude and phase,” *JOSA A*, vol. 33, no. 9, pp. 1705–1709, 2016.
- [116] M. Vasnetsov, M. Soskin, and V. Pas’ko, “Topological configurations of cross-coupled polarization singularities in a space-variant vector field,” *Optics Communications*, vol. 363, pp. 181–187, 2016.
- [117] J. Tyo, E. Pugh, and N. Engheta, “Colorimetric representations for use with polarization-difference imaging of objects in scattering media,” *JOSA A*, vol. 15, no. 2, pp. 367–374, 1998.
- [118] K. M. Yemelyanov, M. Lo, E. Pugh, and N. Engheta, “Display of polarization information by coherently moving dots,” *Optics express*, vol. 11, no. 13, pp. 1577–1584, 2003.
- [119] K. M. Yemelyanov, S.-S. Lin, W. Q. Luis, E. N. Pugh Jr, and N. Engheta, “Bio-inspired display of polarization information using selected visual cues,” 2003, vol. 5158, pp. 71–84.
- [120] C. S. Peirce, “A quincuncial projection of the sphere,” *American Journal of Mathematics*, vol. 2, no. 4, pp. 394–396, 1879.
- [121] C. Abou Nader, R. Nassif, F. Pellen, B. Le Jeune, G. Le Brun, and M. Abboud, “Influence of size, proportion, and absorption coefficient of spherical scatterers on the degree of light polarization and the grain size of speckle pattern,” *Applied optics*, vol. 54, no. 35, pp. 10369–10375, 2015.
- [122] J. Dupont and X. Orlik, “Simulation of polarized optical speckle fields: effects of the observation scale on polarimetry,” *Optics Express*, vol. 24, no. 10, pp. 11151–11163, 2016.
- [123] R. Barakat, “Polarization entropy transfer and relative polarization entropy,” *Optics communications*, vol. 123, no. 4–6, pp. 443–448, 1996.
- [124] P. Réfrégier, M. Zerrad, and C. Amra, “Coherence and polarization properties in speckle of totally depolarized light scattered by totally depolarizing media,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 11, pp. 2055–2057, 2012.

## Bibliographie

- [125] N. Ortega-Quijano, J. Fade, F. Parnet, and M. Alouini, “Generation of a coherent light beam with precise and fast dynamic control of the state and degree of polarization,” *Optics Letters*, vol. 42, no. 15, pp. 2898–2901, 2017.
- [126] F. Mufti and R. Mahony, “Statistical analysis of signal measurement in time-of-flight cameras,” *ISPRS journal of photogrammetry and remote sensing*, vol. 66, no. 5, pp. 720–731, 2011.
- [127] M. Roche, J. Fade, and P. Réfrégier, “Parametric estimation of the square degree of polarization from two intensity images degraded by fully developed speckle noise,” *JOSA A*, vol. 24, no. 9, pp. 2719–2727, 2007.
- [128] A. E. Siegman, *Lasers*. University science books, 1986.
- [129] J. Tervo, T. Setälä, A. Roueff, P. Réfrégier, and A. T. Friberg, “Two-point Stokes parameters: interpretation and properties,” *Optics Letters*, vol. 34, no. 20, pp. 3074–3076, 2009.
- [130] E. B. Saff and A. B. Kuijlaars, “Distributing many points on a sphere,” *The mathematical intelligencer*, vol. 19, no. 1, pp. 5–11, 1997.
- [131] C. Carlson, “How I made wine glasses from sunflowers,” *Wolfram blog*, 2011.

# Publications et communications

## Articles publiés dans une revue internationale avec comité de lecture

- François Parnet, Jonathan Staes, Julien Fade, Noé Ortega-Quijano, Mehdi Alouini, "Orthogonality-breaking polarimetric sensing modalities for selective polarization imaging," *Optics Letters*. 45, 1423-1426 (2020); <10.1364/OL.387651>

## Communications orales avec actes en conférence internationale avec comité de lecture

- Jonathan Staes, François Parnet, Julien Fade, Noé Ortega-Quijano, Mehdi Alouini, "Near-infrared active and selective polarization imaging by orthogonality-breaking: calibration of the acquisition chain", Proc. SPIE 11351, *Unconventional Optical Imaging II*, 113511E (20 April 2020); <10.1117/12.2555880>

## Communications orales en conférence nationale avec comité de lecture

- Jonathan Staes, François Parnet, Julien Fade, Noé Ortega-Quijano, Mehdi Alouini, "Imagerie polarimétrie active et sélective par brisure d'orthogonalité dans le proche infrarouge". *Journée Imagerie Optique Non Conventionnelle*, Mars 2020, Paris

## Communications poster

- Jonathan Staes, Steve Bouhier, Julien Fade, "Optimisation des stratégies d'acquisition en imagerie polarimétrique résolue à l'échelle du grain de speckle". *Journées Imagerie Optique Non Conventionnelle*, Mars 2021, Paris
- Jonathan Staes, Steve Bouhier, Julien Fade, "Stratégies d'acquisition optimisées en imagerie polarimétrique de Stokes résolue à l'échelle du grain de speckle". *Horizons de l'Optique*, Juillet 2021, Dijon
- Jonathan Staes, François Parnet, Noé Ortega-Quijano, Julien Fade, Mehdi Alouini, "Imagerie polarimétrique active et sélective dans le proche infrarouge par brisure d'orthogonalité". *Horizons de l'Optique*, Juillet 2021, Dijon



## Imagerie polarimétrique et physique de dépolarisation lumineuse : polarimétrie de champs de speckle ultra-résolus et approches optique-hyperfréquences

**Mots clés :** Imagerie polarimétrique, optique hyperfréquence, polarimétrie par brisure d'orthogonalité, polarimétrie de champs de speckle hautement résolu, physique de la dépolarisation/repolarisation

**Résumé :** La polarisation est une des propriétés physiques de la lumière, modifiée lors d'une interaction entre celle-ci et la matière, mais indétectable à l'œil nu et aux capteurs d'image standards. Des imageurs polarimétriques ont été conçus de longue date pour permettre d'analyser cette information et mettre en évidence des contrastes invisibles aux imageurs standard.

L'Institut Foton développe depuis plusieurs années une technique d'imagerie polarimétrique, inspirée d'approches optique-hyperfréquence, dite par « brisure d'orthogonalité ». La première partie de ce travail de thèse détaille un protocole de calibration rigoureux de la chaîne d'acquisition/démodulation cohérente, et valide une imagerie sélective de propriétés polarimétriques des échantillons imagés dite brisure d'orthogonalité « induite ».

Par ailleurs, en imagerie cohérente, un des phénomènes physiques macroscopiques bien connu est celui de la dépolarisation spatiale (volumique et/ou surfacique) qui demeure un sujet d'investigation à l'échelle « locale », c'est-à-dire à l'échelle des grains de speckle (tavelures) formés lors de la diffusion lumineuse cohérente par un objet complexe et désordonné.

Ainsi, pour mieux comprendre ce mécanisme, nous présentons les améliorations (instrumentales, méthodologiques et en termes de traitement de données) que nous avons apportées à un banc d'imagerie polarimétrique de Stokes de champ de speckle hautement résolu existant au sein de l'Institut FOTON. Nous démontrons que l'optimisation du protocole d'acquisition portant sur le choix des états d'analyse et de la méthode d'estimation permet une détermination précise et rapide de l'information polarimétrique, plus robuste notamment aux imperfections expérimentales (erreurs systématiques).

Des expériences similaires ont démontré l'existence d'un phénomène dit de « repolarisation », où la lumière résultante d'une source cohérente dépolarisée avec un milieu dépolarisant/diffusant se retrouve localement partiellement polarisée. En combinant le banc d'imagerie et l'approche d'imagerie optique-hyperfréquences par brisure d'orthogonalité, nous sommes parvenus à mesurer des contrastes polarimétriques dit de brisure d'orthogonalité, inédits à l'échelle du champ de speckle. Ces nouveaux contrastes couplés à l'imagerie de Stokes classiques nous permettent d'apporter une interprétation expérimentale nouvelle et éclairante du phénomène de « repolarisation ».

## Polarimetric imaging and light depolarization physics: ultra-resolved speckle field polarimetry and opto-microwaves approaches.

**Keywords :** Polarimetric imaging, microwave optics, orthogonality breaking polarimetry, highly resolved speckle field polarimetry, depolarization/empolarization physics

**Abstract :** Polarization is one of the physical properties of light, which is modified when light interacts with matter, but is undetectable to the naked eye and to standard image sensors. Polarimetric imagers have been designed for a long time to analyze this information and to highlight contrasts invisible to standard imagers.

The Foton Institute has been developing for several years a polarimetric imaging technique, inspired by optical-hyperfrequency approaches, called "orthogonality breaking". The first part of this thesis details a rigorous calibration protocol of the coherent acquisition/demodulation chain, and validates a selective imaging of polarimetric properties of the imaged samples, called "induced" orthogonality breaking.

In addition, in coherent imaging, one of the well-known macroscopic physical phenomena is spatial depolarization (volumetric and/or surface), which remains a subject of investigation at the "local" scale, i.e. at the scale of speckle grains formed during coherent light scattering by a complex and disordered object.

Thus, to better understand this mechanism, we present the improvements (instrumental, methodological and in terms of data processing) that we have made to a highly resolved speckle field Stokes polarimetric imaging bench existing within the FOTON Institute. We demonstrate that the optimization of the acquisition protocol concerning the choice of the analysis states and the estimation method allows an accurate and fast determination of the polarimetric information, more robust in particular to experimental imperfections (systematic errors).

Similar experiments have demonstrated the existence of a so-called "empolarization" phenomenon, where the resulting light from a depolarized coherent source with a depolarizing/diffusing medium becomes locally partially polarized. By combining the imaging bench and the optical-hyperfrequency imaging approach by orthogonality breaking, we succeeded in measuring polarimetric contrasts called orthogonality breaking, new at the speckle field scale. These new contrasts coupled to classical Stokes imaging allow us to bring a new and enlightening experimental interpretation of the "empolarization" phenomenon.