



HAL
open science

Réalisation d'un système d'acquisition 3D pour des objets transparents

Mathias Ferraton

► **To cite this version:**

Mathias Ferraton. Réalisation d'un système d'acquisition 3D pour des objets transparents. Autre [cs.OH]. Université de Bourgogne, 2010. Français. NNT : 2010DIJOS026 . tel-00584035

HAL Id: tel-00584035

<https://theses.hal.science/tel-00584035>

Submitted on 7 Apr 2011

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.

Université de Bourgogne
Ecole Doctorale Environnement - Santé / STIC (E2S)

THÈSE

présentée par

Mathias Ferraton

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université

discipline Instrumentation et Informatique de l'Image

Réalisation d'un Système d'Acquisition 3D pour des Objets Transparents

Soutenue le 27 octobre 2010

Jury

Ernest HIRSCH

Abdelaziz BENSRAHAI

Jean LE BIHAN

Fabrice MERIAUDEAU

Christophe STOLZ

Professeur à l'Université de Strasbourg

Professeur à l'INSA de Rouen

Professeur à l'ENIB de Brest

Professeur à l'Université de Bourgogne

MCF à l'Université de Bourgogne

Président

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de thèse

Co-directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier les Professeurs Jean-Marie BILBAULT et David FOFI, respectivement directeur du laboratoire et responsable de l'équipe creusotine, de m'avoir accueilli au Laboratoire LE2I.

Je souhaite vivement remercier Monsieur Jean LE BIHAN, Professeur à l'ENIB de Brest et Monsieur Abdelaziz BENSRAHAI, Professeur à l'INSA de Rouen, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteurs de ce mémoire. Je tiens également à remercier Monsieur Ernest HIRSCH pour accepter la présidence de ce jury de thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à mon directeur de thèse, Fabrice MERIAUDEAU pour ces précieux conseils et ses remarques pertinentes, ainsi qu'à mon co-directeur de thèse, Christophe STOLZ, pour son encadrement et son soutien tout au long de ma thèse.

Durant ces années, je fus Moniteur, puis demi-ATER à l'IUT du Creusot dont je remercie le directeur et tous les enseignants m'ayant permis de préparer mes enseignements dans des conditions optimales.

Mes remerciements s'adressent également à tous les enseignants-chercheurs, doctorants et stagiaires du Creusot, sans oublier Nathalie, avec qui j'ai eu l'immense plaisir de travailler durant cette thèse. Que Thierry, Ben, Thomas, Youssef, Nicolas, et Pierre-Emmanuel trouvent ici l'expression de toute ma reconnaissance pour leur aide, les moments partagés, notamment ceux du repas, et pour le reste.

Je n'oublierais pas non plus ma famille, mes amies et amis, pour m'avoir supporté et encouragé par leur soutien et leur sympathie durant ces années de thèse.

Résumé

Cette thèse est consacrée à la conception et au développement d'un système de reconstruction tridimensionnelle d'objets transparents par imagerie polarimétrique. Nous présentons tout d'abord une extension de la technique de "Shape from Polarization" aux surfaces transparentes. Après réflexion sur la surface, la lumière incidente non polarisée devient partiellement linéairement polarisée, en fonction de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction du matériau. Ainsi, les normales à la surface sont calculées à partir des paramètres de polarisation de la lumière réfléchie. L'ambiguïté concernant l'orientation des normales est ici levée grâce à l'utilisation d'un éclairage multispectral dont la difficulté de calibration est expliquée dans ce manuscrit. Pour finir, nous détaillons précisément le prototype développé, et présentons des résultats de reconstruction 3D sur des objets parfaitement calibrés.

Mots-clefs : imagerie polarimétrique, acquisition tridimensionnelle, surfaces transparentes, éclairage actif.

Abstract

This thesis deals with a new automated tridimensional inspection system for transparent surfaces, based on polarization analysis. We first present an extension of the 'Shape from Polarization' method for transparent surfaces. After being reflected, an unpolarized light wave becomes partially linearly polarized, depending on the surface normal and on the refractive index of the media it impinges on. Hence, by measuring the polarization parameters of the reflected light, the surface normals are computed. The ambiguity concerning the normal orientation is solved here with a multispectral lighting system. Finally, the description of the whole acquisition prototype is given as well as some experimental results on calibrated objects are presented.

Keywords: shape from polarization, tridimensional acquisition, transparent surfaces, active lighting.

Table des matières

Remerciements.....	3
Résumé	5
Abstract.....	5
Table des matières	7
Introduction.....	11
1.1 Motivations	11
1.2 Contributions.....	12
1.3 Organisation du document	12
Chapitre 2 Etat de l'art sur les systèmes d'acquisitions 3D.....	13
2.1 Contact palpeur	15
2.2 Méthodes sans contacts / Nouvelles exigences.....	16
2.3 Triangulation passive.....	17
2.3.1 Vision stéréoscopique ou stéréovision	17
2.3.2 Photogrammétrie	18
2.4 Triangulation active.....	19
2.4.1 Lumière structurée : point.....	20
2.4.2 Lumière structurée : ligne.....	21
2.4.3 Lumière structurée : motif binaire ou couleur	23
2.5 Temps de vol (Time Of Flight : TOF).....	25
2.5.1 Détection de pulse	25
2.5.2 Modulation en amplitude.....	26
2.5.3 Temps-de-vol TC/SPC (“Time-Correlated Single Photon Counting”).....	28
2.6 Techniques d'extraction d'informations de forme, “Shape from X”	28
2.6.1 Reconstruction à partir des contours, “Shape from Silhouettes”	29
2.6.2 Reconstruction à partir de la mesure du flou, “Shape from Focus”	30
2.6.3 « Shape from polarization ».....	30
2.6.4 « Shape from Heating »	31
2.6.5 « Shape from fluorescence ».....	33
2.7 Conclusion	34
Chapitre 3 Modèles de polarisation de la lumière.....	35
3.1 Ondes planes	35
3.1.1 Polarisation elliptique.....	36
3.2 Formalisme de Jones et de Mueller	38
3.2.1 Formalisme de Jones	38
3.2.2 Formalisme de Stokes.....	39
3.2.3 Matrice de Mueller	41
3.3 Composants à cristaux liquides.....	43
3.3.1 Composants à cristaux liquides ferroélectriques.....	44
3.3.2 Composants à cristaux nématiques	45
3.4 Réflexion d'une onde sur une surface.....	48
3.5 Représentation des paramètres de polarisation	50
3.5.1 Sphère de Poincaré	51
3.5.2 Représentation couleur	51
3.6 Conclusion	53
Chapitre 4 Imagerie de polarisation	55
4.1 Polarimètres imageants.....	55

4.1.1	Polarimètre de Mueller	56
4.1.2	Montage de Stokes statique	56
4.1.3	Montage Stokes dynamique.....	57
4.1.4	Polarimètres de Stokes partiels	58
4.1.5	Mesure de contraste de polarisation	63
4.1.6	Dispositifs à division de front d'onde	64
4.2	Applications de l'imagerie de polarisation.....	64
4.2.1	Polarimétrie passive	65
4.2.2	Polarimétrie active.....	68
4.2.3	Application à l'imagerie médicale	72
4.3	Conclusion	73
Chapitre 5	Exploitation de l'imagerie de polarisation pour l'information 3D.....	75
5.1	Shape from Polarization	75
5.1.1	À partir de plusieurs points de vue.....	75
5.1.2	À partir d'un seul point de vue	76
5.1.3	Éclairage polarisé circulairement.....	77
5.1.4	Relations entre les paramètres de polarisation et les normales	79
5.2	Application de la technique de « Shape from polarization ».....	81
5.2.1	Application aux surfaces métalliques.....	82
5.2.2	Objets transparents	83
5.3	Traitement du champ de normales	87
5.4	Conclusion	88
Chapitre 6	Dispositif mis en œuvre et applications.....	89
6.1	Le système expérimental	89
6.2	Calibration du système optique.....	91
6.2.1	Nécessité de calibration	92
6.2.2	Réalisation de la calibration.....	94
6.3	Reconstruction 3D (Résultats expérimentaux)	99
6.3.1	Lever de l'ambiguïté sur l'angle azimutal.....	99
6.3.2	Lever de l'ambiguïté sur l'angle zénithal (Expérimentation préliminaire)	100
6.3.3	Reconstruction de la surface d'une sphère.....	102
6.3.4	Reconstruction incomplète	105
6.4	Conclusion	107
Conclusion Générale	109
Perspectives.....	110
Bibliographie.....	113
Annexe.....	123
Interface de pilotage du dispositif expérimental	123
Interface de calibration du retardateur à cristaux liquides LCVR.....	125

Introduction

Afin de répondre à des problématiques de plus en plus complexes, les systèmes de vision industrielle s'orientent progressivement vers des dispositifs évolués visant à extraire des informations tridimensionnelles. Dans le domaine du contrôle qualité, bien qu'un bon nombre de défauts d'aspect puissent être directement révélés sur une image, de manière plus ou moins simple à l'aide de systèmes d'acquisition associant une ou plusieurs cameras et/ou d'éclairages spéciaux, l'analyse détaillée de défauts de forme requiert l'obtention d'informations tridimensionnelles concernant la surface de l'objet. Cet aspect reste encore difficile car il n'existe pas de méthodes universelles capables de numériser tout type de surface. Aussi, en fonction de la nature de la surface à contrôler (Lambertienne, spéculaire...), la technique et la technologie employée seront différentes.

1.1 Motivations

Ce travail de thèse a été effectué dans l'équipe Vision 3D du Laboratoire Le2i (Laboratoire Electronique et Informatique de l'Image, UMR-CNRS 5158), à l'IUT du Creusot.

Le laboratoire, initialement spécialisé dans le contrôle qualité, et sans contact, par vision artificielle, s'est progressivement tourné vers la vision tridimensionnelle, en s'efforçant de développer des solutions innovantes depuis l'acquisition jusqu'au traitement de l'information.

Afin de combler l'absence de techniques pouvant réaliser une acquisition tridimensionnelle convenable d'objets pour lesquels la surface est non Lambertienne (objet spéculaire, objet transparent) , le laboratoire s'est orienté vers l'étude et de le développement de systèmes d'imagerie non-conventionnelle pouvant répondre à la problématique de la numérisation 3D de ce type de surface et plus particulièrement sur les surfaces transparentes pour lesquelles le laboratoire mène des approches multiples depuis quelques années. Nombreuses sont les industries nécessitant un contrôle qualité pointu sur des fabrications d'objets transparents. Cela concerne la fabrication de composants optiques de haute qualité pour lesquels des méthodes optiques sont au point pour un contrôle très précis mais aussi la fabrication d'objets de grande diffusion tels que des bouteilles en verres (parfum, flacon de cosmétiques, matériels de laboratoire, ...), pare-brise de voitures, lentilles pour lunette... Certaines sociétés se sont même spécialisées dans le domaine du transparent, comme SGCC&MSC du groupe TIAMA [Tiama]. Par le passé, le laboratoire a conçu plusieurs prototypes de contrôle par vision Artificielle (thèse de Ralph Seulin [Seulin et al., 2006], Olivier Morel [Morel, 2005]) dédiés à un contrôle de surfaces métalliques brillantes. Récemment, les travaux de thèse d'Olivier Morel ont permis avec succès l'acquisition tridimensionnelle de surfaces métalliques spéculaires de forme continue. La technique développée (shape from polarization) a été adoptée dans cette thèse dans une version multispectrale pour permettre la numérisation 3D d'objets transparents.

Parallèlement, depuis trois ans, plusieurs thèses, dont le but est de prospecter vers d'autres méthodes d'imagerie non-conventionnelles pouvant permettre l'extraction d'information tridimensionnelle de surfaces transparentes, ont débuté. C'est notamment le cas de la thèse de Madame Rindra Rantson [Rantson et al., 2010] qui utilise la fluorescence induite par l'interaction surface/rayonnement ultra-violet dans le cadre d'une approche stéréoscopique et de la thèse de Gonen Eren [Eren et al., 2010] qui utilise une approche de vision active dans l'Infra Rouge thermique (shape from heating).

Cette thèse se situe ainsi dans la continuité des travaux en imagerie polarimétrique toujours dans la perspective d'une mesure sans contact d'une surface complexe, l'objet de cette étude concernera les objets transparents. Rappelons ici la notion de transparence en physique : un matériau est classiquement qualifié de transparent lorsqu'il se laisse traverser par la lumière. Cela dépend toutefois de la longueur d'onde : un verre est transparent dans le visible mais bloque les ultra-violets. Aucun matériau n'est totalement transparent : il absorbe plus ou moins en fonction de la longueur d'onde : notion d'absorbance. Dans ces travaux nous exploitons la partie du rayonnement réfléchi par le matériau.

1.2 Contributions

La méthode de "Shape from Polarization" s'appuie sur les réflexions spéculaires pour déterminer la forme des objets : l'étude du changement d'état de polarisation d'une onde lumineuse, lors de la réflexion, fournit des informations sur l'orientation de la normale à la surface. Cette méthode se déroule suivant trois étapes : l'acquisition des paramètres de polarisation, suivie du calcul du champ de normales et finalement la reconstruction de la surface par intégration.

Cette technique est utilisée sur des matériaux ayant une surface polarisante et peut donc en théorie s'appliquer à des matériaux métalliques ou transparents.

Nous montrons dans ce travail que la méthode est applicable aux surfaces transparentes.

Le calcul du champ de normales à partir des paramètres de polarisation soulève une ambiguïté concernant l'orientation des normales. Nous décrivons ici une méthode innovante, reposant sur la mesure du degré de polarisation obtenue à différentes longueurs d'ondes et permettant ainsi de lever cette ambiguïté. La surface tridimensionnelle des objets est ensuite reconstruite par intégration du champ de normales.

Enfin, pour valider notre étude, nous avons entièrement conçu un prototype visant à reconstruire la forme tridimensionnelle d'objets transparents.

1.3 Organisation du document

Le chapitre 2 présente un état de l'art des techniques de mesures 3D orientées vers les objets transparents.

Le chapitre 3 est consacré à un rappel sur la polarisation de la lumière décrite au travers du modèle de Stokes et présente les différents instruments permettant leur mesure.

Le chapitre 4 enchaine sur l'imagerie de polarisation qui permet d'offrir une gamme d'instruments souvent plus simples adaptée à différents domaines d'application.

Le chapitre 5 présente l'adaptation pour la mesure 3D et les stratégies de levées d'ambiguïté des mesures d'angles invoquées dans la technique.

Enfin le chapitre 6 décrit le dispositif de mesure mis en œuvre, la technique de calibration effectuée et les résultats obtenus sur différents objets.

Chapitre 2 Etat de l'art sur les systèmes d'acquisitions 3D

Au cours de ces 30 dernières années, le développement de systèmes d'acquisition de données 3D a fortement progressé. Ces systèmes de mesure sont apparus dans les laboratoires dans les années 80 et s'implantent de nos jours de plus en plus rapidement et de plus en plus massivement dans de nombreux secteurs allant de l'industrie lourde (métallurgie) à la conservation du patrimoine en passant par la biologie. En 1988, Besl [Besl, 1988] présente un état de l'art des méthodes d'acquisitions 3D actives et optiques et compare les différents systèmes existant à l'époque. En 2000, Beraldin [Beraldin et al., 2000] décrit les principes et les technologies des systèmes d'acquisition 3D actifs. Les Figure 2.1 et Figure 2.2 montrent un classement possible de ces différentes méthodes d'acquisition.

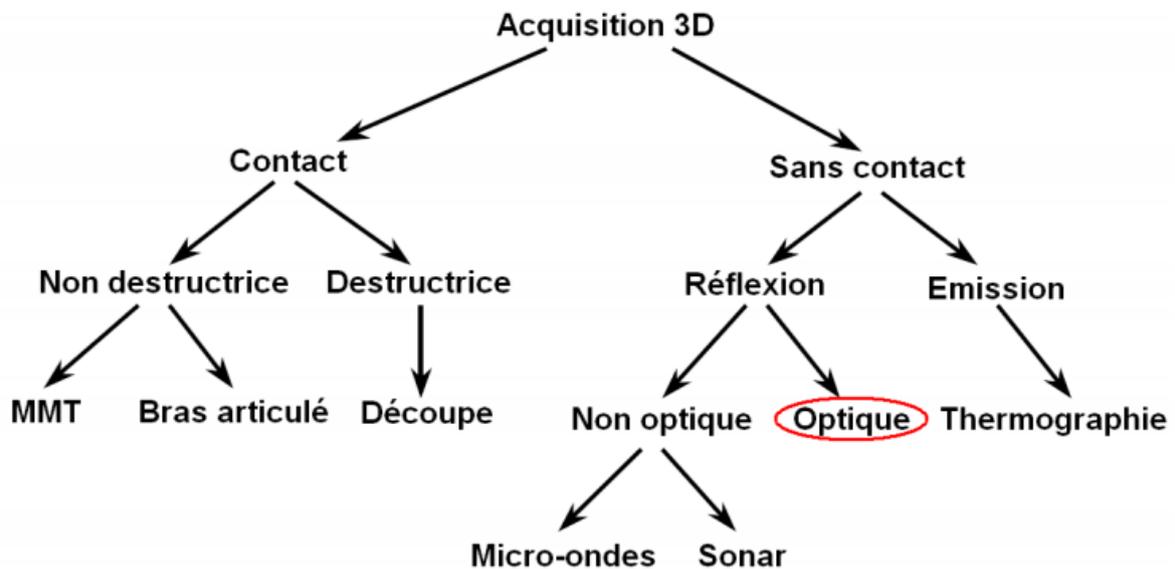


Figure 2.1 - Graphe non exhaustif des systèmes d'acquisition 3D (d'après [Curless, 2000])

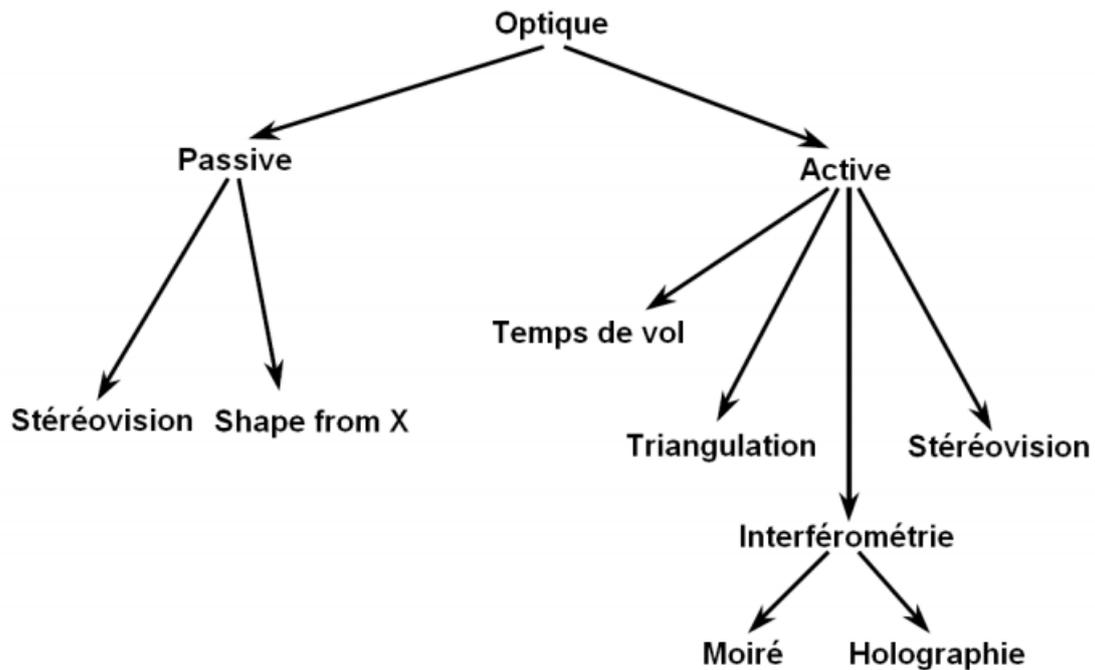


Figure 2.2 - Graphe non exhaustif des systèmes optiques (d'après [Curless, 2000])

Dans ce chapitre, nous présenterons les méthodes d'acquisition optiques, orientées sur les approches de la triangulation passive et active, le temps de vol et certaines méthodes de "Shape from X". Nous évoquerons également la mesure avec contact (palpage), très courante dans le milieu industriel et qui souvent sert à générer un modèle de référence (« ground truth ») pour comparer les résultats obtenus par diverses techniques. Nous exposerons également quelques scanners représentatifs des appareils de numérisation disponibles sur le marché, adoptant la technologie développée autour de la triangulation active. D'autres méthodes en émergence sont également décrites. Cette description n'est pas exhaustive, mais concerne les méthodes les plus couramment rencontrées actuellement.

Si l'on classe ensuite les différents types d'objets possibles, les dispositifs donneront des résultats plus ou moins bons selon les états de surface et/ou la transparence. La Figure 2.3 classe les surfaces [Ihrke et al., 2008] et le Tableau 2.1 indique les systèmes optiques les plus adaptés.

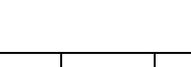
object type	surface / volume type	class	image formation
opaque	surface, rough	①	diffuse or near diffuse reflectance 
	surface, glossy	②	mixed diffuse and specular reflectance 
translucent	surface, smooth	③	ideal or near ideal specular reflectance 
	surface, sub-surface scattering	④	multiple scattering underneath surface 
transparent	surface, smooth	⑤	ideal or near ideal specular refraction 
	volume, emission / absorption	⑥	integration along viewing ray 
	volume, single scattering	⑦	integration along viewing ray 
	volume, multiple scattering	⑧	full global light transport without occluders 
inhomogeneous	mixed scenes, containing many / all of the above	⑨	full global light transport

Figure 2.3 - Classement des objets selon Ihrke [Ihrke et al., 2008]

Type d'objet	Classe	Palpeur	Stéréovision passive	Photogrammétrie	Triangulation active	Temps de vol	Shape from Silhouette	Shape from Focus	Shape from Polarization	Shape from Heating	Shape from Fluorescence	Interférométrie
Opaque	①	✓	-	-	✓	✓	✓	✓	✗	✓	-	✓
	②	✓	-	-	-	-	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	③	✓	-	-	-	-	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Translucide	④	✓	✗	✗	-	-	-	✓	-	✓	-	✓
Transparent	⑤	✓	✗	✗	✗	✗	✗	✗	✓	✓	✓	-
	⑥	✓	✗	✗	✗	✗	✗	-	✓	✓	-	✓
	⑦	✓	✗	✗	✗	✗	✗	-	✓	✓	-	✓
	⑧	✓	✗	✗	✗	✗	✗	-	✗	✓	-	✓
Inhomogène	⑨	✓	✗	✗	✗	✗	✗	-	✗	-	-	-

✓ : système adapté ✗ : système non adapté

Tableau 2.1 - Systèmes d'acquisition 3D susceptibles de pouvoir œuvrer avec les classes de matériaux définies par Ihrke

2.1 Contact palpeur

Dans le monde de la métrologie, qui demande une grande précision dans les mesures effectuées, le système couramment utilisé est de type palpeur. Les palpeurs sont des instruments qui permettent, à l'aide d'une sonde tactile, de mesurer par contact la position d'un point sur la surface d'un objet donné, par rapport à un repère fixe, la tête de mesure qui contient la sonde est principalement montée sur un système de déplacement à 3 axes de haute précision. Ce type de mesure permet d'effectuer des contrôles dimensionnels, cotes, rayons,

... mais aussi des contrôles de forme telle qu'un rayon de courbure, avec des précisions de l'ordre du micromètre.

Il existe plusieurs types de palpeurs (palpeur à déclenchement, palpeur résistif...- [Vavrille, 2003] -) mais la procédure d'utilisation générale reste la même : un signal de déclenchement est généré lors du contact de la bille du palpeur avec l'objet et ce signal provoque la mémorisation de la position de la machine. Cette technique qui permet d'atteindre une précision de l'ordre du micron dépend fortement des performances du système de positionnement utilisé. L'inconvénient majeur de cette technique réside dans la vitesse d'acquisition, qui est de l'ordre de quelques points par seconde. La mesure par palpeur est utilisée dans l'industrie principalement, pour le contrôle et la rétro conception de pièces mécaniques.



Figure 2.4 - Détail d'un palpeur

Dans l'environnement industriel actuel, ces mesures sont devenues incontournables, en effet, les exigences des cahiers des charges industriels ne cessent de se durcir, demandant une qualité de finition accrue associée avec des précisions de plus en plus grandes. Ce dernier point est d'autant plus important que l'objet manufacturé sera soumis à l'œil du futur acheteur (acqureur). Le contrôle systématique de la totalité d'une production par un système par palpeur est exclu du fait du temps nécessaire pour acquérir la mesure (quelques points par seconde).

2.2 Méthodes sans contacts / Nouvelles exigences

Dans l'optique d'accroître les vitesses de contrôle, tout en ayant une très bonne qualité, des techniques de contrôle sans contacts ont vu le jour. En effet, en supprimant le contact lors de la mesure, toute altération de l'objet liée à celle-ci se trouve écartée. Mais ces différentes techniques, que nous allons par la suite énumérer, aussi différentes soient-elles, possèdent leurs avantages et leurs inconvénients par rapport aux mesures effectuées par un système à palpeur de haute précision. Certaines présentent l'avantage de pouvoir s'exécuter dans un temps relativement bref, d'autres permettent une répétabilité accrue.

La terminologie « sans contact » englobe différentes techniques (les systèmes basés sur la corrélation d'images, la shearographie, les méthodes de Moiré, temps de vol...) qui sont brièvement décrites ci-après.

Parmi ces techniques, nous retrouvons les méthodes qui reposent sur la triangulation, technique qui permet d'obtenir la localisation d'un point en mesurant les angles entre ce point et plusieurs points de référence dont la position est connue.

2.3 Triangulation passive

La triangulation passive ne nécessite aucune source de lumière additionnelle et utilise uniquement un ou plusieurs systèmes d'acquisition d'images (caméra, appareil photographique). La méthode la plus utilisée est la stéréovision passive.

2.3.1 Vision stéréoscopique ou stéréovision

La stéréovision interprète les disparités entre deux ou plusieurs images d'une scène et calcule la profondeur de la scène par triangulation. Les caméras sont habituellement représentées par un modèle sténopé [Zeller, 1996]. Le processus de formation de l'image est alors une transformation homogène : il s'agit d'une projection à travers le centre optique. Les deux caméras doivent d'abord être calibrées, les paramètres intrinsèques (focale, ouverture, etc.) et extrinsèques (pose) doivent être connus. La stéréovision atteint une précision suffisante pour être utilisée dans des applications comme la photogrammétrie ou la reconstruction du relief à partir d'images aériennes ou satellitaires. La précision de mesure augmente avec la distance de la base stéréoscopique (distance entre les deux caméras), mais dans le même temps, la surface visible commune aux deux caméras diminue, créant des occlusions dans la surface numérisée. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre précision et visibilité. La Figure 2.5 illustre le principe de la stéréovision. Tout point p d'une surface visible depuis les deux caméras se projette en P_1 sur le plan image \mathcal{P}_1 et en P_2 sur le plan image \mathcal{P}_2 . Inversement, connaissant deux points en correspondance, $P_1 \in \mathcal{P}_1$ et $P_2 \in \mathcal{P}_2$, ainsi que les centres optiques O_1 de la caméra 1 et O_2 de la caméra 2, les coordonnées du point P sont données par l'intersection de (O_1P_1) et (O_2P_2) . La difficulté consiste à mettre en correspondance les points des deux images dans le cas d'occlusions (un point d'une image peut ne pas avoir de correspondant sur la deuxième image). En fonction du type d'objet (uniforme/couleur, contours marqués ou non, ...), différentes techniques de reconstruction peuvent être employées (extraction de primitives, correspondance de blocs, minimisation de fonctions d'énergie, ...- [Chambon, 2005], [Harvent, 2010] -).

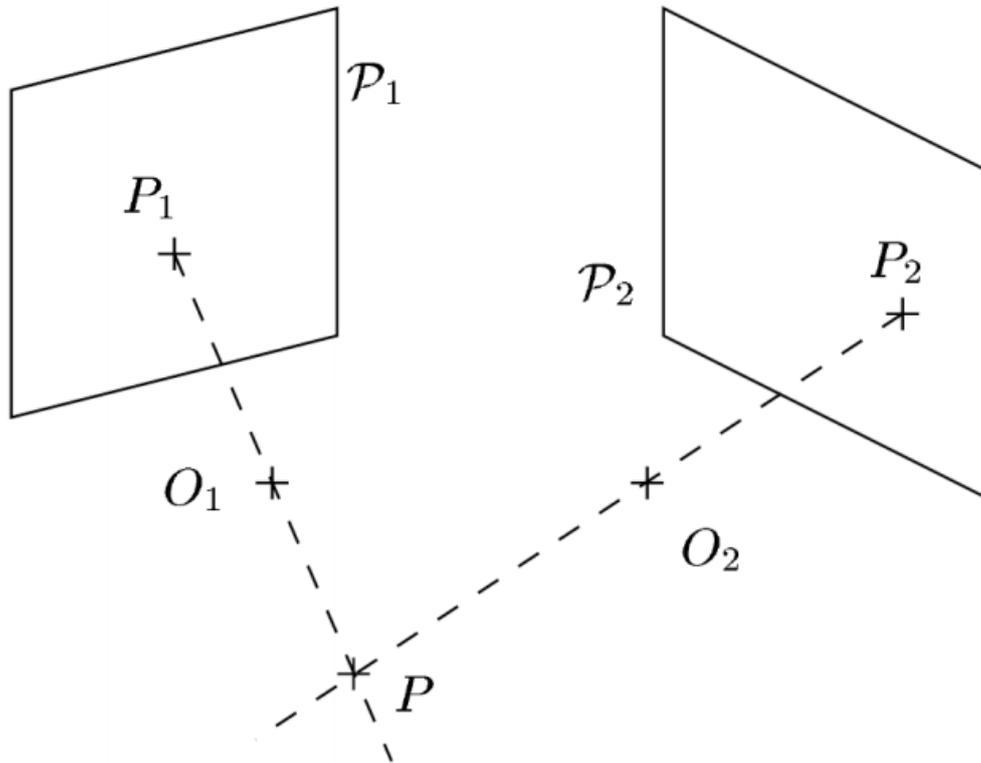


Figure 2.5 - Principe de la stéréovision

2.3.2 Photogrammétrie

La photogrammétrie est une application particulière de la stéréovision. L'utilisation de règles et de mires calibrées dans le champ de vue des caméras permet de reconstruire l'objet en relief tout en contrôlant ses dimensions. Cette technique est particulièrement utilisée dans le milieu de la muséologie et de la conservation du patrimoine (- [Guidi et al., 2003] - Figure 2.6), dans l'architecture [Pollefeys et al., 2001], [Schouteden et al., 2001] ainsi qu'en cartographie. En plus de l'acquisition de données 3D, cette technique peut permettre d'acquérir les informations de texture de l'objet. En muséologie, la photogrammétrie est souvent couplée à la triangulation laser [Boehler & Marbs, 2004], [Tucci et al., 2001], [Heinz, 2002], [Ioannidis & Tsakiri, 2003] afin de tirer avantages des deux technologies (utilisation des informations de la photogrammétrie pour diminuer l'erreur de recalage des différentes vues acquises par triangulation laser).

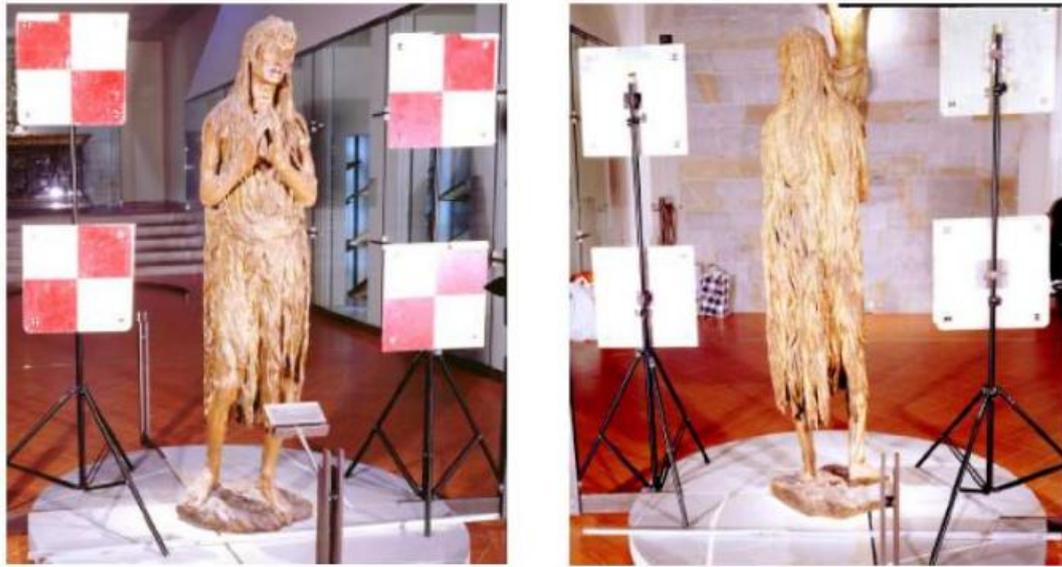


Figure 2.6 - Exemple de photogrammétrie [Tucci et al., 2001]

2.4 Triangulation active

La technique de triangulation active se distingue de la technique passive dans la mesure où un éclairage structuré participe à la reconstruction tridimensionnelle de l'objet. C'est la méthode la plus utilisée par les sociétés de prestation de services en numérisation 3D. Des motifs connus sont projetés sur l'objet et permettent de remonter à la profondeur par simple trigonométrie. Dans l'exemple donné à la Figure 2.7, le centre optique du capteur est noté C, le centre de l'image O, et la focale f . Les orientations du projecteur θ et du capteur ϕ sont connues, ainsi que la distance D entre le projecteur et le capteur. Pour déterminer la profondeur Z en fonction de la déviation x lue sur l'image, la "loi des sinus" est appliquée :

$$\frac{(D+x)}{\sin \alpha} = \frac{(D+x)}{\sin(\theta+\phi)} = \frac{Z}{\sin \theta} \quad (2.1)$$

Il vient, avec $\phi = \arctan \frac{f}{x}$:

$$Z = \frac{(D+x)\sin \theta}{\sin\left(\theta + \arctan \frac{f}{x}\right)} \quad (2.2)$$

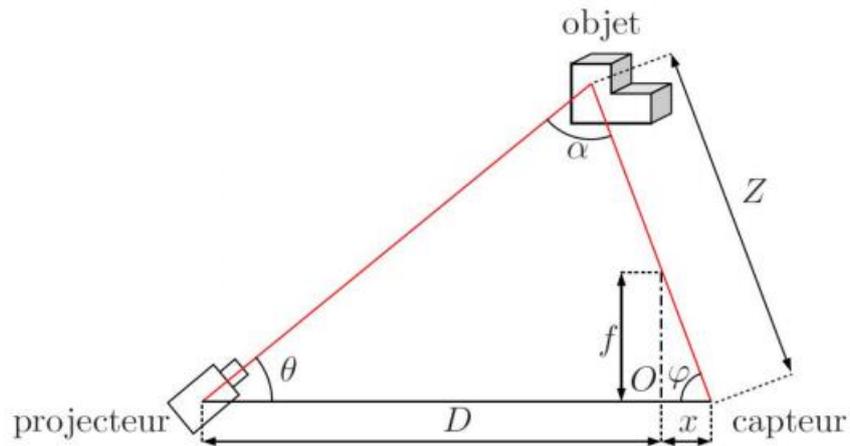


Figure 2.7 - Principe de la triangulation active

Les diverses méthodes de triangulation active (décrites dans [Forest, 2004]) peuvent être classées suivant le type du motif lumineux projeté : point, ligne ou motif (Figure 2.8). Les capteurs à triangulation souffrent des mêmes problèmes : occlusions, base-line... que la stéréovision (un point éclairé peut ne pas être vu et vice-versa). Pour réduire les effets de ce phénomène, l'angle de triangulation peut être rendu aussi aigu que possible, ou des caméras supplémentaires (systèmes multi-vues) peuvent également être ajoutées. Les systèmes utilisant ce principe permettent une acquisition rapide de plusieurs milliers de points par seconde avec une précision du dixième de millimètre à quelques microns.

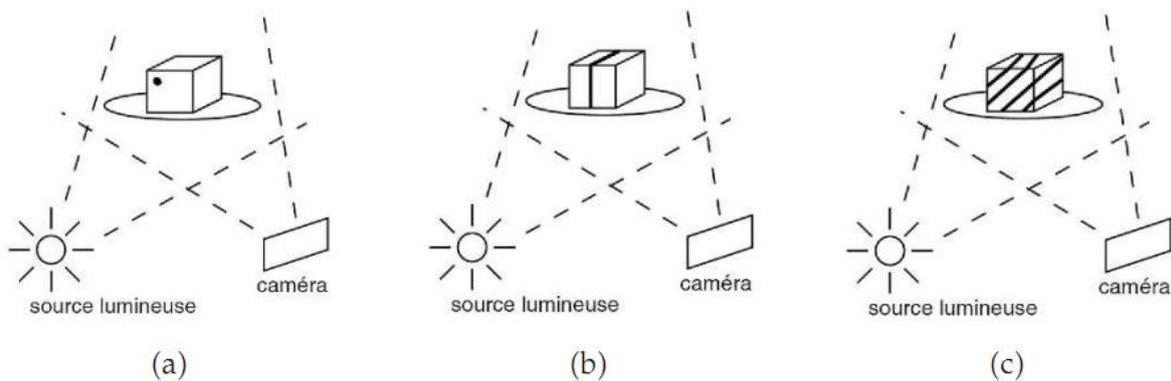


Figure 2.8 - Différents motifs lumineux en triangulation active : (a) point, (b) ligne, (c) motif

2.4.1 Lumière structurée : point

Un scanner point nécessite une source laser et doit être mobile afin de couvrir entièrement l'objet. Les scanners laser point offrent de nombreux avantages techniques. La taille du capteur CCD peut être optimisée pour un volume de mesure donné, ce qui permet une meilleure résolution et précision que les scanners lignes. La puissance du laser peut être optimisée en fonction de la surface étudiée, afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Ces systèmes sont fixes (mesure de déplacement) ou montés sur des MMT et ne sont pas utilisés pour la numérisation complète d'un objet (en raison de la vitesse d'acquisition), mais pour des

prises de cotes ponctuelles ou des mesures de déplacement. Deux exemples de têtes laser point sont donnés à la Figure 2.9.

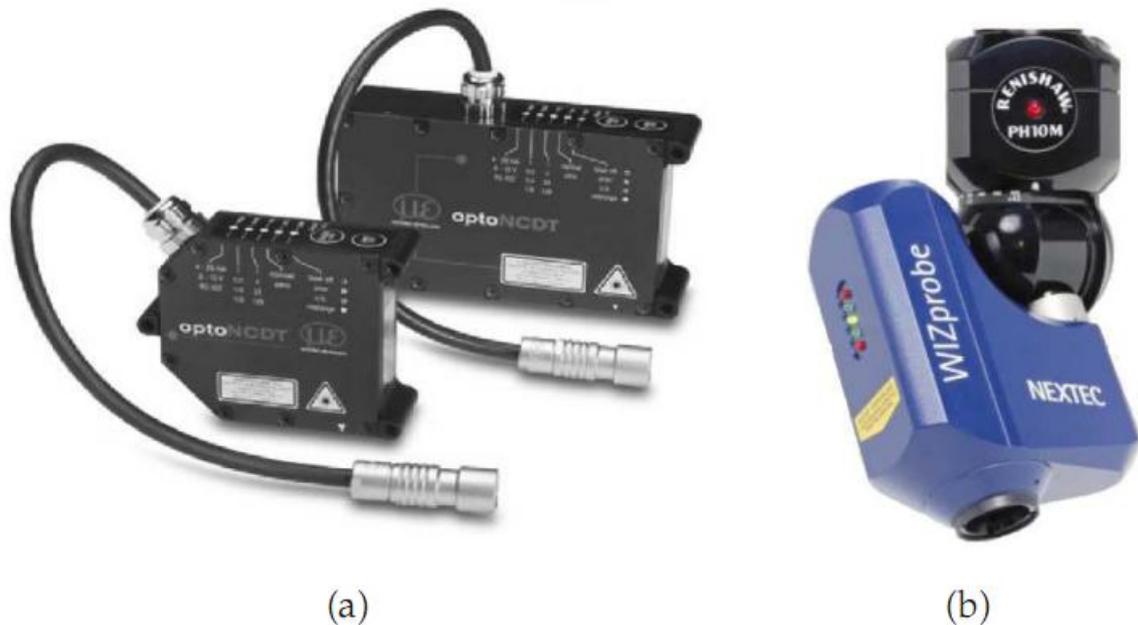


Figure 2.9 - Têtes laser point de µEpsilon (a) et de Nextec (WizProbe) (b)

2.4.2 Lumière structurée : ligne

La projection d'une ligne laser est la technologie la plus répandue. Actuellement, la ligne laser est obtenue à partir d'une source laser orientée vers un système divergent (lentille cylindrique). Quelques systèmes utilisent un laser point et un miroir rotatif pour générer la ligne (LC15 et LC50 de Metris). Le système doit pouvoir se déplacer afin de couvrir l'ensemble de la géométrie de l'objet. La ligne étant acquise en une seule image, ces systèmes sont plus rapides que les scanners « point ». La longueur de la ligne et le nombre de points sur la ligne varient en fonction du modèle du capteur (entre 15mm et 150mm pour la longueur de ligne, et entre 500 et 1000 points par ligne). On peut remarquer trois générations de scanners ligne. Ces trois évolutions se différencient par leur vitesse d'acquisition, mais surtout par leur capacité à s'adapter à des objets de plus en plus réfléchissants. En effet, un grand nombre des prestations effectuées en milieu industriel concernent des pièces usinées, fortement réfléchissantes. Les efforts des développeurs de systèmes d'acquisitions laser se sont donc concentrés sur ce verrou technologique. La première génération utilise un laser dont la puissance n'est réglable qu'avant de débuter la numérisation (années 90, début 2000), soit manuellement (l'opérateur indique la valeur), soit automatiquement (le scanner est maintenu devant l'objet le temps de la procédure). Si l'objet présente des textures différentes (de forts contrastes), la numérisation doit être interrompue à chaque changement de partie pour réajuster la puissance laser (Figure 2.10). Le laboratoire Le2i possède plusieurs de ces capteurs : le scanner Minolta Vi910 (Konica-Minolta - [Konica Minota Sensing, 2003] -), le capteur GScan (Romer - [Romer, 2007] -) et le scanner KScan-LC50 (Metris - [Metris, 1995] -).

La seconde génération possède un laser de puissance auto-adaptative sur la ligne (année 2003). Le scanner interprète en temps réel le retour lumineux afin de réajuster au mieux et de façon automatique la puissance du laser. Cet automatisme apporte plus de souplesse à

l'opérateur mais reste insuffisant dans certains cas. Pour un objet rayé noir et blanc par exemple, l'opérateur doit faire attention à ne pas positionner la ligne laser sur les deux teintes simultanément, pour que l'ajustement du laser se fasse convenablement.



(a)



(b)

Figure 2.10 - Scanner Vi910 de Konica Minolta (a) et tête laser GScan de Romer (b)



Figure 2.11 - Tête laser MMZ de Metris

Les capteurs à triangulation laser ligne de dernière génération (années 2007-2008) permettent une adaptation de la puissance laser pixel par pixel et en temps réel, en fonction du type de surface observée. Ces capteurs permettent de numériser un plus grand nombre de types de surfaces. La numérisation s'en trouve grandement simplifiée pour l'opérateur, qui n'a plus aucun réglage manuel à effectuer (Figure 2.12). Les scanners à triangulation laser ligne sont utilisés pour de multiples applications : dans l'industrie pour le contrôle de pièces [Metris & PSA, 2001], l'archéologie pour la conservation ou l'analyse d'objets anciens [Seulin et al., 2006], [Loriot et al., 2007a], le design, l'anthropologie [Friess et al., 2002]. De nos jours, ces têtes laser sont utilisées sur des bras polyarticulés, sur MMT et depuis peu sur bras robot (KScan de Metris [Metris, 1995], TScan2 de Steinbichler [Steinbichler, 1987]).

Les derniers systèmes arrivés sur le marché en 2010 comme le KScan de METRIS@ (Figure 2.13) permettent de numériser des surface réfléchissantes mais nécessitent une distance de travail relativement proche de l'objet. Cependant, tous ces systèmes s'avèrent inutiles pour la numérisation d'objets transparents, ou alors nécessitent que l'objet soit préalablement enduit

d'une peinture matifiante avant d'être numérisé. Des travaux initiés au laboratoire Le2i ont en partie apportés une solution à ce problème et d'autres ouvrent de nouvelles perspectives (section 2.6).



(a)



(b)



(c)

Figure 2.12 - Capteurs laser ligne TScan2 de Steinbichler (a), Aquilon de Kreon (b) et MMD de Metris (c)



Figure 2.13 - KScan de Metris permettant la numérisation de surfaces spéculaires

2.4.3 Lumière structurée : motif binaire ou couleur

Cette technologie utilise la projection de points, de lignes parallèles, de grilles ou de motifs codés (Figure 2.14). Ces différentes techniques sont décrites et comparées par Salvi [Salvi et al., 2004]. A la différence de la triangulation laser ligne, le motif projeté recouvre entièrement une face de l'objet, ce qui permet l'acquisition immédiate d'une surface. Il en résulte une plus grande rapidité d'acquisition. Afin d'appliquer la triangulation sur chacun des motifs, la première étape consiste en l'identification de chacune des raies projetées. Cette étape peut entraîner des difficultés lorsque les motifs projetés présentent des discontinuités [Robinson et al., 2004]. Dans le cas de la projection d'un motif couleur, la texture de l'objet peut être acquise en étudiant la différence de teintes entre la couleur émise et la couleur observée [Lathuiliere, 2007].

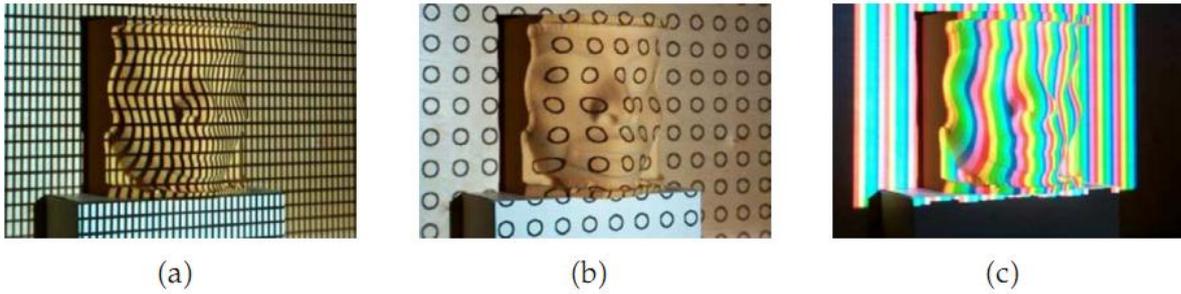


Figure 2.14 - Exemple de motifs : grille (a), cercles (b), couleur (c) (d'après [Beraldin et al., 2000])

Deux exemples de systèmes commerciaux sont donnés à la Figure 2.15. Ces systèmes sont utilisés en industrie (fixés sur un bras robotisé), en archéologie [Boehler et al., 2003] ou encore en “body-scanning” [D’Apuzzo, 2007] (Figure 2.16).



Figure 2.15 - Scanners AtosIII de Gom (a) et Comet5 de Steinbichler (b)



Figure 2.16 - Système de “body scanning”

2.5 Temps de vol (Time Of Flight : TOF)

D'autres systèmes de scanner, les scanners à temps de vol (Time Of Flight), sont utilisés pour des structures plus grandes pour lesquelles ils sont plus adaptés [Haala & Brenner, 1997], [Vosselman, 1999], [Maas, 2001]. Trois données sont nécessaires pour obtenir les coordonnées d'un point, l'angle horizontal, l'angle vertical et la distance entre le scanner et l'objet observé. Les méthodes les plus courantes pour calculer cette distance sont la détection de pulse ou la modulation en amplitude. La distance d entre le capteur et un point est calculée par la relation suivante :

$$d = v \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.3)$$

où v est la vitesse du signal, et Δt est le temps mis par le signal pour effectuer l'aller-retour, soit $\frac{\Delta t}{2}$ le temps séparant l'objet du scanner. La précision de ces systèmes est de l'ordre du millimètre sur une distance pouvant aller jusqu'à 300 mètres.

Ces systèmes peuvent également être utilisés dans l'industrie, pour le contrôle de pièces de grandes dimensions. Une thèse est actuellement en cours au laboratoire Le2i en collaboration avec la société Areva-Creusot Forge pour la mesure de pièces de grandes dimensions, en cours de forgeage [Bokhabrine et al., 2009].

Le calcul de la distance "d" peut être effectuée à l'aide de deux technologies différentes : la détection de pulse et le décalage de phase.

2.5.1 Détection de pulse

La détection de pulse consiste à envoyer une impulsion laser sur l'objet et à calculer le temps mis par cette impulsion pour revenir sur le détecteur. (Figure 2.17).

La portée maximale est de l'ordre de 300 mètres pour une vitesse d'acquisition maximale d'environ 50 000 points par seconde. Les principaux domaines d'application sont l'architecture et l'archéologie (statues ou champ de fouille - Figure 2.18 - par exemple). Les systèmes commerciaux de la Figure 2.19 reposent sur cette technologie.

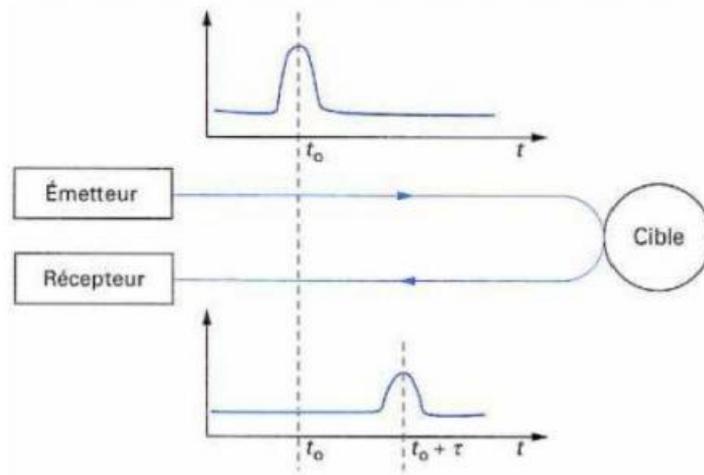


Figure 2.17 - Temps de vol à détection de pulse

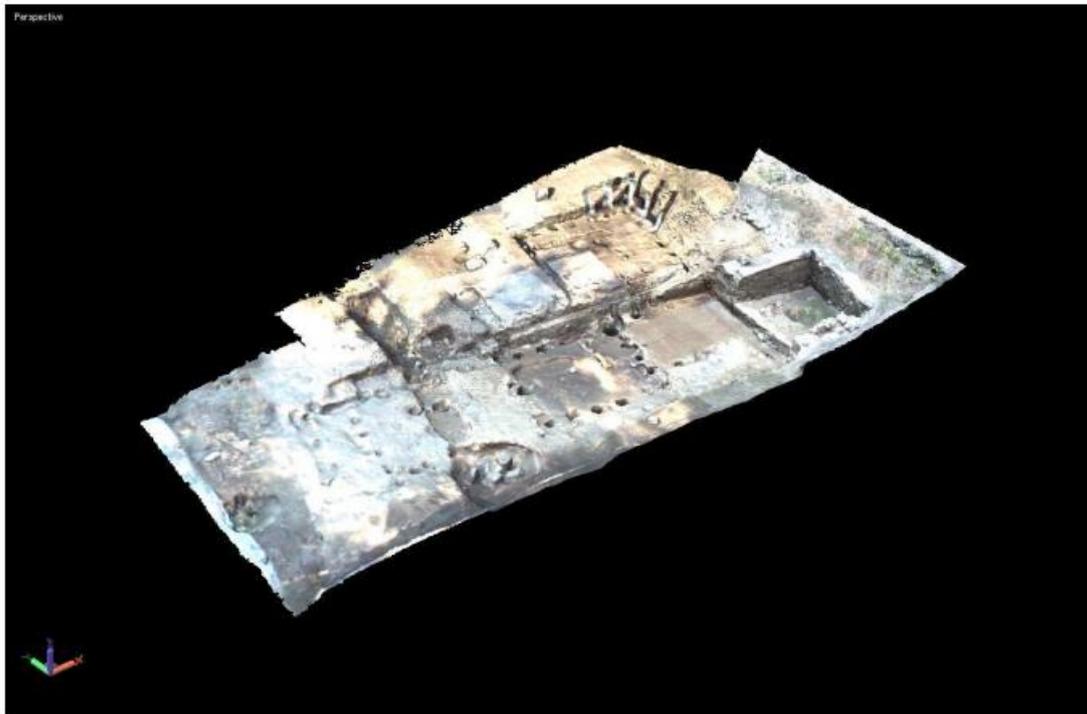


Figure 2.18 - Modèle 3D texturé d'un champ de fouille de Bibracte, numérisé par un scanner GS101

2.5.2 Modulation en amplitude

Quant à la modulation en amplitude, le signal émis n'est plus une impulsion mais une onde modulée en amplitude. La différence de phase $\Delta\phi$ entre le signal émis et le signal reçu est alors mesurée (modulo 2π) et permet de remonter à la distance entre l'objet et la tête de scanning. Pour lever l'ambiguïté sur la différence de phase, des méthodes additionnelles, comme la combinaison de plusieurs fréquences, sont utilisées. La vitesse d'acquisition peut atteindre 500 000 points par seconde pour des distances n'excédant pas 100 mètres (Figure 2.20).



Figure 2.19 - Scanners ScanStation2 de Leica (a), GS et GX de Trimble (b et c)

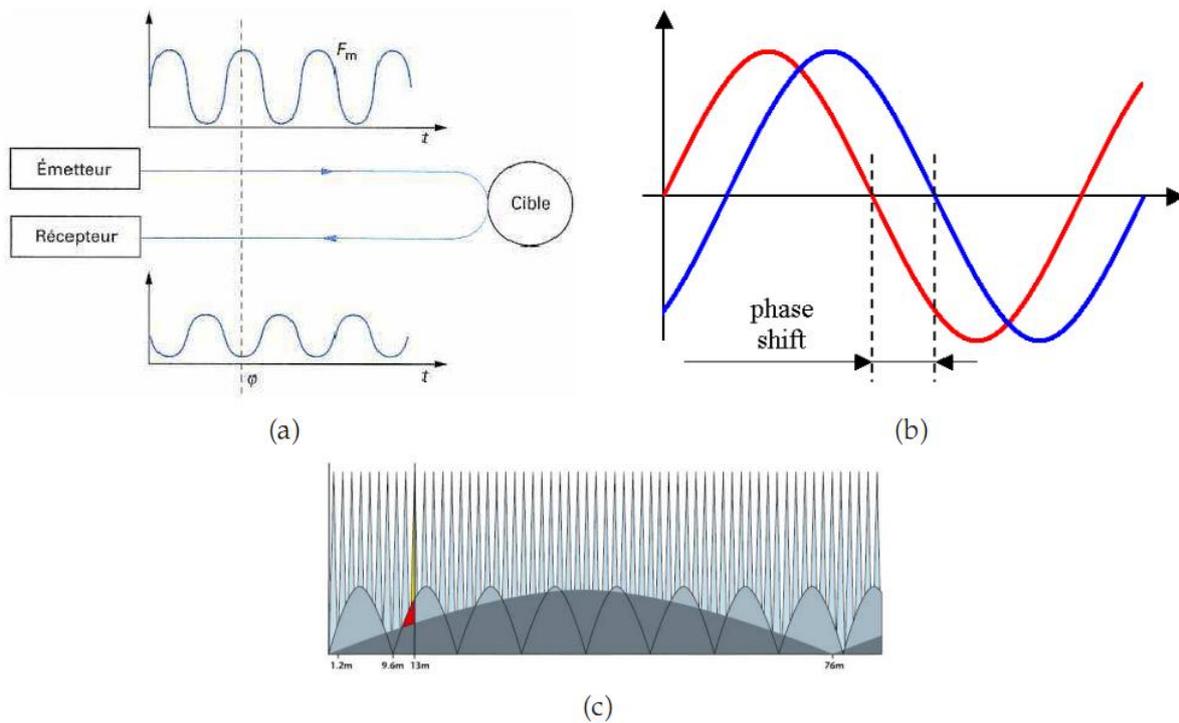


Figure 2.20 - Temps de vol à décalage de phase : (a-b) mesure du décalage ; (c) combinaison de plusieurs fréquences pour lever l'ambiguïté [Faro, 1983]

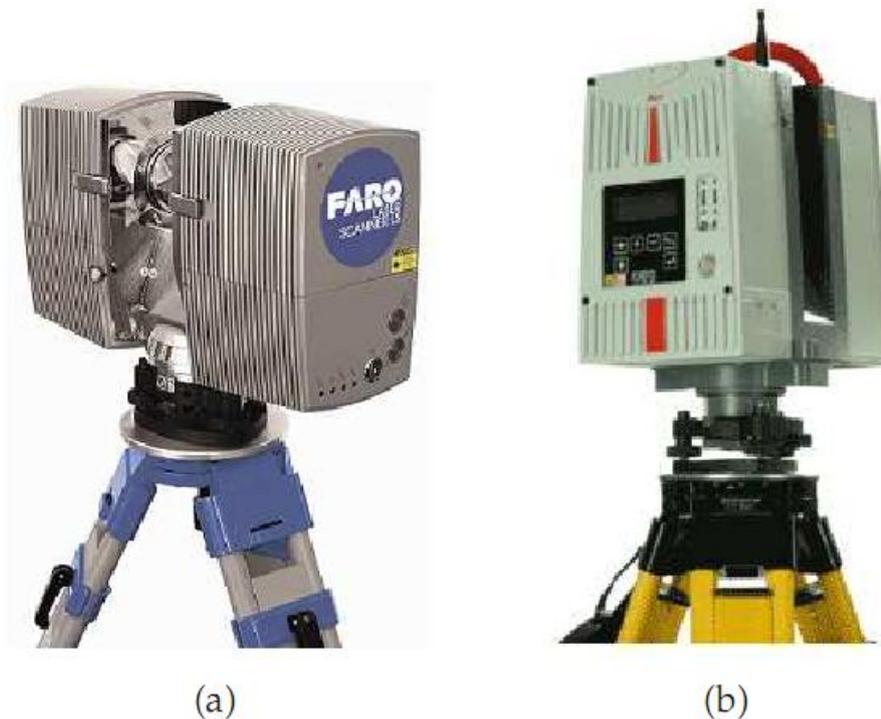


Figure 2.21 - Scanners LS de Faro (a) et HDS de Leica (b) basé sur le principe de temps de vol à décalage de phase

2.5.3 Temps-de-vol TC/SPC (“Time-Correlated Single Photon Counting”)

Une nouvelle technologie temps de vol le TCSPC (Time Correlated Single Photon Counting) décrite par Wallace [Wallace et al., 2001] exploite la détection de photon à l'aide d'une méthode d'échantillonnage statistique. Cette technique offre plusieurs avantages en comparaison à la méthode temps de vol classique :

- très grande précision temporelle (et donc en distance)
- très grande sensibilité de détection
- possibilité de travailler sur des objets d'échelles très différentes (de quelques centimètres à plusieurs mètres)

Cette technologie est pour le moment très peu développée et n'est restée qu'à l'état de prototype de laboratoire (Université d'Heriot-Watt, Ecosse).

2.6 Techniques d'extraction d'informations de forme, “Shape from X”

Une toute autre catégorie de techniques d'extraction d'informations de forme est connue sous la terminologie « Shape from X ». Ces techniques de reconstruction se divisent en différents domaines en fonction du matériel analysé et du type de primitive dans l'image qui est utilisée :

- la stéréovision (décrite précédemment), qui traite de la reconstruction à partir de positions de points caractéristiques dans plusieurs images (shape from stereo),
- la reconstruction à partir de la fonction d'intensité dans une image (shape from shading),
- la reconstruction à partir des contours dans une image (shape from silhouettes),
- la reconstruction à partir du mouvement (shape from motion),

- la reconstruction par la texture (shape from texture),
- la reconstruction à partir de la mesure du flou (shape from focus),
- la reconstruction à partir des informations de polarisation des réflexions lumineuses (shape from polarization),
- la reconstruction à partir du rayonnement IR émis après échauffement de la pièce inspectée (shape from heating),
- la reconstruction à partir de la fluorescence générée lors de l'interaction d'un rayonnement UV et d'une surface (shape from fluorescence).

Les trois dernières approches ont été largement étudiées au laboratoire le2i ces dernières années et ont conduit à trois dépôts de brevets depuis 2006.

2.6.1 Reconstruction à partir des contours, “Shape from Silhouettes”

Cette technologie permet de reconstruire un modèle 3D à partir de plusieurs images d'un objet, prises depuis différents points de vue. Une mire est utilisée pour calculer la pose de l'appareil photographique pour chaque position. Chaque image est ensuite segmentée pour séparer l'objet du fond. La silhouette de l'objet sur chaque image est ainsi obtenue. La combinaison de ces différentes silhouettes permet de générer un modèle 3D texturé (Figure 2.22). Afin de faciliter les acquisitions, un plateau rotatif peut être utilisé.

Cette technique a plusieurs limites. Afin d'obtenir un modèle 3D de bonne qualité, un grand nombre de photographies est nécessaire. Si l'objet présente des surfaces concaves, elles n'apparaîtront pas sur les silhouettes et ne seront donc pas reconstruites. Par contre, cette technique ne nécessite qu'un appareil photographique (le plateau rotatif évite le déplacement du capteur) et donne des résultats satisfaisants pour les applications de visualisation (Figure 2.23).

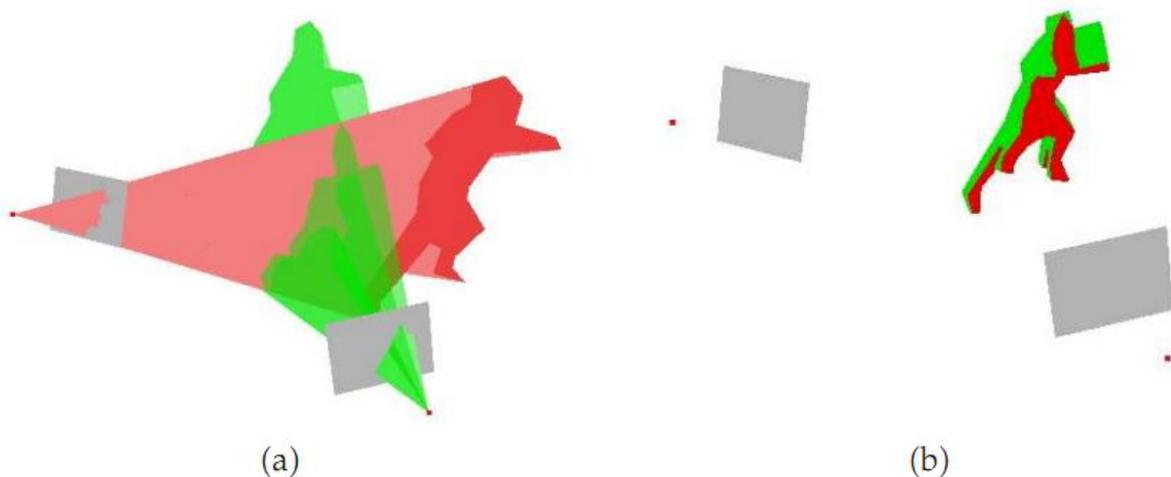


Figure 2.22 - Shape from Silhouettes : prise de vues d'un objet suivant 2 angles (a) et résultat (b)

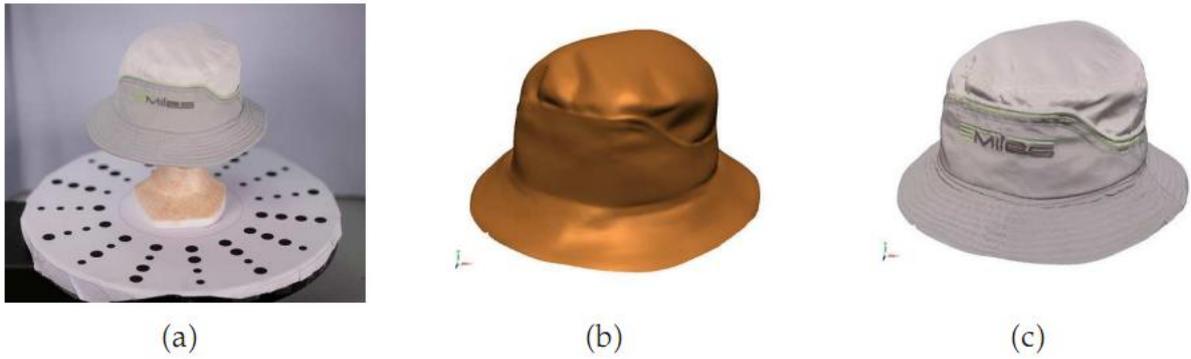


Figure 2.23 - Exemple de reconstruction 3D en Shape from Silhouettes (logiciel 3DSom) :
 (a) photographie, (b) modèle 3D, (c) modèle 3D texturé

2.6.2 Reconstruction à partir de la mesure du flou, “Shape from Focus”

Cette technique d’acquisition regroupe différentes méthodes basées sur la détection du flou dans une image [Tyan, 1997]. Une caméra (ou un appareil photographique) munie d’un objectif à très faible profondeur de champ (quelques microns) est utilisée (Figure 2.24). Plusieurs images sont acquises à des positions différentes, et, pour chaque image, la zone de netteté est segmentée. L’ensemble de ces données permet de reconstruire avec une très grande précision le relief de l’objet. Cette méthode est utilisée sur de très petits objets (quelques millimètres), principalement pour la numérisation en 2D+ (ou 2.5D : représentation 3D d’une surface qui contient au plus une valeur de profondeur Z pour chaque point du plan XY). La numérisation 3D est possible mais le recalage des vues est très complexe du fait de la petite surface de chaque vue. Cependant, l’ajout d’axes de rotation (système Real3D d’Alicona) permet la numérisation 3D complète de certains objets (typiquement des outils de coupe pour l’usinage).

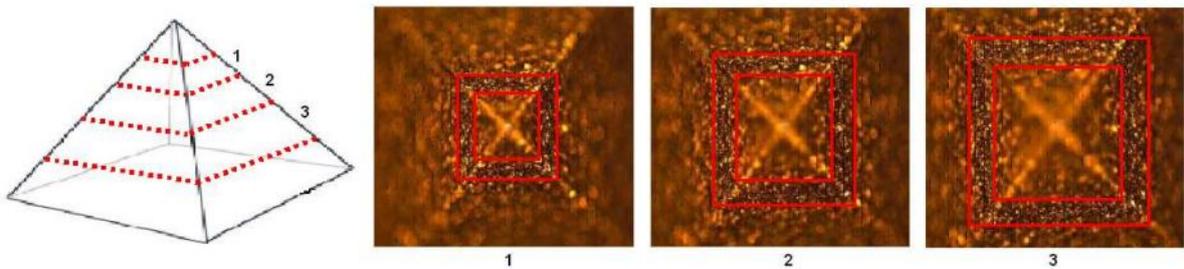


Figure 2.24 - Shape from Focus : objet à numériser et acquisitions à différentes altitudes/profondeurs, avec le système Infinite Focus de Alicona

Nous allons décrire ici les méthodes utilisées et développées dans notre laboratoire dont l’extension peut conduire à la numérisation d’objets transparents ou spéculaires : les techniques de Shape from polarization, Shape from heating et Shape from fluorescence.

2.6.3 « Shape from polarization »

Cette technique, dont ce mémoire en est l’extension avec une approche multispectrale sera présentée en détail dans les prochains chapitres. Son principe repose sur la mesure de

paramètres polarimétriques (angle de polarisation, degré de polarisation) qui permettent de reconstruire via l'intégration d'un champ de normales la surface d'un objet. L'existence d'une ambiguïté sur l'orientation azimutale des normales à la surface a été levée par O. Morel [Morel, 2005], qui utilise cette méthode pour reconstruire la surface 3D d'objets métalliques spéculaires, en utilisant un éclairage actif dont le concept a été breveté [Morel et al., 2005].

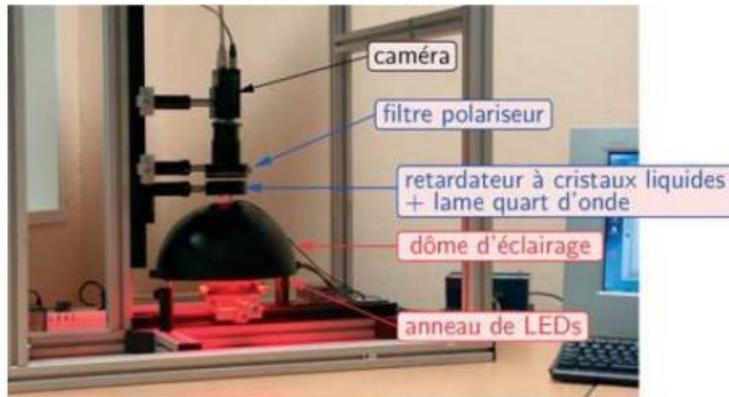


Figure 2.25 - Shape from Polarization : prototype développé par Morel et al.

2.6.4 « Shape from Heating »

Cette technique récemment développée au laboratoire Le2i [Eren, 2009], [Mériaudeau 2010] consiste à « rendre » lambertienne une surface spéculaire ou transparente, en chauffant celle-ci et en l'observant dans le domaine de l'Infra Rouge.

La surface est préalablement chauffée au moyen d'un impact laser (la longueur d'onde du laser peut varier en fonction des caractéristiques (coefficient d'absorption) des matériaux étudiés. Les surfaces de verre étant opaques aux IR (Figure 2.26), un chauffage à $10.6 \mu\text{m}$ est généralement privilégié (Figure 2.27). Une fois chauffée, la surface émet de façon diffuse dans l'infrarouge. Cette émission est observée à l'aide d'une caméra thermique (onde longue ou onde courte) préalablement calibrée et l'information 3D extraite par triangulation. La Figure 2.28 présente quelques exemples de surface reconstruite par ce procédé.

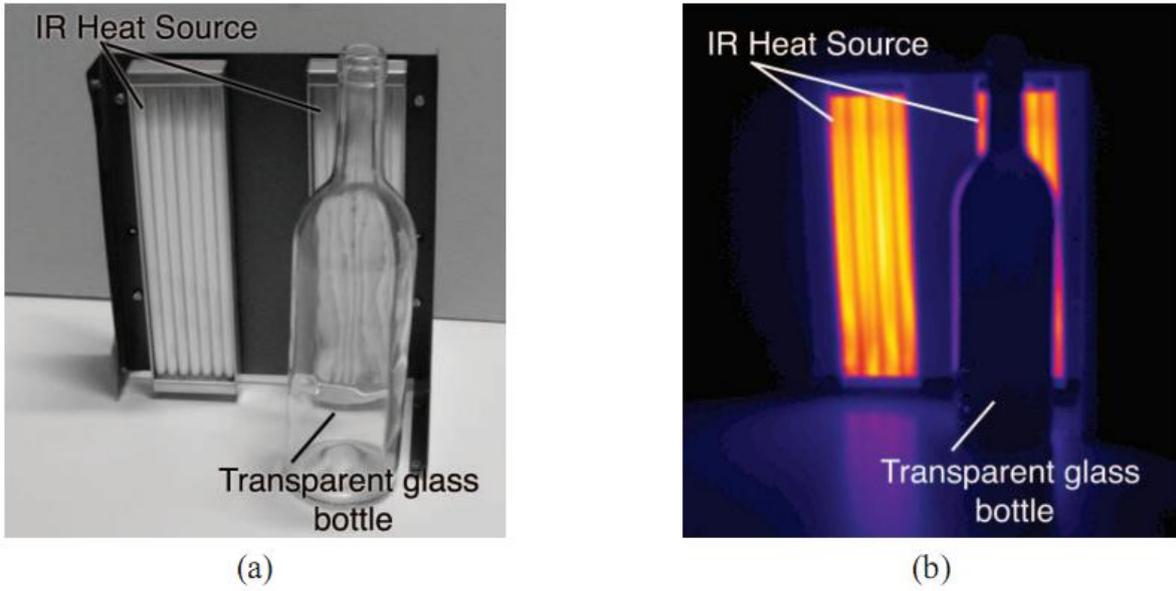


Figure 2.26 - Visualisation d'une bouteille en verre dans le visible (a) dans l'IR (b) illustrant l'opacité du verre face aux rayonnements IR

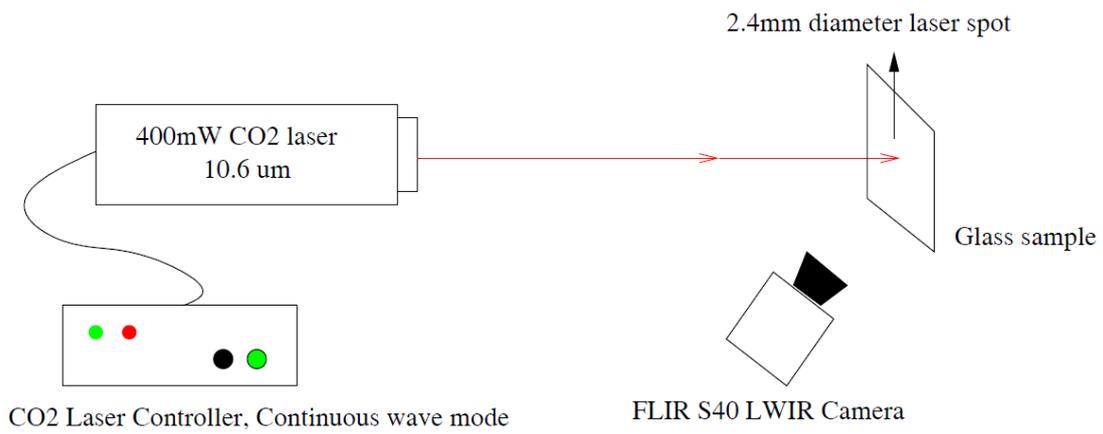


Figure 2.27 - Schéma de la technique « shape from polarization »



Figure 2.28 - exemple de surfaces en verre reconstruites par la technique « shape from Heating »

2.6.5 « Shape from fluorescence »

Cette technique [Rantson, 2010] consiste à visualiser au moyen d'un banc stéréoscopique calibré, (Figure 2.29) la fluorescence émise à la surface d'un objet transparent après l'interaction d'un rayonnement UV avec celle-ci.

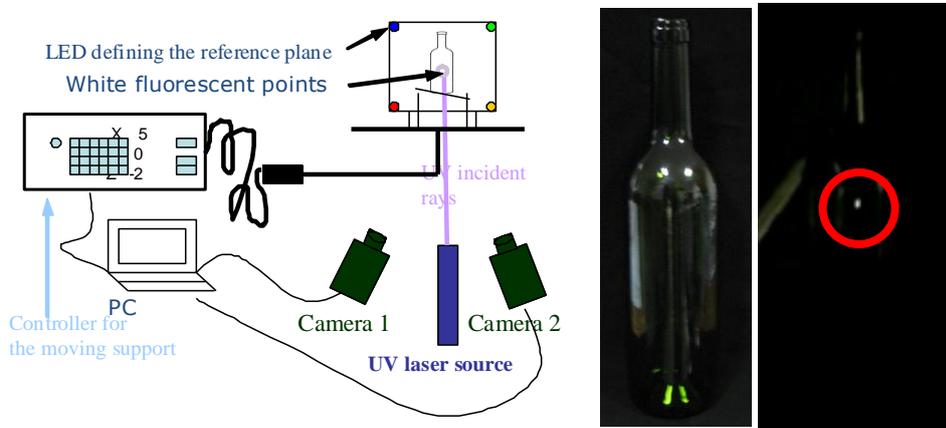


Figure 2.29 - Principe du système « shape from fluorescence », objet observé (bouteille en verre) et fluorescence générée

L'information 3D est ensuite extraite par simple triangulation. La Figure 2.30 présente quelques résultats obtenus par cette technique.

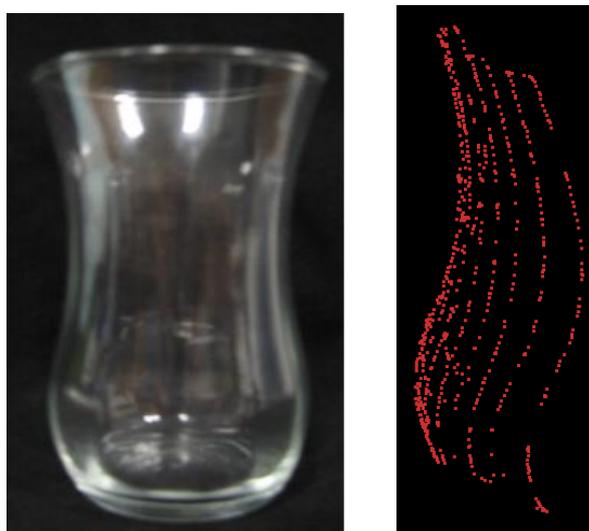


Figure 2.30 - exemple d'objet observé et le nuage de points 3D obtenus

D'autres systèmes et approches développées notamment par les chercheurs de la communauté du « Computer Graphics » ont également été proposés ces dernières années.

Les approches du type « shape from distortion », « inverse ray-tracing », « shape from fluorescence », « scatter trace photography » sont présentées en détail par Ihrke et al. , [Ihrke et al., 2008], [Ihrke et al., 2010] au travers d'une synthèse très complète des systèmes de numérisation 3D pour les objets transparents ou spéculaires.

Malheureusement, toutes ces techniques possèdent des inconvénients (prix, temps d'acquisition, temps de reconstruction,...) et requièrent des informations a priori sur la scène

(surface convexe, indice de réfraction...) qui font qu'aucune n'est encore mature pour être sur le marché.

2.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre différentes techniques de numérisation 3D. La plupart des techniques disponibles sur le marché fournissent de bons résultats pour des surfaces Lambertiennes. Si le cas des surfaces métalliques semblent être quasiment résolus (la distance de travail est encore à optimiser), le cas des surfaces transparentes fait encore l'objet de nombreux travaux scientifiques et de nombreuses approches sont proposées. Le laboratoire Le2i a récemment mené des investigations dans trois directions : le « shape from heating », le « shape from fluorescence » et « le shape from polarisation ». Cette dernière approche, qui fait l'objet de ce travail, sera présentée en détail dans les chapitres suivants. Auparavant, le chapitre trois traite des modèles de polarisation de la lumière et présente les pré-requis nécessaires pour la bonne compréhension du reste du manuscrit.

Chapitre 3 Modèles de polarisation de la lumière

Contrairement à celle de nombre d'animaux, la vision humaine n'est pas sensible à la polarisation. Nous ne distinguons que l'intensité et la couleur et non la nature vectorielle de la lumière. Ce n'est qu'au début du XIX^e siècle que la vibration transverse de la lumière a été mise en évidence par Young et Fresnel, et le concept de polarisation fut introduit avec le développement de l'électromagnétisme. Deux grands formalismes sont utilisés pour sa description, celui de Jones et celui de Stokes, que nous rappelons dans ce chapitre, en nous focalisant sur les aspects nécessaires à la compréhension de la suite.

Après une brève description de la théorie des ondes électromagnétiques planes, nous allons exposer les différents types de polarisation. Les relations de Snell-Descartes permettant de calculer les réflexions spéculaires à l'interface séparant deux milieux d'indice différent seront également rappelées. La seconde partie sera consacrée au formalisme de Jones et Stokes, ainsi qu'au formalisme de Mueller, qui nous sera utile par la suite pour décrire les phénomènes de changement d'état de polarisation d'une onde lumineuse réfléchi par une surface. Puis nous montrerons comment représenter les paramètres de polarisation.

3.1 Ondes planes

La théorie électromagnétique permet de modéliser une onde optique en représentant sa nature vectorielle et transversale. Une onde électromagnétique de longueur d'onde λ , se propageant selon le vecteur unitaire \vec{s} , est définie par le trièdre orthogonal $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{s})$, où \vec{E} et \vec{H} sont respectivement les composantes des champs électrique et magnétique

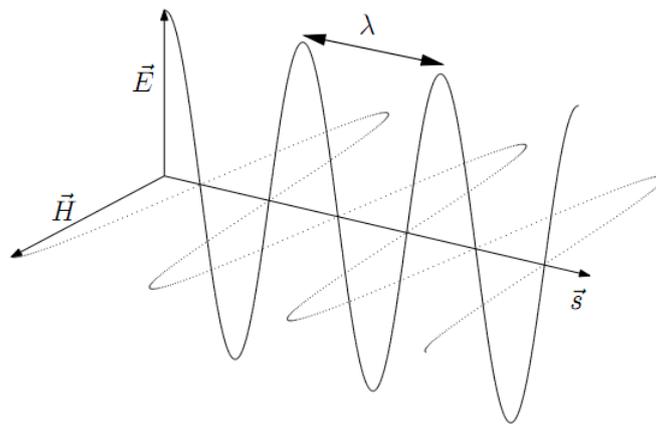


Figure 3.1 - Propagation d'une onde plane

Dans la suite, nous considérerons que l'onde lumineuse est une onde électromagnétique plane et progressive. Le vecteur transversal est donné par le vecteur champ électrique de l'onde électromagnétique :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega(t - \frac{\vec{r}\vec{s}}{v})} \quad (3.1)$$

où \vec{r} est le vecteur déplacement, ω la pulsation de l'onde, et v la vitesse. En désignant le vecteur d'onde par $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{r}$, où λ est la longueur d'onde, l'expression ci-dessus peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (3.2)$$

En choisissant comme repère direct l'axe z dans la direction de s , le champ électrique se décompose selon :

$$\begin{cases} E_x = a_1 \cos(\tau + \delta_1) \\ E_y = a_2 \cos(\tau + \delta_2) \end{cases} \text{ avec } \tau = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} \quad (3.3)$$

On définit la phase de l'onde par $\delta = \delta_1 - \delta_2$. Dans le cas d'une onde non polarisée, la phase $\delta(t)$ est aléatoire, contrairement à une onde polarisée pour laquelle la phase est constante : $\frac{d\delta}{dt} = 0$. Lorsque l'onde est polarisée, on distingue trois cas particuliers :

- la polarisation linéaire : $\delta = m\pi$
- la polarisation circulaire : $a_1 = a_2$ et $\delta = (2m+1)\frac{\pi}{2}$ avec $m \in \mathbb{Z}$
- la polarisation elliptique dans tous les autres cas

3.1.1 Polarisation elliptique

Dans la plupart des cas, une onde polarisée est polarisée elliptiquement. Elle est dite elliptique droite lorsque $\sin(\delta) > 0$, et elliptique gauche lorsque $\sin(\delta) < 0$. La Figure 3.2 ci-dessous montre différents cas de polarisations selon la valeur du déphasage.

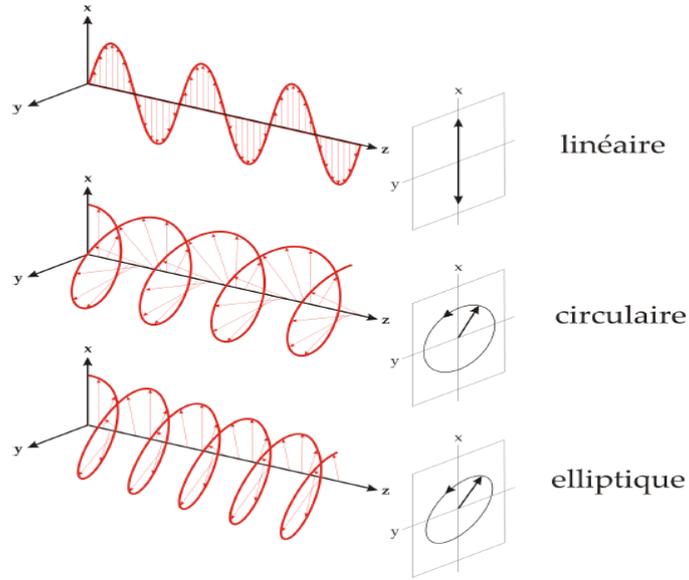


Figure 3.2 - Représentation des divers états de polarisation

L'équation générale d'une onde elliptique peut aussi s'écrire :

$$\begin{cases} E_x = E_0 \cos \phi \cos(\tau + \delta_1) \\ E_y = E_0 \sin \phi \cos(\tau + \delta_2) \end{cases} \quad (3.4)$$

où E_0^2 représente l'intensité lumineuse de l'onde, et ϕ ($0 \leq \phi \leq \pi/2$) est l'angle défini tel que :

$$\tan \phi = \frac{a_1}{a_2}$$

L'angle ϕ et le déphasage $\delta = \delta_1 - \delta_2$ permettent de décrire complètement la forme de l'ellipse. Comme le montre la Figure 3.3 ci-dessous, il est également possible d'utiliser les angles ψ et χ qui représentent respectivement l'orientation du grand axe de l'ellipse et l'ellipticité.

Entre les deux représentations nous trouvons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \tan(2\psi) &= \tan(2\phi) \cos \delta \\ \tan(2\chi) &= \tan(2\phi) \sin \delta \end{aligned} \quad (3.5)$$

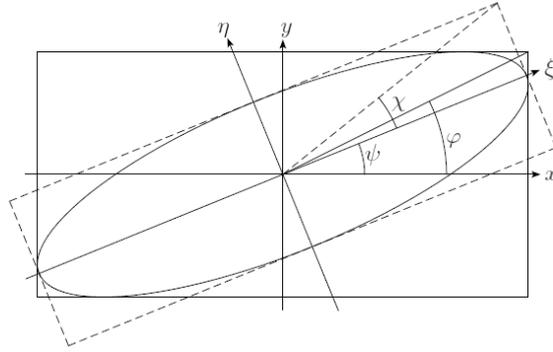


Figure 3.3 - Onde plane polarisée elliptiquement

3.2 Formalisme de Jones et de Mueller

3.2.1 Formalisme de Jones

A partir de l'expression (3.4) dont nous ne retenons que les paramètres influant sur la polarisation et en éliminant l'exponentielle redondante nous définissons le vecteur complexe suivant introduit par R.C. Jones à partir de 1941 [Jones, 1941] :

$$J = \begin{bmatrix} a_1 e^{-i\delta_1} \\ a_2 e^{-i\delta_2} \end{bmatrix} = E_0 e^{i\delta} \begin{bmatrix} \cos \psi \cos \chi - i \sin \psi \sin \chi \\ \sin \psi \cos \chi + i \cos \psi \sin \chi \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Les états les plus classiques sont récapitulés dans le Tableau 3.1.

H	V	45°	-45°	CD	CG	Elliptique
$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \cos \psi \cos \chi - i \sin \psi \sin \chi \\ \sin \psi \cos \chi + i \cos \psi \sin \chi \end{bmatrix}$

Tableau 3.1 - Vecteurs de Jones classiques. De gauche à droite : linéaire 0 (horizontal), linéaire 90 (vertical), linéaire 45, linéaire -45, circulaire droit, circulaire gauche et le cas général elliptique.

L'intensité lumineuse d'une onde de champ électrique E, donnée par la moyenne temporelle du vecteur de Poynting de l'onde, sera écrite comme :

$$I = E^\dagger E = J^\dagger J \quad (3.7)$$

Les vecteurs de Jones forment un espace vectoriel de dimension 2 sur C, que l'on peut munir du produit scalaire usuel.

Ceci étant, l'intensité de l'onde résultant de la superposition (supposée cohérente !) des champs électriques de deux ondes de vecteurs de Jones J_1 et J_2 s'écrit :

$$I = (J_1 + J_2)^\dagger (J_1 + J_2) = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re}(J_1^\dagger J_2) \quad (3.8)$$

Le dernier terme décrit la déviation par rapport à une simple sommation des intensités due aux effets d'interférence entre les deux ondes.

Enfin, dans cet espace vectoriel la notion de vecteurs orthogonaux, produit scalaire nul, caractérise physiquement l'homogénéité du milieu où se propage l'onde [Ben Hatit, 2009].

3.2.2 Formalisme de Stokes

Dans le cas général d'une onde partiellement polarisée, le vecteur de Jones varie dans le temps et dans l'espace de manière plus complexe. Seules des informations statistiques peuvent être exprimées à propos des variations et des corrélations entre les composantes du champ électrique E . Si l'on s'intéresse aux quantités mesurables expérimentalement, les deux seules formes quadratiques sont l'intensité I définie précédemment et la matrice de cohérence C :

$$C \equiv \langle EE^\dagger \rangle = \left\langle \begin{pmatrix} E_x E_x^* & E_x E_y^* \\ E_y E_x^* & E_y E_y^* \end{pmatrix} \right\rangle \quad (3.9)$$

En développant C dans la base des matrices de Pauli [Huard, 1993], σ_i , celle-ci s'écrit alors

$$C = \frac{1}{2} \sum_i S_i \sigma_i \quad (3.10)$$

Où S_i représente les paramètres de Stokes, également notés I , Q , U et V , que l'on représente habituellement par un vecteur :

$$S = \begin{pmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Le paramètre s_0 représente l'intensité totale et vérifie :

$$s_0^2 = I \geq s_1^2 + s_2^2 + s_3^2. \quad (3.12)$$

Les paramètres s_1 , s_2 représentent respectivement les différences d'intensité entre les composantes linéairement polarisées à 0° et 90° , et à 45° et 135° . Le paramètre s_3 est la différence d'intensité entre les composantes circulaires droite et gauche. Ceux-ci s'expriment en fonction des paramètres de l'onde :

$$S = \begin{pmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_0 + I_{90} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_d - I_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1^2 + a_2^2 \\ a_1^2 - a_2^2 \\ 2a_1 a_2 \cos \delta \\ 2a_1 a_2 \sin \delta \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Dans le cas où l'onde est parfaitement polarisée, le paramètre s_0 devient redondant, car il est lié aux autres paramètres par :

$$s_0^2 = I = s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 \quad (3.14)$$

Le Tableau 3.2 décrit les vecteurs de Stokes usuels

H	V	45°	-45°	CD	CG	Elliptique
$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\chi \cos 2\psi \\ \sin 2\chi \cos 2\psi \\ \sin 2\psi \end{bmatrix}$

Tableau 3.2 - Vecteur de Stokes des états de polarisation classiques. De gauche à droite : linéaire 0°, linéaire 90°, linéaire 45°, linéaire -45°, circulaire droit, circulaire gauche et elliptique

Une onde partiellement polarisée S peut être décrite par la superposition d'une onde complètement polarisée S_a avec une onde complètement non polarisée S_b :

$$S = S_a + S_b = \begin{bmatrix} \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Le degré de polarisation de l'onde partiellement polarisée ρ est défini par :

$$\rho = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0} \quad (3.16)$$

I_{pol} et I_{tot} représentent respectivement l'intensité polarisée et l'intensité totale. Le degré de polarisation de l'onde varie entre 0 et 1, et indique la proportion de lumière complètement polarisée. Le degré de polarisation vaut 0 pour une onde aléatoire, c'est-à-dire non polarisée, et 1 pour une onde parfaitement polarisée linéairement ou elliptiquement. Afin de retrouver les paramètres de l'ellipse de la composante polarisée, l'expression des paramètres du vecteur de Stokes peut s'écrire sous les différentes formes :

$$\begin{aligned} s_0 &= I_{tot} \\ s_1 &= I_{pol} \cos(2\phi) = I_{pol} \cos(2\chi) \cos(2\psi) \\ s_2 &= I_{pol} \sin(2\phi) = I_{pol} \cos(2\chi) \sin(2\psi) \\ s_3 &= I_{pol} \sin(2\phi) \sin(\delta) = I_{pol} \sin(2\chi) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Nous en déduisons les valeurs du déphasage δ , et de l'angle ϕ de la composante polarisée :

$$\begin{aligned}\delta &= \text{atan}(s_3/s_2) \\ \phi &= \frac{1}{2} \text{acos}\left(s_1/\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}\right)\end{aligned}\quad (3.18)$$

De la même manière, nous pouvons déterminer l'ellipticité χ et l'angle ψ du grand axe de l'ellipse :

$$\begin{aligned}\chi &= \frac{1}{2} \arcsin\left(s_3/\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}\right) \\ \psi &= \frac{1}{2} \arctan(s_2/s_1)\end{aligned}\quad (3.19)$$

3.2.3 Matrice de Mueller

Les effets d'un système optique linéaire (polariseurs, lames retardatrices, surfaces réfléchissantes) sur l'état de polarisation d'une onde peuvent être décrits par une matrice 4x4 ou matrice de Mueller. Le produit de la matrice de Mueller par le vecteur de Stokes S_i associé à l'onde entrante donne le vecteur de Stokes S_o associé à l'onde en sortie du système optique.

$$S_o = [M] \cdot S_i \quad (3.20)$$

avec

$$[M] = \begin{bmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} = M_{00} \begin{pmatrix} 1 & \vec{D}^T \\ \vec{P} & \mathbf{m} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Tout comme le vecteur de Stokes est lié au vecteur de Jones, nous pouvons déduire la matrice de Mueller à partir de la matrice de covariances des composantes du vecteur de Jones [Kim et al., 1987]. La seconde partie de l'équation représente la première étape de la décomposition polaire d'une matrice de Mueller [Anastasiadou2007] où \vec{P} et \vec{D} sont respectivement le vecteur polarisation et le vecteur diatténuation. Comme pour les vecteurs de Stokes la validité d'une matrice de Mueller est déterminée par certaines conditions physiques.

Dans la suite de ce chapitre, nous étudions le mécanisme de changement d'état de polarisation d'une onde lumineuse par les composants classiques ou une surface réfléchissante.

3.2.3.1 Polariseur linéaire et polariseur partiel

Un polariseur linéaire ou rectiligne est un composant optique qui polarise toute onde incidente selon un axe privilégié.

La matrice de Mueller d'un polariseur linéaire orientée selon un angle α est donnée par :

$$M_{pol}(\alpha) = \frac{\tau}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ \cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & 0 \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & \sin^2 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Dans bien des cas le polariseur n'est pas parfait et la polarisation obtenue n'est que partielle. La matrice de Mueller obtenue, qui modélise aussi la polarisation par réflexion spéculaire est alors :

$$M_{pp}(k_x, k_y) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} k_x + k_y & k_x - k_y & 0 & 0 \\ k_x - k_y & k_x + k_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{k_x k_y} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{k_x k_y} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

en notant k_x et k_y les coefficients de transmission en intensité suivant deux directions orthogonales.

3.2.3.2 Retardateur pur

Les retardateurs purs sont des éléments déphasant une onde incidente linéairement polarisée selon deux axes orthogonaux caractérisés par un indice optique différent. On distingue ainsi l'axe rapide d'indice n_e et l'axe lent d'indice n_o . Ces indices définissent la biréfringence du matériau qui est un des paramètres pour obtenir le retard du composant :

$$\delta = \frac{(n_o - n_e)2\pi e}{\lambda} \quad (3.24)$$

où λ est la longueur d'onde.

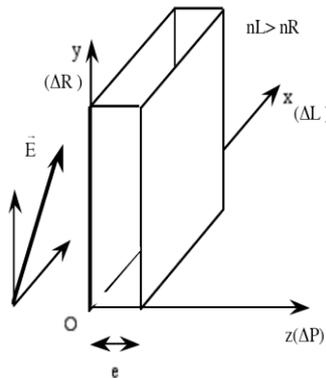


Figure 3.4 - Schéma d'une lame à retard

On distingue deux cas particuliers : les lames quart d'onde et les lames demi-onde. Une lame quart d'onde correspond à un déphasage $\delta = \pi/2$, elle transforme la lumière polarisée linéairement en lumière polarisée elliptiquement (et vice-versa). Une lame demi-onde

correspond à un déphasage $\delta=\pi$. Dans ce cas, si la polarisation du faisceau incident fait un angle θ avec l'axe rapide de la lame, alors celui-ci sortira avec une polarisation orientée à 2θ . Si le faisceau incident est elliptiquement polarisé gauche ou droit, il sortira elliptiquement polarisé inversé.

La matrice de Mueller d'un retardateur pur, de retard δ et orienté avec un angle de ψ , est alors donnée par :

$$M_{ret} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c^2 + s^2 \cos \delta & sc(1 - \cos \delta) & -s \sin \delta \\ 0 & sc(1 - \cos \delta) & s^2 + c^2 \cos \delta & c \sin \delta \\ 0 & s \sin \delta & -c \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

avec $c = \cos(2\psi)$ et $s = \sin(2\psi)$.

Certains matériaux changent leur biréfringence lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique. C'est le cas de cristaux de niobate de Lithium, LiNbO_3 , ou des cristaux liquides dont certaines propriétés seront décrites plus loin.

3.2.3.3 Dépolariseur

Un élément optique peut présenter une certaine dépolarisation, suite à une absence de cohérence, qu'elle soit spatiale, temporelle ou spectrale, qui apparait à chaque fois qu'on sommerait physiquement des intensités et non des champs. Un élément sans dichroïsme ni retard constitue un dépolariseur pur, dont la matrice de Mueller a la forme générale suivante :

$$M_{\Delta} = \begin{pmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & m_{\Delta} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

où m_{Δ} est une matrice 3x3 symétrique. En représentant M_{Δ} dans la base des vecteurs propres de m on obtient :

$$M_{\Delta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c \end{pmatrix} \quad \text{avec } |a|, |b|, |c| \leq 1 \quad (3.27)$$

3.3 Composants à cristaux liquides

Les cristaux liquides, découverts à la fin du siècle dernier, sont des molécules organiques qui possèdent des propriétés intermédiaires entre les liquides et les solides [Efron, 1995]. Ils ont un aspect liquide bien qu'ils présentent un arrangement moléculaire structuré. Sous l'action de contraintes mécaniques, thermiques, électriques, ... ces molécules peuvent glisser les unes contre les autres comme dans un liquide.

En fonction de la température à laquelle il est soumis, un cristal liquide possède donc plusieurs arrangements moléculaires caractéristiques, ou phases. Partant des températures les plus élevées vers les températures la plus basses, ces phases s'énoncent ainsi (Figure 3.5) :

- Pour une température élevée, les molécules sont désordonnées, le cristal est alors dans une phase isotrope,
- Lorsque la température baisse, et juste avant l'état liquide, les molécules s'orientent tout en gardant une distribution désordonnée en volume, c'est la phase nématique,
- Vient ensuite un cas particulier de la phase nématique : la phase cholestérique, caractérisée par une viscosité plus importante.
- A des températures plus basses et immédiatement après l'état solide, les molécules prennent un ordre de position et s'arrangent en couche équidistantes, c'est la phase smectique.

Dans cette dernière phase, il faut encore distinguer deux états particuliers : la phase smectique A (SmA) et la phase smectique C (SmC) où les molécules forment un angle θ par rapport à la normale appelé angle de tilt.

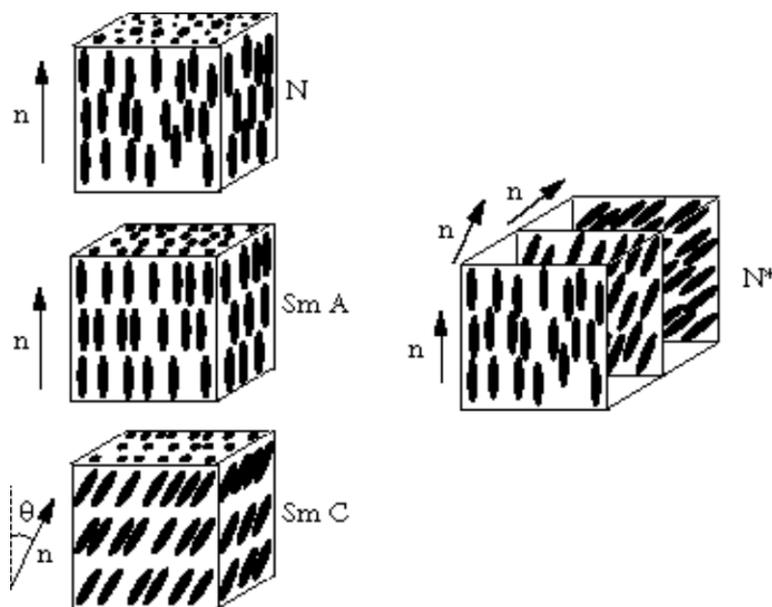


Figure 3.5 - Organisation moléculaire d'un cristal liquide. Seules les phases les plus usitées sont représentées (a) phase nématique, (b) phase smectique A, (c) phase smectique C, (d) phase nématique chirale

Ces cristaux ont une biréfringence au repos qui varie en fonction du champ électrique qui lui est appliqué. On peut ainsi développer des retardateurs de phase. Les paragraphes suivants donnent quelques exemples de retardateurs ou de modulateurs spatiaux (matrice de retardateurs) : ferroélectrique et nématiques.

3.3.1 Composants à cristaux liquides ferroélectriques

Les composants ferroélectriques couramment réalisés sont à base de cristaux liquides smectiques SMC* dont les molécules sont chirales. Celles-ci possèdent en plus une polarisation électrique spontanée p perpendiculaire à leur axe. Elles peuvent tourner autour d'un cône d'angle 2θ (angle de tilt) en suivant un enroulement hélicoïdal le long de la normale aux couches smectiques ce qui induit (par effet de moyenne) une perte de la polarisation macroscopique. L'interaction d'une phase smectique C* avec l'extérieur est donc nulle au niveau macroscopique. Toutefois, en 1980, Clark et Lagerwall [Clark & Lagerwall, 1980] montrèrent qu'en cassant l'hélice, une polarisation peut être obtenue. C'est à cause de cet effet de polarisation macroscopique, dit effet ferroélectrique que les composants ainsi réalisés sont appelés modulateurs ferroélectriques. Il s'agit alors de placer le cristal liquide entre deux plaques de verre espacées d'une distance inférieure à la période de l'hélice (typiquement 1 à 5 μm). Une telle cellule est dite stabilisée au niveau des surfaces (Surface Stabilized Ferroelectric Liquid Crystal, SSFLC).

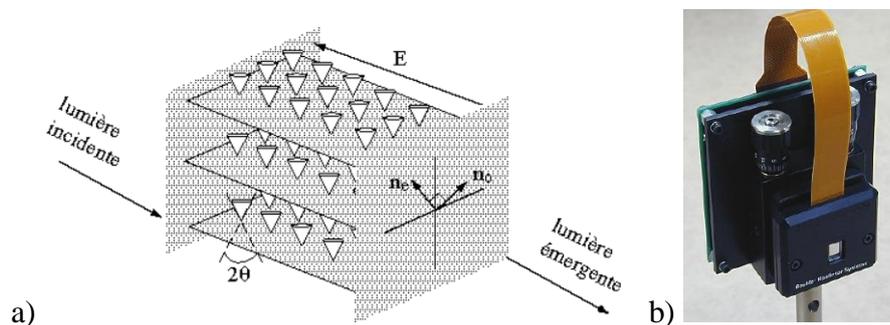


Figure 3.6 - a) Modulation spatiale réalisée par un cristal liquide SSFLC b) exemple de modulateur FLC (Boulder Nonlinear Systems)

La Figure 3.6 montre la modulation spatiale de l'onde incidente réalisée par un cristal de ce type. L'application du champ électrique E permet de commander deux états de polarisation, biréfringence de la cellule qui se trouve entre un polariseur et un analyseur, selon un angle de 2θ (les cônes de la figure). La cellule permet alors une modulation de phase ou d'amplitude binaire. Les composants réalisés sont donc souvent des modulateurs de phase binaire également caractérisé par des cadences pouvant atteindre 1000Hz. La technologie FLC est surtout utilisée pour réaliser des shutters rapides mais on dispose maintenant de modulateurs pixelisés offrant plusieurs niveaux d'amplitude ou de phase [BNS, 2010] qui peuvent s'appliquer pour mettre au point des polarimètres imageants rapides [Jaulin et al. 2008].

3.3.2 Composants à cristaux nématiques

Les molécules de cristal liquide forment ici une hélice (Figure 3.7) et cet agencement est aussi caractérisé par une biréfringence caractérisant le milieu comme un milieu biaxe : un axe ordinaire (indice n_o) et un axe extraordinaire (indice n_e). Lorsque l'on applique à une telle cellule à cristaux liquides une tension (V) supérieure à un certain seuil (V_{th}), on modifie alors l'agencement moléculaire en cassant progressivement l'hélice (Figure 3.7) faisant ainsi varier son angle de basculement dont dépend également l'indice extraordinaire.

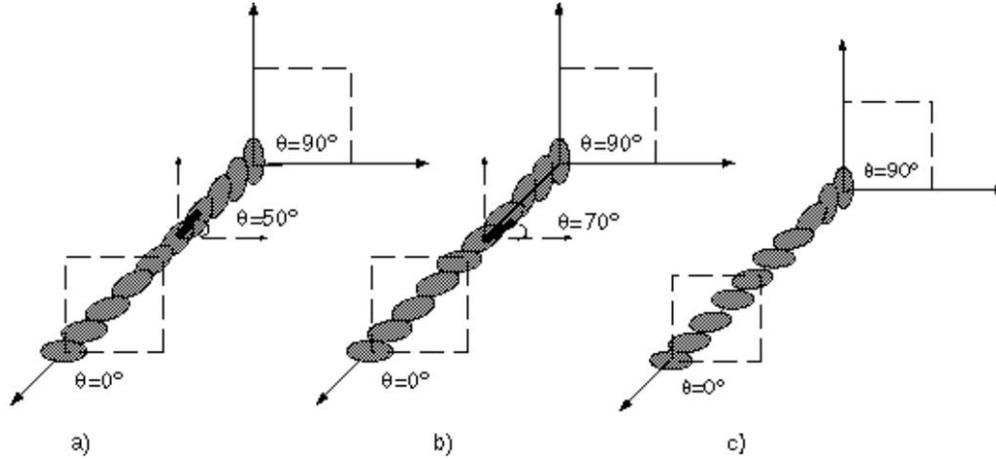


Figure 3.7 - Evolution de l'angle de tilt que font les molécules en fonction du champ électrique appliqué à la cellule; a) cellule au repos ($V=0$), b) cellule soumise à un champ électrique modifiant légèrement l'hélice ($V > V_{th}$), et c) cellule soumise à un champ électrique ayant fortement "aplani" l'hélice ($V \gg V_{th}$).

On peut alors observer deux comportements :

- lorsque la cellule est faiblement polarisée (V proche de V_{th}) les molécules basculent peu et retardent l'onde incidente faisant ainsi tourner sa polarisation. Le déphasage atteint n'excède toutefois pas 2π et une légère modulation d'amplitude se produit.
- lorsque la tension augmente ($V \gg V_{th}$), le basculement de l'hélice est tel que la polarisation n'est plus guidée tout au long de la cellule. La présence de polariseurs croisés transforme alors cette modulation de polarisation en modulation d'amplitude. Une modulation de phase couplée à celle-ci reste toutefois présente. On pourra alors soit la réduire à l'aide des polariseurs (au détriment du contraste) soit chercher à la contrôler (modulation dite en spirale).

Ces cellules à cristaux liquides nématiques en hélice modulant la polarisation de l'onde incidente, nous pouvons alors modéliser leur comportement à l'aide du formalisme des matrices de Jones. La matrice est alors la suivante :

$$LCTV(\alpha, \beta) = c \begin{pmatrix} \cos(\gamma) - j \frac{\beta}{\gamma} \sin(\gamma) & \frac{\alpha}{\gamma} \sin(\gamma) \\ -\frac{\alpha}{\gamma} \sin(\gamma) & \cos(\gamma) + j \frac{\beta}{\gamma} \sin(\gamma) \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

avec c un coefficient représentant la perte d'intensité due aux réflexions sur la surface du composant, et

$$\gamma = [\alpha^2 + \beta^2]^{1/2} \quad (3.29)$$

Le paramètre β est la biréfringence locale de la cellule qui variera en fonction de sa tension d'alimentation :

$$\beta = \frac{\pi d}{\lambda} (n_e(\theta) - n_o) \quad (3.30)$$

où d est l'épaisseur de la cellule, λ la longueur d'onde de la lumière incidente. En l'absence d'alimentation, β atteint son maximum :

$$\beta_{\max} = \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \quad (3.31)$$

Dans ces expressions, l'indice extraordinaire n_e dépend de l'angle de "tilt" θ qui est l'angle de rotation de l'hélice de la cellule en fonction de la tension d'alimentation. Les relations exprimant cette dépendance sont les suivantes :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} \left\{ \exp \left[-\frac{V_{rms} - V_c}{V_0} \right] \right\} \quad (3.32)$$

et

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_e^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_o^2} \quad (3.33)$$

cette dernière relation donnant n_e et donc β .

Ce modèle possède donc comme paramètres principaux : l'angle de l'hélice α , l'épaisseur de la cellule d , les indices de réfraction ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e), et les tensions caractéristiques de la cellule. Ceux-ci seront déterminés grâce à l'étape de caractérisation du composant utilisé.

Une remarque concernant ce type de modulateurs à cristaux liquides nématiques, est que si l'on peut s'arranger pour obtenir un angle nul pour l'hélice, on obtient alors une cellule à alignement parallèle ayant la particularité de se comporter comme une lame à retard de phase fournissant ainsi une modulation de phase pure. De tels composants sont actuellement de plus en plus utilisés en raison de leur coût devenu plus faible (Figure 3.8).

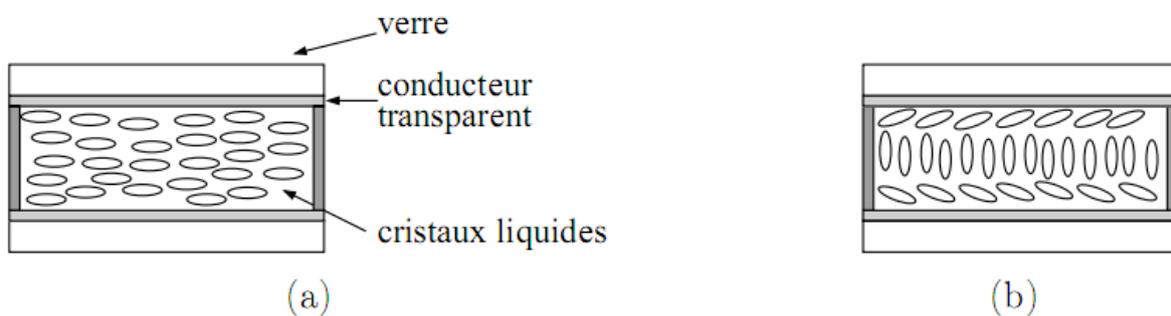


Figure 3.8 - Cellule à cristaux liquides nématiques à alignement parallèles (a) au repos et (b) avec une tension appliquée

Suivant le domaine concerné, comme l'holographie par exemple, on cherchera à déterminer les paramètres de matrice de Jones [Soutar & Lu, 1994], ou de Mueller, du composant ce qui revient aussi à estimer la modulation réalisée. Une méthode de calibration est ainsi proposée dans la suite.

3.4 Réflexion d'une onde sur une surface

Les interactions entre une onde lumineuse et une surface sont décrites par les équations de Maxwell. Un modèle de réflexion est ensuite déterminé en résolvant les équations et en respectant les conditions de continuité imposées par la surface sur les champs électriques et magnétiques. Les relations concernant le calcul de l'angle de l'onde réfractée et de l'onde réfléchie, en fonction de l'angle d'incidence θ , pour une surface séparant deux milieux d'indices respectifs n_1 et n_2 (Figure 3.9) sont données par la loi de Snell-Descartes :

$$\begin{aligned}\theta_i &= \theta_r \\ n_1 \sin \theta_i &= n_2 \sin \theta_t\end{aligned}\quad (3.34)$$

Les relations de Fresnel établissent les rapports entre l'amplitude de l'onde incidente et l'amplitude de l'onde réfléchie, suivant les projections orthogonales et parallèles au plan d'incidence. En notant, A_{\perp} et A_{\parallel} les amplitudes de l'onde incidente, et R_{\perp} , R_{\parallel} les amplitudes de l'onde réfléchie, nous avons :

$$\begin{aligned}f_{\perp} &= \frac{R_{\perp}}{A_{\perp}} = \frac{-\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \\ f_{\parallel} &= \frac{R_{\parallel}}{A_{\parallel}} = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)}\end{aligned}\quad (3.35)$$

Les coefficients de réflectivité F_{\perp} , F_{\parallel} , sont alors déterminés à partir des coefficients de Fresnel donnés par l'équation (3.35) :

$$F_{\perp} = |f_{\perp}|^2, \quad F_{\parallel} = |f_{\parallel}|^2 \quad (3.36)$$

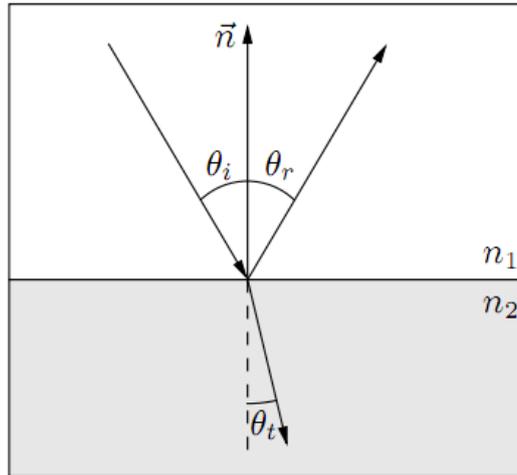


Figure 3.9 - Réflexion et réfraction d'une onde sur une surface

Dans le modèle de Mueller, une surface réfléchissante est donnée par le produit des matrices de Mueller d'un polariseur partiel et d'un retardateur pur.

$$M_{refl} = M_{pp}(F_{\perp}, F_{\parallel}) \cdot M_{ret}(\delta, 0) \quad \text{où } \delta = \arg(f_{\parallel} - f_{\perp}) \quad (3.37)$$

En effectuant le produit, nous obtenons :

$$M_{refl} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} F_{\perp} + F_{\parallel} & F_{\perp} - F_{\parallel} & 0 & 0 \\ F_{\perp} - F_{\parallel} & F_{\perp} + F_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}} \cos \delta & 2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}} \sin \delta \\ 0 & 0 & -2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}} \sin \delta & 2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}} \cos \delta \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

Etudions maintenant le vecteur de Stokes $s(r)$ de l'onde lumineuse réfléchi par une surface parfaitement spéculaire. Notons $s(i)$ le vecteur de Stokes de l'onde incidente parfaitement non polarisée d'intensité I_0 . La multiplication par la matrice M_{refl} permet d'établir :

$$s^{(r)} = M_{refl} \cdot s^{(i)} = M_{refl} \cdot \begin{bmatrix} I_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{I_0}{2} \cdot \begin{bmatrix} F_{\perp} + F_{\parallel} \\ F_{\perp} - F_{\parallel} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

L'état de polarisation de l'onde réfléchi dépend directement des coefficients de réflexion de Fresnel F_{\perp} et F_{\parallel} . Par conséquent, il dépend de l'indice de réfraction de la surface, et de l'angle d'incidence. La Figure 3.10 présente le tracé des courbes de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence. Nous remarquons, et nous pouvons démontrer, que l'inégalité suivante est vérifiée pour tout indice de réfraction et pour tout angle d'incidence :

$$F_{\perp} \geq F_{\parallel} \quad (3.40)$$

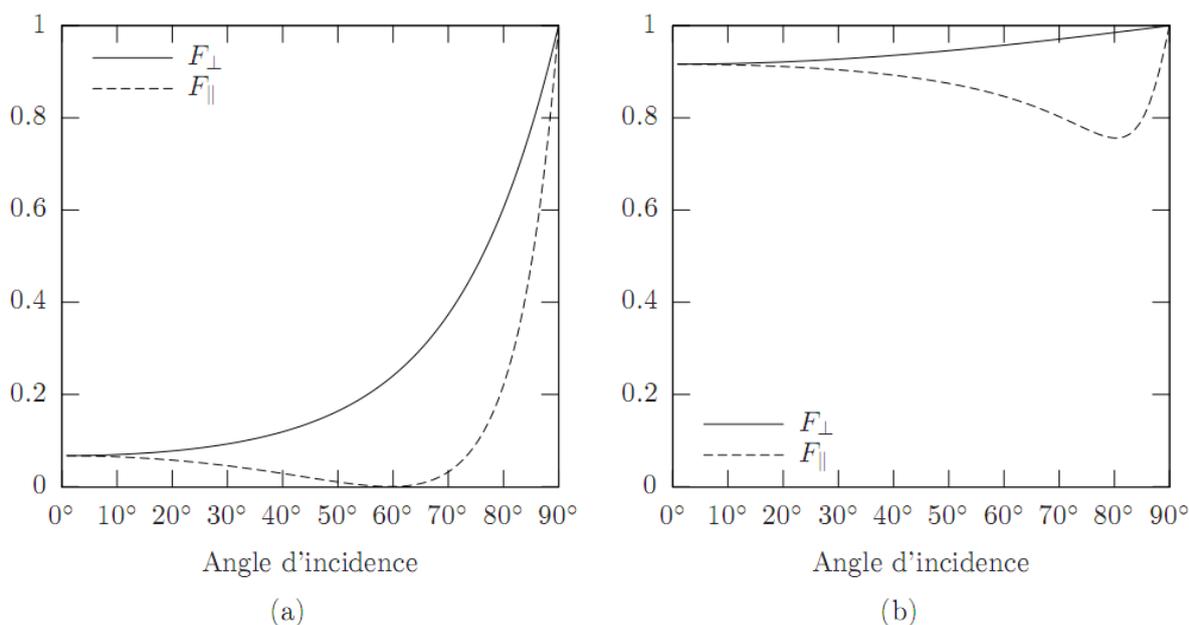


Figure 3.10 - Courbes des coefficients de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence pour des matériaux de type : a) diélectrique, b) métallique

D'après l'équation (3.39), nous en déduisons que l'onde réfléchie est partiellement polarisée car :

$$s_0^2 \geq s_1^2 + 0 + 0 \quad (3.41)$$

Comme de plus, $F_{\perp} \geq F_{\parallel}$, son degré de polarisation ρ s'écrit :

$$\rho = \left| \frac{F_{\perp} - F_{\parallel}}{F_{\perp} + F_{\parallel}} \right| = \frac{F_{\perp} - F_{\parallel}}{F_{\perp} + F_{\parallel}} \quad (3.42)$$

L'intensité lumineuse de l'onde réfléchie est donnée par :

$$I = \frac{I_0}{2} \cdot (F_{\perp} + F_{\parallel}) \quad (3.43)$$

L'onde est, de plus, partiellement linéairement polarisée, car l'ellipticité χ définie par l'équation (3.19) est nulle. Dans ce cas, l'angle de polarisation φ donné par l'équation (3.18) devient :

$$\varphi = \frac{1}{2} \arccos \frac{F_{\perp} - F_{\parallel}}{|F_{\perp} - F_{\parallel}|} = \frac{1}{2} \arccos \pm 1 \quad (3.44)$$

Or, comme $F_{\perp} \geq F_{\parallel}$ et $\varphi=0$, nous en déduisons que la lumière réfléchie est partiellement linéairement polarisée, orthogonalement au plan d'incidence (Figure 3.11).

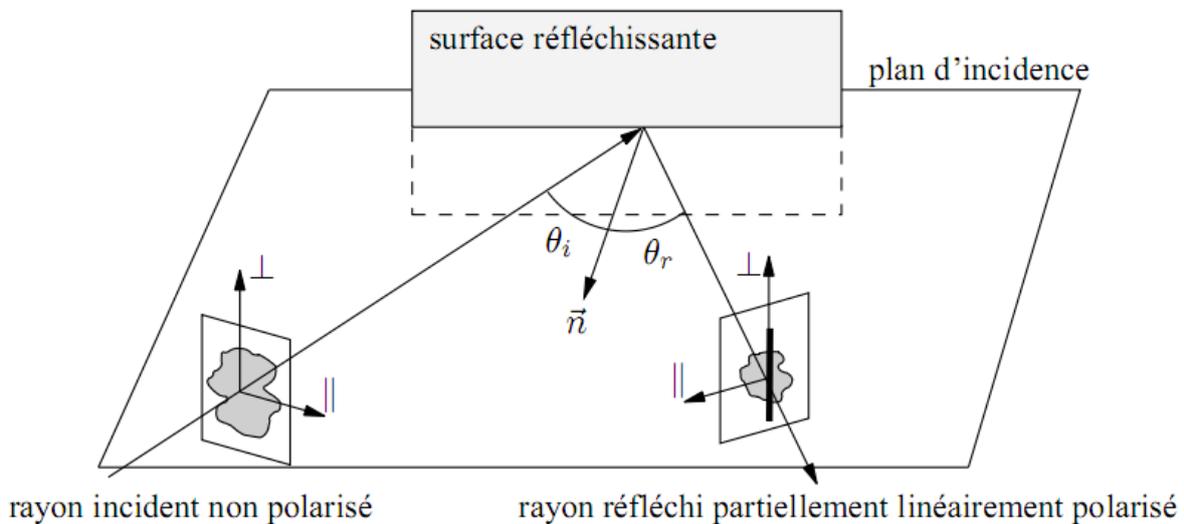


Figure 3.11 - Réflexion d'une onde non polarisée sur une surface réfléchissante

3.5 Représentation des paramètres de polarisation

Les images des paramètres de polarisation sont parfois difficilement interprétables. La représentation la plus classique d'un état de polarisation est la sphère de Poincaré. L'étude des ondes partiellement linéairement polarisées, est facilitée par une analogie avec l'imagerie couleur, représentant sur une seule image couleur, les trois paramètres de l'onde.

3.5.1 Sphère de Poincaré

La sphère de Poincaré est définie par une sphère unitaire, sur laquelle une onde parfaitement polarisée est représentée par un vecteur. Cette représentation essentiellement utilisée en ellipsométrie, peut également être appliquée en traitement d'images, pour segmenter des scènes ou des objets dans l'espace de Poincaré [Lakroum et al, 2005]. Comme le montre la Figure 3.12, tout vecteur de Stokes d'une onde parfaitement polarisée est caractérisé par un point sur la sphère. L'axe z représente l'ellipticité de l'onde (gauche ou droite), selon sa position par rapport au plan équatorial. Une onde parfaitement linéairement polarisée sera représentée par un point sur l'axe équatorial.

Les ondes partiellement polarisées sont également représentées : leur point équivalent est dans ce cas à l'intérieur de la sphère. Ainsi, une onde partiellement linéairement polarisée appartiendra au disque passant par le plan équatorial.

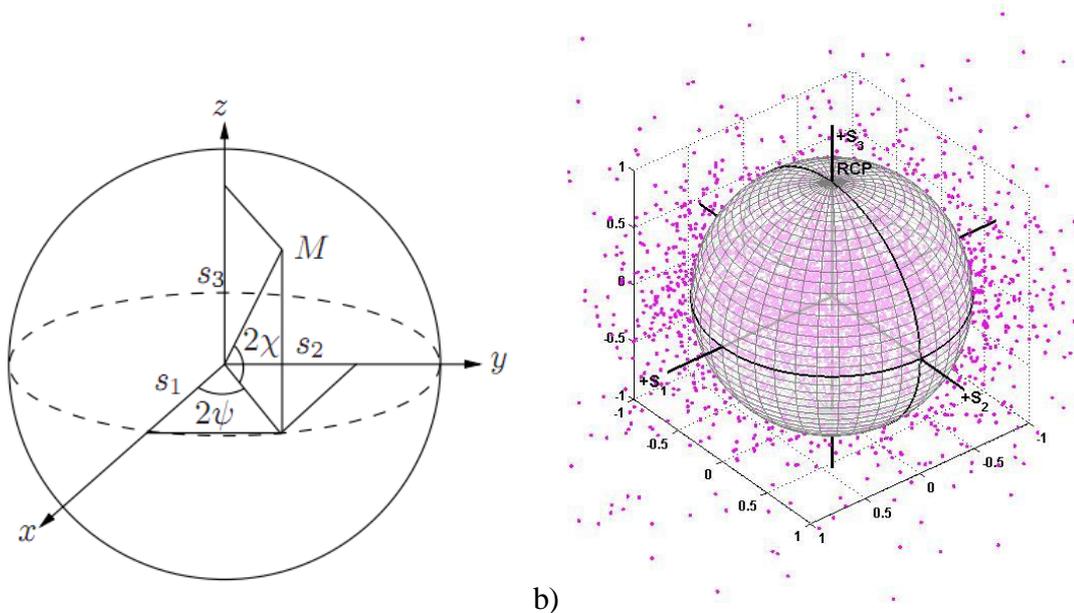


Figure 3.12 - (a) Représentation des paramètres de polarisation d'une onde sur la sphère de Poincaré (b) exemple de vecteurs issus d'un capteur imageant [Zallat & Heinrich, 2007].

En polarimétrie cette vue permet de situer très rapidement l'état de polarisation de l'onde étudiée et en imagerie de polarisation nous pouvons projeter chaque pixel afin par exemple d'identifier rapidement les mauvaises estimations.

3.5.2 Représentation couleur

Dans le cas particulier de lumière partiellement linéairement polarisée, une analogie entre les paramètres de polarisation et les paramètres de couleur est possible. Wolff et al. [Wolff, 1995] ont utilisé cette analogie pour représenter sur une seule image couleur les trois paramètres de

la lumière partiellement linéairement polarisée. En notant I l'intensité lumineuse totale de la lumière, ρ son degré de polarisation, et φ son angle de polarisation, la transformation suivante peut être effectuée :

$$\begin{aligned} 2\varphi &\rightarrow H, \\ I &\rightarrow L, \\ \rho &\rightarrow S. \end{aligned} \tag{3.45}$$

Cette transformation permet de représenter les paramètres de polarisation sur une seule image en utilisant le codage HLS où H est la teinte, L la luminance, et S la saturation. L'angle de polarisation φ étant π -périodique, il est multiplié par deux afin d'être en cohérence avec la teinte. La Figure 3.13 montre la représentation des paramètres de polarisation mesurés sur une sphère théorique (d'indice de réfraction $n=1,7$) éclairée parfaitement uniformément, par une source lumineuse non polarisée. Les trois premières images représentent les paramètres de polarisation de la lumière réfléchie. La première image représente l'intensité lumineuse réfléchie par la sphère. La seconde illustre le degré de polarisation de la lumière réfléchie : les pixels noirs sont les lieux où le degré de polarisation est nul, et les pixels blancs caractérisent les lieux où la polarisation linéaire est parfaite. La troisième image représente l'angle de polarisation de la lumière réfléchie avec des valeurs allant de 0 à π . L'image de couleur est le résultat de la transformation (3.45). Sur cette dernière, la couleur d'un pixel représente l'angle de polarisation, et la saturation du pixel représente le degré de polarisation. Un pixel peu coloré est ainsi caractéristique d'une polarisation très faible. Enfin, la luminance, ici constante, représente simplement l'intensité lumineuse.

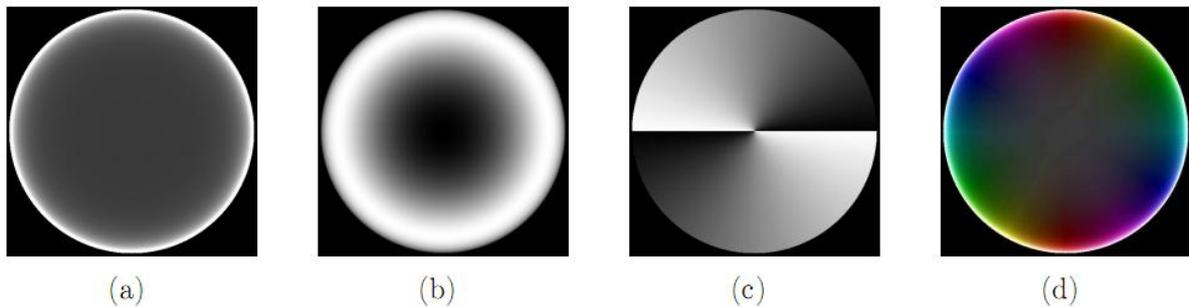


Figure 3.13 - Représentation des paramètres de polarisation : a) intensité b) degré de polarisation c) angle de polarisation d) image couleur résultante

Pour les applications de mesure de contraste de polarisation, cette représentation n'est pas optimale surtout lorsque la lumière émise est très peu polarisée. Dans ce cas, la couleur qui représente l'angle de polarisation est très sensible au bruit. Tyo et al. [Tyo et al., 1998] ont utilisé la transformation suivante :

$$\begin{aligned} 2\varphi_0 &\rightarrow H, \\ I_{//} + I_{\perp} &\rightarrow L, \\ I_{//} - I_{\perp} &\rightarrow S. \end{aligned} \tag{3.46}$$

φ_0 est l'angle de référence du polariseur, c'est-à-dire l'angle pour lequel nous mesurons $I_{//}$. L'information de couleur permet ici de repérer l'orientation de l'axe de référence.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons brièvement passé en revue la description de l'état de polarisation d'une onde lumineuse par les vecteurs de Jones et de Stokes, ainsi que la transformation de ces vecteurs lors de la traversée d'un élément optique linéaire. Cette transformation, elle-même linéaire, est décrite respectivement par les matrices de Jones et de Mueller de l'élément considéré. Nous avons aussi évoqué les possibilités de représentation des paramètres de polarisation à l'aide de la sphère de Poincaré. Nous avons également vu que le formalisme de Jones est bien adapté aux états totalement polarisés, qui transforment un état totalement polarisé en un autre. En revanche, le formalisme de Stokes-Mueller devient nécessaire pour décrire des états de polarisation partielle de la lumière, ainsi que les propriétés polarimétriques d'échantillons partiellement (voire totalement) dépolarisants. Dans tout ce qui suit, nous utiliserons ce formalisme, en raison de sa généralité et aussi parce que le dispositif de mesure proposé effectue une mesure de polarisation partielle.

Chapitre 4 Imagerie de polarisation

Un capteur polarimétrique permet de calculer les paramètres de polarisation de la lumière réfléchi par une scène ou par un objet. Lorsque l'on souhaite déterminer tous les paramètres de Stokes, ces capteurs sont appelés polarimètres de Stokes. Nous abordons très rapidement les polarimètres de Mueller qui permettent une caractérisation complète du système mais qui nécessitent en plus de l'analyse la maîtrise de la source. Or pour l'étude d'ondes partiellement linéairement polarisées, il n'est pas nécessaire d'avoir accès à tous les paramètres, et des systèmes beaucoup plus simples peuvent être utilisés. Ces capteurs peuvent être classés selon différentes familles [Tyo et al., 2006]. Nous présenterons dans la suite essentiellement des architectures de dispositifs actifs séquentiels, ce que la classification de Tyo regroupe dans les dispositifs à éléments rotatifs, et des dispositifs à division de front d'onde.

	Caractéristique de conception	Fabrication, intégration, coût	Correspondance entre les images
Élément rotatif	<ul style="list-style-type: none"> • Robuste • Relativement petit • Ne convient pas aux scènes dynamiques 	<ul style="list-style-type: none"> • Mise en œuvre facile • Peu cher 	<ul style="list-style-type: none"> • Mouvement de la scène et de la plateforme • Pas de problème de faisceau vagabond ou supprimé logicielleme • Mauvaise superposition est linéaire
Division d'amplitude (FPA multiple)	<ul style="list-style-type: none"> • Acquisitions simultanées • Grande taille du système 	<ul style="list-style-type: none"> • Haute flexibilité mécanique et rigidité nécessaire • Cher • Grand 	<ul style="list-style-type: none"> • Doit superposer plusieurs FPA • Mauvaise superposition peut être fixé • Peut être non linéaire
Division de l'ouverture	<ul style="list-style-type: none"> • Acquisitions simultanées • Petite taille 	<ul style="list-style-type: none"> • Perte de résolution spatiale • Cher 	<ul style="list-style-type: none"> • Mauvaise superposition fixé • Peut être linéaire
Division du plan focal	<ul style="list-style-type: none"> • Acquisitions simultanées • Petit et robuste • Perte de résolution spatiale 	<ul style="list-style-type: none"> • Fabrication difficile • Alignement difficile • Très cher 	<ul style="list-style-type: none"> • Mauvaise superposition entre pixels (IFOV) • Interpolation requise • Mauvaise superposition fixé
Co-pointage	<ul style="list-style-type: none"> • Acquisitions simultanées • Meilleure utilisation sur de larges bandes 	<ul style="list-style-type: none"> • Facile à intégrer • Cher 	<ul style="list-style-type: none"> • Mauvaise superposition non stable

Tableau 4.1 - Les différentes architectures de polarimètres imageants, selon Tyo

Les paragraphes suivants décrivent les architectures de polarimètres les plus communes et présentent certaines applications de l'imagerie polarimétrique.

4.1 Polarimètres imageants

Les deux grandes familles de polarimètres imageants sont les polarimètres de Stokes et les polarimètres de Mueller. Nous présentons brièvement ces derniers et plus en détail le cas des polarimètres de Stokes. Le premier est le plus simple des montages, et utilise des éléments optiques passifs comme un filtre polariseur et une lame quart d'onde. Le second est un montage dynamique, faisant intervenir des composants optiques actifs, comme des retardateurs à cristaux liquides.

4.1.1 Polarimètre de Mueller

Il s'agit ici du dispositif le plus complet composé de deux parties : une source de lumière suivie d'un générateur d'états de polarisation (polarization state generator ou PSG) et un analyseur d'états de polarisation (polarization state analyzer ou PSA) dont la structure sera en fait celle d'un polarimètre de Stokes dynamique que nous verrons dans la suite. Pour chaque partie il est maintenant courant d'utiliser des retardateurs commandés électriquement.

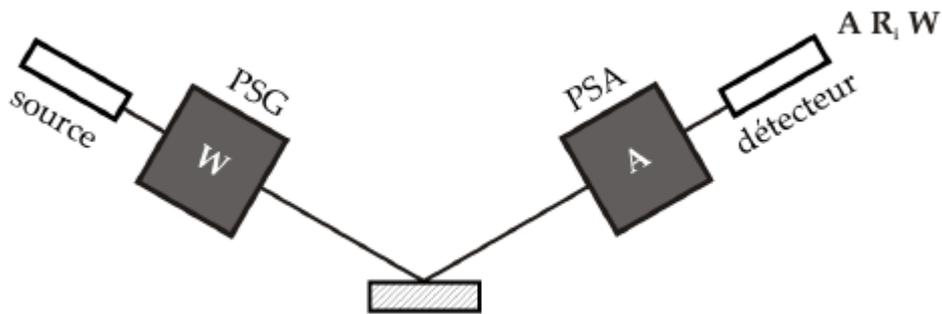


Figure 4.1 - Schéma de principe d'un polarimètre de Mueller, ici en réflexion; A et W sont les matrices d'états de chaque bras

Afin de pouvoir mesurer une matrice de Mueller complète, les états de polarisation donnés par le PSG devront former une partie génératrice de l'espace des vecteurs de Stokes et être donc composés au minimum de quatre états de polarisation indépendants. La lumière dont la polarisation est ainsi contrôlée interagit ensuite avec l'échantillon étudié, suivant une configuration par transmission, réflexion, diffraction, diffusion, ... Les états de polarisation ainsi modifiés sont ensuite projetés sur une base d'états connue, fournie par l'analyseur d'états de polarisation (PSA), avant d'en mesurer l'intensité à l'aide d'un détecteur.

Une procédure de calibration permettant de trouver un couple A et W optimal est à mettre en œuvre [Compain et al., 1999].

4.1.2 Montage de Stokes statique

À l'aide d'une caméra, d'un filtre polariseur linéaire et d'une lame quart d'onde, six mesures d'intensité lumineuse sont nécessaires pour déterminer en tout point les paramètres de Stokes de la lumière reçue. Comme le montre la Figure 4.2 (a), on acquiert dans un premier temps des images d'intensité I_{0° , I_{90° , I_{45° et I_{135° correspondant aux orientations du filtre polariseur suivantes : 0° , 90° , 45° , et 135° . Puis, en utilisant une lame quart d'onde (retard de $\pi/2$) orientée à 45° et 135° , et un filtre polariseur orienté à 0° , on acquiert les images d'intensité : $I_{45^\circ, \pi/2}$ et $I_{135^\circ, \pi/2}$ (Figure 4.2 (b)). La lame quart d'onde permet de déterminer le paramètre S_3 qui décrit la composante elliptique de l'onde.

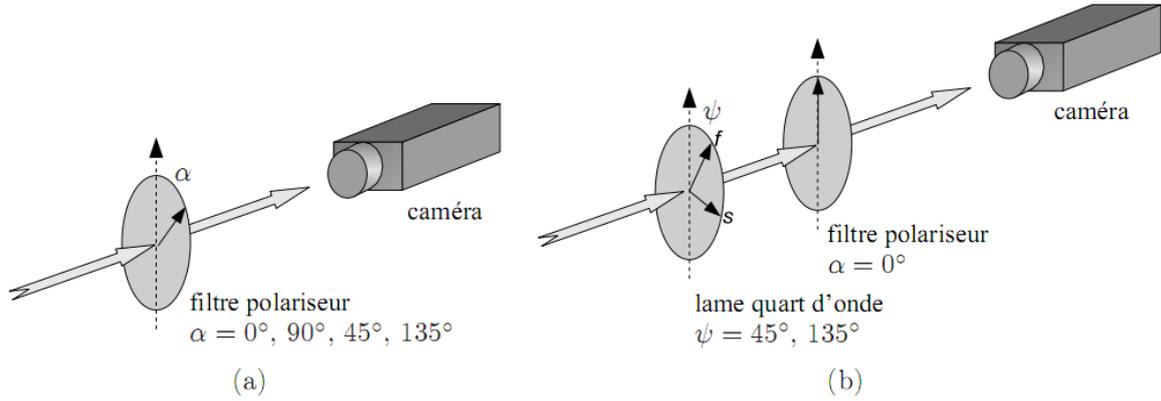


Figure 4.2 - Montage statique pour déterminer les paramètres de Stokes : a) étape n°1, b) étape n°2

À l'aide des matrices de Mueller précédemment rappelées, on montre facilement que les paramètres de Stokes d'une onde quelconque s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} s_0 = I_{0^\circ} + I_{90^\circ} \\ s_1 = I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ s_2 = I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \\ s_3 = I_{45^\circ, \pi/2} + I_{135^\circ, \pi/2} \end{cases} \quad (4.1)$$

4.1.3 Montage Stokes dynamique

Le montage précédent est très contraignant, et il est surtout destiné à la mesure d'épaisseur des couches minces par ellipsométrie. Les capteurs polarimétriques de Stokes mesurent également les quatre paramètres du vecteur de Stokes, mais ils répondent à trois contraintes supplémentaires. Tout d'abord, contrairement à l'application réalisée en ellipsométrie (la mesure n'est effectuée qu'à l'aide d'un photo-détecteur), le polarimètre de Stokes imageant doit donner l'ensemble des vecteurs de Stokes sur une image entière. Ensuite, le rapport signal sur bruit est plus petit puisque dans la plupart des applications, la polarisation de la source lumineuse n'est pas parfaitement maîtrisée. Enfin, ces polarimètres de Stokes répondent à un besoin d'optimisation du temps d'acquisition des vecteurs.

Le montage présenté ici est constitué de deux retardateurs variables à cristaux liquides ainsi que d'un filtre polariseur linéaire (Figure 4.3). L'orientation des trois composants est fixe au cours de l'acquisition. A l'aide des matrices de Mueller, la matrice correspondant au système peut s'écrire :

$$M_{dyn}(\delta_1, \delta_2) = M_{pola}(\alpha) \cdot M_{ret}(\delta_2, \psi_2) \cdot M_{ret}(\delta_1, \psi_1) \quad (4.2)$$

où α , ψ_1 , et ψ_2 sont les orientations fixes des trois composants, et δ_1 , δ_2 sont les retards variables des retardateurs. Le vecteur de Stokes $S'(s'_0, s'_1, s'_2, s'_3)$ de l'onde lumineuse vue en sortie du système par le détecteur s'écrit en fonction du vecteur de Stokes de l'onde lumineuse à étudier $S(s_0, s_1, s_2, s_3)$:

$$S' = M_{dyn}(\delta_1, \delta_2) \cdot S \quad (4.3)$$

La caméra n'étant sensible qu'à l'intensité lumineuse I , seule la première ligne de la matrice de Mueller est nécessaire et nous pouvons écrire :

$$I(\delta_1, \delta_2) = s'_0 = M_{dyn11} \cdot s_0 + M_{dyn12} \cdot s_1 + M_{dyn13} \cdot s_2 + M_{dyn14} \cdot s_3 \quad (4.4)$$

En choisissant un minimum de quatre combinaisons de couples, il est possible d'établir un système d'équations linéaires reliant les intensités vues par la caméra aux paramètres du vecteur de Stokes. Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, certains couples (δ_1, δ_2) optimisent le conditionnement de la matrice de Mueller du système polarimétrique [Tyo, 2000], [De Martino & Loude-Boulesteix, 2004]. Pour améliorer ce rapport, il est également possible d'augmenter le nombre d'images, et le nombre de combinaisons, afin de calculer le vecteur de Stokes par une estimation au sens des moindres carrés.

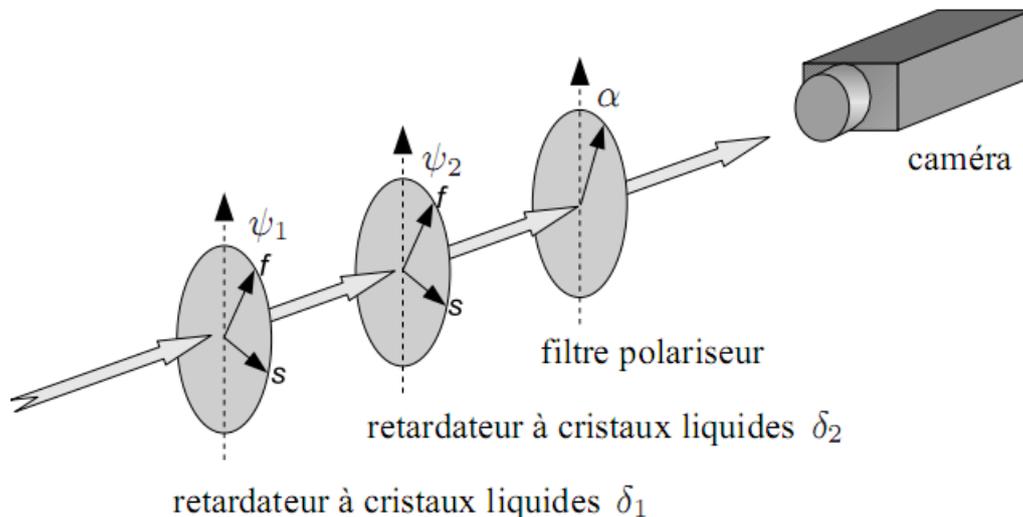


Figure 4.3 - Polarimètre de Stokes à cristaux liquides

4.1.4 Polarimètres de Stokes partiels

Pour de nombreuses applications, il n'est pas nécessaire de calculer tous les paramètres du vecteur de Stokes. Par exemple, pour étudier une lumière partiellement linéairement polarisée, il n'est pas utile de calculer le paramètre S_3 qui représente l'ellipticité de la partie polarisée (ellipticité nulle dans ce cas). Comme nous le verrons en détail dans la troisième partie, la lumière partiellement linéairement polarisée est par exemple créée à partir de la réflexion d'une onde non polarisée.

4.1.4.1 Principe

Selon le formalisme donné par l'équation (3.17), et d'après l'expression (3.16) du degré de polarisation ρ , le vecteur de Stokes d'une onde partiellement linéairement polarisée peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{cases} s_0 = I_{tot} \\ s_1 = \rho I_{tot} \cos 2\varphi \\ s_2 = \rho I_{tot} \sin 2\varphi \\ s_3 = 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

Dans ce cas, l'axe principal de l'ellipse particulière, qui est une droite, est orienté selon l'angle $\psi=\varphi$, et son ellipticité χ est nulle. Pour connaître l'état de polarisation d'une onde partiellement linéairement polarisée, il suffit de déterminer ses trois paramètres : soit le triplet (s_0, s_1, s_2) , soit le triplet (I_{tot}, ρ, φ) . Dans cette dernière représentation, I_{tot} représente l'intensité totale de l'onde, φ représente l'angle de polarisation de la composante linéairement polarisée, et ρ est le degré de polarisation. Pour alléger les expressions, nous noterons pour la suite : $I=I_{tot}$ l'intensité lumineuse totale.

4.1.4.2 Montage avec un filtre polariseur

En utilisant un filtre polariseur linéaire tournant devant une caméra, il est possible de déterminer les paramètres de polarisation d'une onde partiellement linéairement polarisée (Figure 4.4). De la même manière que pour trouver la relation (4.4), à l'aide de la matrice de Mueller du filtre polariseur définie en (3.22), nous avons une relation entre l'intensité lumineuse I_p vue par le capteur, et l'angle α de rotation du filtre :

$$\begin{cases} I_p(\alpha) = \frac{1}{2}(s_0 + s_1 \cos 2\alpha + s_2 \sin 2\alpha), \\ I_p(\alpha) = \frac{I}{2}(1 + \rho \cos(2\alpha - 2\varphi)). \end{cases} \quad (4.6)$$

L'intensité vue au travers du filtre polariseur varie donc sinusoidalement (Figure 4.5). Pour remonter aux paramètres de polarisation de l'onde, il suffit d'interpoler la précédente fonction en mesurant plusieurs intensités I_p pour différentes valeurs de l'angle α de rotation du filtre polariseur.

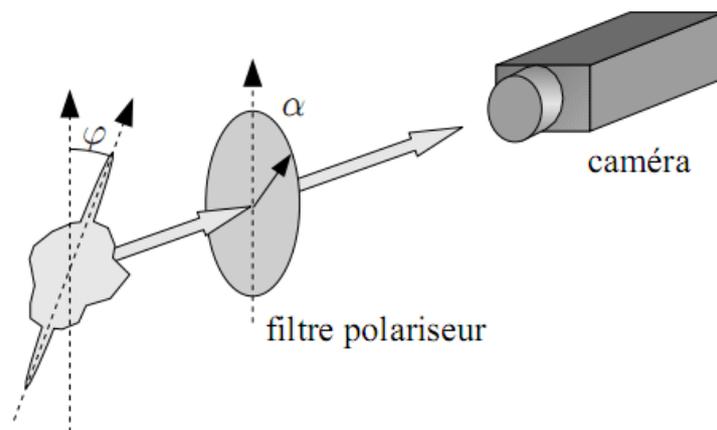


Figure 4.4 - Montage simple utilisant un filtre polariseur tournant devant le capteur

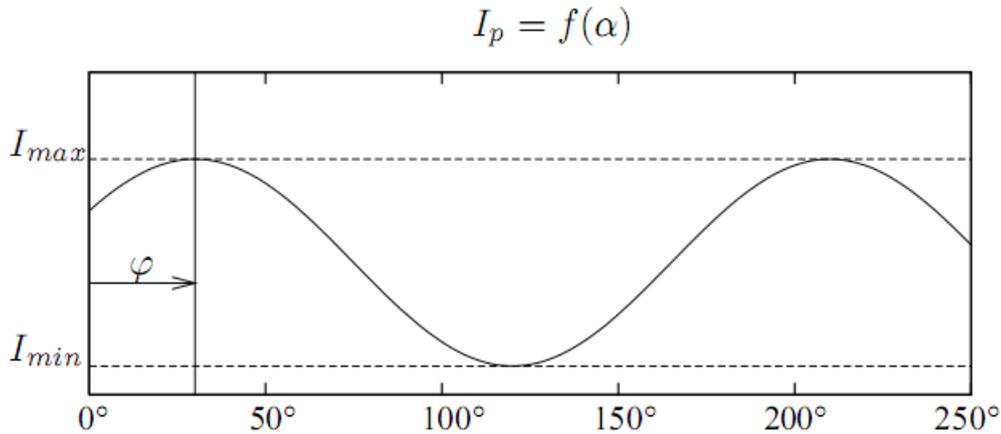


Figure 4.5 - Variation de l'intensité I_p en fonction de l'angle α

En notant I_{\min} et I_{\max} les intensités minimale et maximale vues au travers du filtre, l'expression (4.6) s'écrit sous la forme :

$$I_p(\alpha) = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2} + \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2} \cos(2\alpha - 2\varphi) \quad (4.7)$$

D'après les équations (4.6) et (4.7), l'intensité lumineuse et le degré de polarisation de l'onde réfléchie s'expriment sous la forme :

$$I = I_{\max} + I_{\min}, \quad \rho = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (4.8)$$

L'angle de polarisation φ est donné par le déphasage de la sinusoïde. Dans la pratique, trois méthodes principales sont utilisées pour déterminer les paramètres de l'onde partiellement linéairement polarisée. Dans la mesure où il y a trois paramètres à calculer, il est nécessaire de prélever au minimum trois images avec une orientation différente du filtre polariseur.

Par exemple, Wolff et Andreou [Wolff & Andreou, 1995] utilisent trois images I_{0° , I_{45° et I_{90° correspondant aux orientations suivantes : 0° , 45° et 90° . L'avantage principal de cette méthode est de pouvoir calculer les paramètres en temps réel.

Saito [Saito et al., 1999] propose une autre manière de calculer les paramètres. 36 images sont prises, correspondant à 36 rotations du filtre polariseur, allant de 0° à 180° par pas de 5 degrés. En conservant le minimum et le maximum de l'intensité de chaque pixel, et en appliquant les formules des équations (4.8), I et ρ sont calculés. φ est obtenu en conservant l'angle α du polariseur correspondant au maximum d'intensité. Cette méthode permet de calculer facilement les paramètres d'intensité et du degré de polarisation, mais elle est très sensible au bruit concernant la valeur de l'angle de polarisation.

La dernière méthode généralement employée est la méthode d'approximation au sens des moindres carrés linéaires. Cette méthode est plus coûteuse en temps de calcul, mais elle donne de meilleurs résultats. La Figure 4.6 montre les paramètres de degré de polarisation et d'angle de polarisation calculés suivant les trois méthodes énoncées ci-dessus. L'objet observé est une sphère uniformément éclairée sous un dôme d'éclairage diffus.

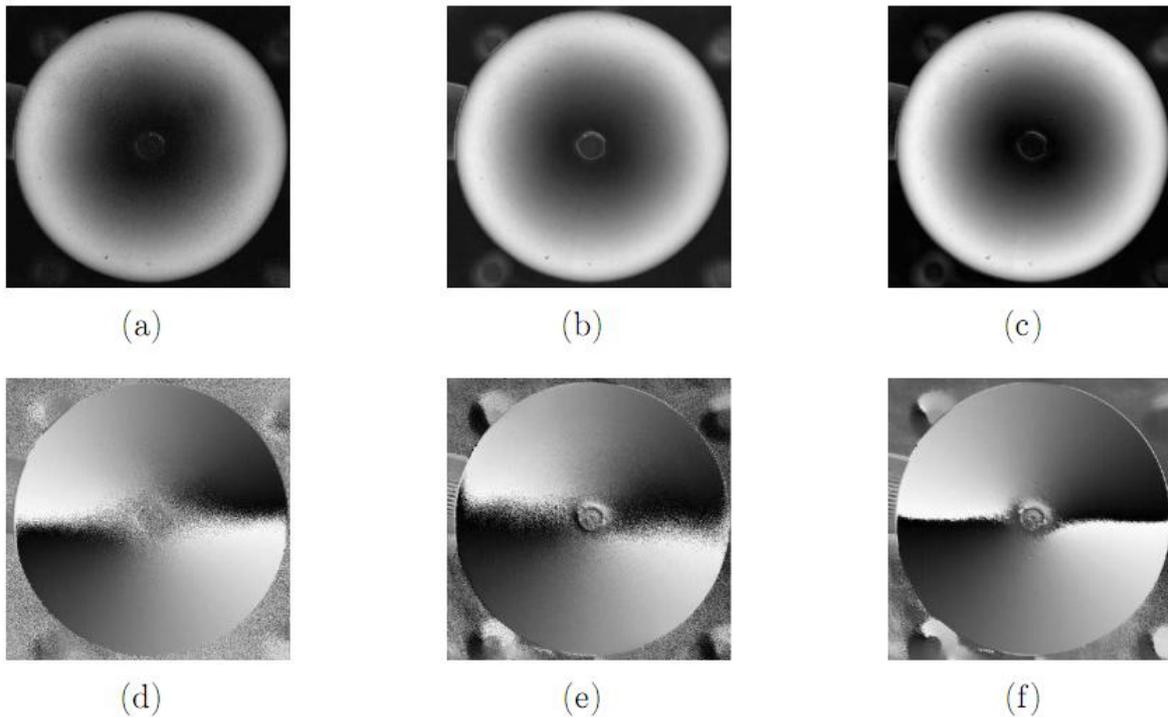


Figure 4.6 - Calcul des paramètres de polarisation

4.1.4.3 Montage avec des cristaux liquides nématiques en hélice

Wolff et al. [Wolff et al., 1997b] ont développé une caméra sensible à la polarisation à l'aide de deux cellules à cristaux liquides nématiques en hélice synchronisées avec le capteur. La structure des cristaux liquides nématiques en hélice fait tourner la polarisation linéaire selon un angle prédéterminé. Lorsqu'une tension alternative est appliquée sur le composant, l'hélice cesse d'être " vrillée " et la polarisation linéaire n'est plus tournée. La composante non polarisée n'est pas affectée par le composant.

Deux cristaux liquides nématiques en hélice sont utilisés : l'un fixé à 45° et l'autre à 90° . Un filtre polariseur linéaire orienté à 0° est placé entre les deux cellules et la caméra (Figure 4.7). L'acquisition de l'image correspondant à I_0 s'effectue en alimentant les deux composants (car dans ce cas, la polarisation n'est pas tournée). L'acquisition de I_{45} est obtenue en coupant uniquement l'alimentation de la cellule fixée à 45° . Pour obtenir l'image correspondant à I_{90} , on procède de la même manière avec la cellule fixée à 90° . Cette caméra effectue une mesure des trois paramètres de polarisation, à la cadence de cinq images par seconde.

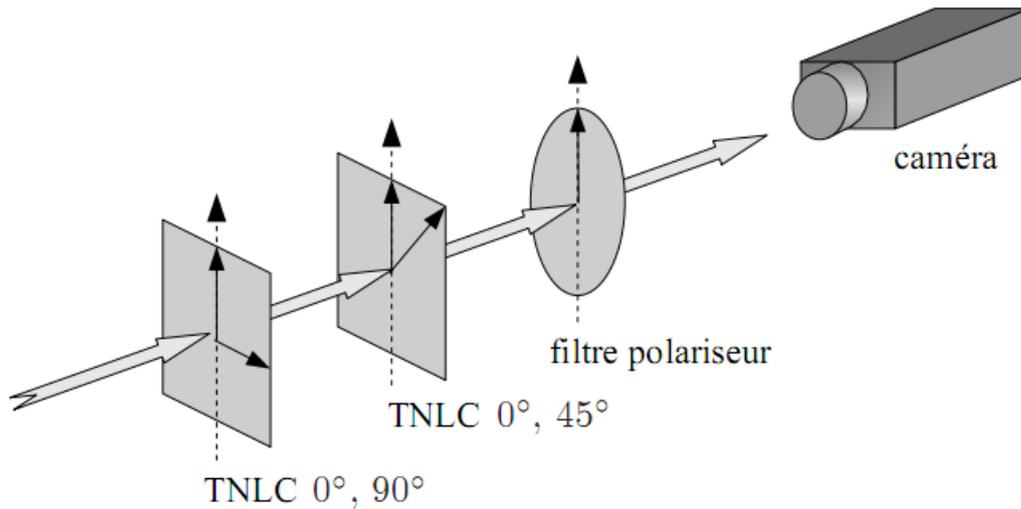


Figure 4.7 - Montage de camera polarimétrique utilisant des cellules à cristaux liquides nématiques en hélice

4.1.4.4 Montage avec retardateur à cristaux liquides nématiques

Il est également possible de créer une caméra polarimétrique à l'aide d'un seul retardateur à cristaux liquides nématiques à alignement parallèle. L'acquisition des paramètres de polarisation est plus longue, car la cellule est plus lente pour se stabiliser. En contrepartie, ce montage permet d'acquérir de nombreuses images avec des orientations différentes de la polarisation. Dans ce cas, il est possible d'appliquer la méthode des moindres carrés linéaires, pour obtenir des paramètres de polarisation plus robustes. Le montage est constitué dans l'ordre :

1. d'une lame quart d'onde orientée à 0° ,
2. d'un retardateur variable orienté à 45° ,
3. et d'un filtre polariseur linéaire orienté à 0° (Figure 4.8).

En notant M_1 , M_2 , et M_3 les matrices de Mueller associées aux différents composants, nous avons :

$$M_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}, \quad M_2(\delta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & 0 & -\sin \delta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \delta & 0 & \cos \delta \end{bmatrix}, \quad (4.9)$$

$$M_3 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

où δ est le retard électriquement pilotable du retardateur à cristaux liquides. La matrice de Mueller du montage équivalent est donc donnée par :

$$M(\delta) = M_3 \cdot M_2(\delta) \cdot M_1 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos \delta & \sin \delta & 0 \\ 1 & \cos \delta & \sin \delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

L'intensité lumineuse I_m vue par la caméra est égale à :

$$\begin{cases} I_m(\delta) = \frac{1}{2}(s_0 + s_1 \cos \delta + s_2 \sin \delta) \\ I_m(\delta) = \frac{1}{2}(1 + \rho \cos(\delta - 2\varphi)) \end{cases} \quad (4.11)$$

Nous retrouvons bien une expression identique à l'expression (4.6) obtenue avec le filtre polariseur en prenant $\delta=2\alpha$. Ce montage est donc équivalent au montage utilisant un filtre polariseur tournant. L'avantage ici est de piloter et de contrôler électriquement l'orientation de la polarisation.

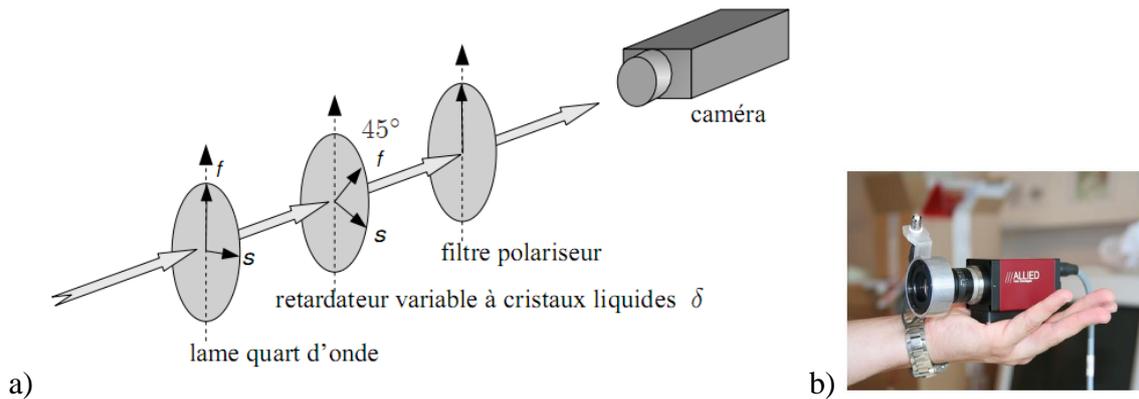


Figure 4.8 - a) Montage équivalent au filtre polariseur tournant à l'aide d'un retardateur variable à cristaux liquides b) exemple d'implantation avec un retardateur rapide

Actuellement, pour palier à la lenteur des composants nématiques qui habituellement ne changent pas d'état au-delà de la cadence vidéo, excepté en mode bistable, l'utilisation de composants ferroélectriques [Bigue & Cheney, 2007] est une alternative crédible. La Figure 4.8-b présente une telle caméra.

4.1.5 Mesure de contraste de polarisation

La mesure de contraste de polarisation est une application particulière des capteurs sensibles à la polarisation. L'objectif de cette technique est d'acquérir deux images $I_{//}$ et I_{\perp} d'une scène, ou d'un objet, suivant deux positions orthogonales d'un filtre polariseur. Il est possible d'employer également un cube séparateur, ou une cellule à cristaux liquides nématiques ou ferroélectriques, dans le but de mesurer plus rapidement ces deux paramètres. Ce type de capteur mesure l'intensité lumineuse $I_{//} + I_{\perp}$, et le contraste de polarisation défini par $I_{//} - I_{\perp}$. L'utilisation de la mesure de contraste de polarisation est limitée à certaines applications,

celles par exemple dont on connaît l'angle de polarisation de la lumière réfléchie. Dans ce cas, le capteur est placé de manière à ce que l'intensité lumineuse maximale corresponde à $I_{//}$ ou I_{\perp} . Ainsi le facteur de contraste est directement égal au degré de polarisation. Afin d'optimiser au maximum le temps d'acquisition de la mesure de contraste de polarisation, Kalayjian et al. [Kalayjian et al., 1996], [Kalayjian et al., 1997] ont développé une rétine 1D intégrant directement des photodiodes alternativement polarisées orthogonalement et parallèlement par rapport à un axe de référence.

4.1.6 Dispositifs à division de front d'onde

Ces dispositifs séparent le front d'onde d'entrée en autant de faisceaux que nécessaire pour la mesure du vecteur de Stokes complet ou partiel.

Ainsi dans le domaine de l'astronomie il n'est pas rare d'utiliser un dispositif à 4 fronts d'onde pour la rapidité de mesure que ceux-ci permettent. [Geyer & Daniilidis, 2001] mais cela conduit à une plus grande complexité de conception.

Dans le domaine des imageurs polarimétriques nous trouvons essentiellement des montages stéréo : deux caméras et un cube séparateur polarisant. Ces derniers permettent d'analyser la polarisation suivant deux axes orthogonaux : la lumière transmise par le cube séparateur est polarisée orthogonalement à la lumière réfléchie (Figure 4.9).

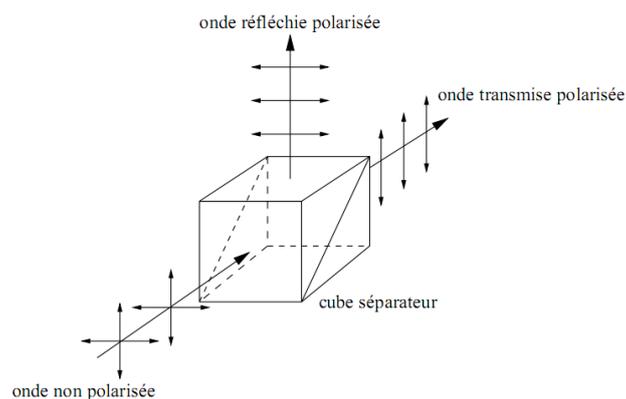


Figure 4.9 - Principe du cube séparateur polarisant

Pour améliorer la vitesse d'acquisition des paramètres de polarisation, Wolff et al. [Wolff & Andreou, 1995] proposent d'utiliser un cube séparateur et deux caméras, avec une seule cellule à cristaux liquides nématiques à hélice. Cette technique leur permet d'effectuer des acquisitions des paramètres de polarisation à 7,5 images par seconde.

Afin de s'affranchir de l'orientation initiale du filtre polariseur (dans le cas du montage avec filtre polariseur linéaire), Terrier et Devlaminck [Terrier & Devlaminck, 2001] ont développé une autre application du montage stéréo. A l'aide d'un cube séparateur placé derrière le filtre polariseur, et de deux caméras, ils ont montré comment calculer l'angle de polarisation de l'onde incidente en s'affranchissant de l'offset exact du filtre polariseur.

4.2 Applications de l'imagerie de polarisation

Quelques applications de la polarisation en vision artificielle sont présentées dans cette section. Elles peuvent être regroupées selon deux catégories en fonction du type d'éclairage employé : éclairage non polarisé ou étude polarimétrique passive, et éclairage polarisé ou étude polarimétrique active. Lorsque l'éclairage n'est pas polarisé, les paramètres de polarisation de la lumière réfléchi (lumière partiellement linéairement polarisée) sont généralement mesurés par le biais de polarimètres simplifiés. En revanche, l'utilisation d'un éclairage polarisé conduit à des systèmes plus contraignants, comme les imageurs de Mueller, puisque dans ce cas, l'état de polarisation de la source lumineuse doit être connu.

4.2.1 Polarimétrie passive

L'utilisation d'un éclairage polarisé s'appuie sur le principe physique suivant : après réflexion sur une surface, la lumière non polarisée devient partiellement linéairement polarisée. Ce principe sera décrit en détail dans la partie suivante. Les exemples présentés ci-après utilisent des caméras polarimétriques simplifiées permettant de calculer les paramètres d'une lumière partiellement linéairement polarisée.

4.2.1.1 Étude de surfaces semi-réfléchissantes

Schechner et al. [Schechner et al., 1999a], [Schechner et al., 1999b], [Schechner et al., 2000b] ont utilisé un filtre polariseur tournant afin de reconstruire les scènes réfléchies et transmises par une surface semi-réfléchissante (Figure 4.10). L'estimation de l'orientation du plan semi-réfléchissant permet de déterminer les angles d'incidence de la scène réfléchi. La méthode développée a été appliquée sur une vitre, en supposant que son axe de rotation est connu (horizontal dans le cas d'une fenêtre), et que la lumière réfléchi par les deux scènes n'est pratiquement pas polarisée.

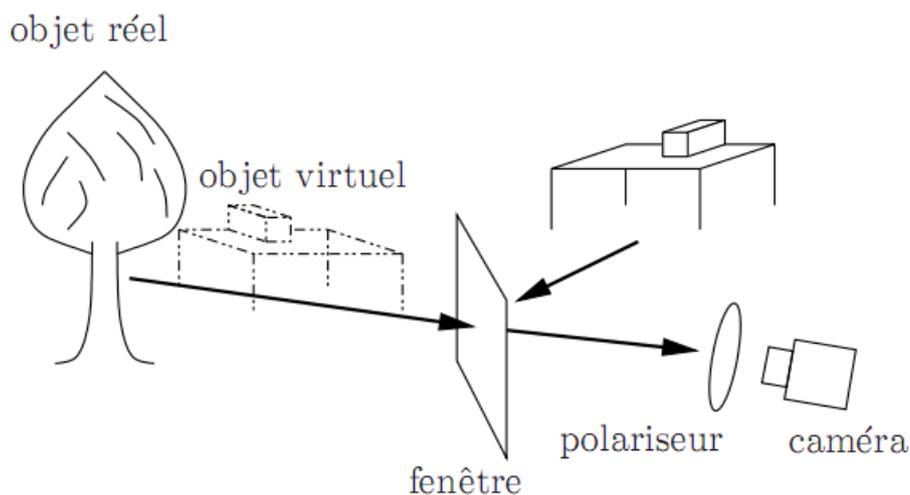


Figure 4.10 - Application de l'étude de la polarisation : séparation des scènes virtuelle et réfléchi sur un plan transparent

4.2.1.2 Reconnaissance d'objets métalliques ou diélectriques

Pour discriminer les matériaux diélectriques des matériaux métalliques, Wolff [Wolff, 1990] utilise le ratio de polarisation de Fresnel défini par :

$$R_F = \frac{F_{\perp}}{F_{\parallel}}, \quad (4.12)$$

où F_{\perp} et F_{\parallel} sont les coefficients de Fresnel définis dans (3.36). En négligeant les réflexions diffuses qui ne sont pas polarisées, nous pouvons démontrer que :

$$R_F = \frac{F_{\perp}}{F_{\parallel}} = \frac{1+\rho}{1-\rho}, \quad (4.13)$$

où ρ est le degré de polarisation. Comme les coefficients de Fresnel dépendent de l'angle d'incidence, et de l'indice de réfraction du matériau, le ratio de Fresnel dépend également de ces paramètres. La courbe présentée sur la Figure 4.11 représente le ratio de polarisation de Fresnel, tracé en fonction de l'angle d'incidence, pour un matériau diélectrique et un matériau métallique. Du fait de leur indice complexe, la plupart des matériaux métalliques ont un ratio de Fresnel très inférieur à ceux des matériaux diélectriques. Ainsi, la segmentation d'objets métalliques ou diélectriques sur des images est simplement effectuée en calculant le ratio de Fresnel et en appliquant un seuil. D'après l'équation (4.13), le ratio de Fresnel est obtenu à partir du degré de polarisation, mesuré par une caméra de type " capteur polarimétrique simplifié ". Pour que cette méthode soit efficace, il faut que les objets soient suffisamment réfléchissants, et que l'éclairage soit placé de manière à ce que l'angle d'incidence soit compris entre 30° et 80° .

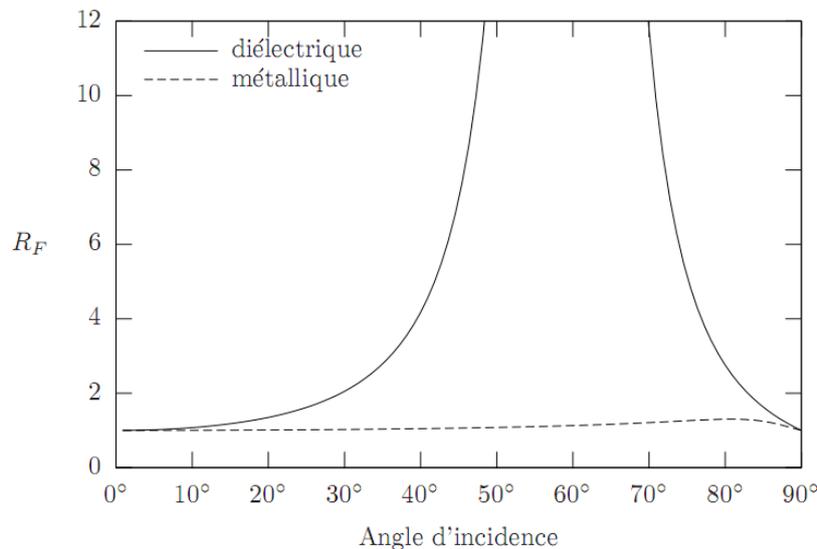


Figure 4.11 - Courbe du ratio de polarisation de Fresnel R_F pour un matériau diélectrique ($n=1.7$) et un métal de type aluminium ($\hat{n} = 0.82 + 5.99i$)

4.2.1.3 Séparation des composantes diffuse et spéculaire

Wolff et al. [Wolff & Boulton, 1991] ont également développé une méthode reposant sur l'étude de la polarisation pour séparer les composantes diffuse et spéculaire des objets. D'après l'équation (4.8), les intensités maximale I_{\max} et minimale I_{\min} (vues au travers d'un filtre polariseur pour la composante spéculaire I_S) peuvent s'écrire :

$$I_{\max} = \frac{\rho+1}{2} I_S, \quad I_{\min} = \frac{1-\rho}{2} I_S. \quad (4.14)$$

En faisant intervenir le ratio de polarisation de Fresnel R_F nous avons :

$$I_{\max} = \frac{R_F}{R_F+1} I_S, \quad I_{\min} = \frac{1}{R_F+1} I_S. \quad (4.15)$$

La composante diffuse I_d étant supposée complètement non-polarisée, les intensités lumineuses maximale I_{\max} et minimale I_{\min} vues pour la seule composante diffuse sont égales à :

$$I_{\max} = \frac{1}{2} I_d, \quad I_{\min} = \frac{1}{2} I_d. \quad (4.16)$$

D'après les équations (4.15) et (4.16) nous avons d'une manière générale :

$$I_{\max} = \frac{R_F}{R_F+1} I_S + \frac{1}{2} I_d, \quad I_{\min} = \frac{1}{R_F+1} I_S + \frac{1}{2} I_d. \quad (4.17)$$

Une équation linéaire entre les intensités I_{\max} , I_{\min} et I_d est donc donnée par :

$$I_{\max} = R_F I_{\min} + \frac{1-R_F}{2} I_d. \quad (4.18)$$

Les inconnues à déterminer sont : le ratio de polarisation de Fresnel R_F , et l'intensité diffuse I_d . Pour calculer le ratio de polarisation de Fresnel, la méthode précédente ne s'applique pas, puisque la réflexion diffuse n'est plus négligée. La méthode proposée par Wolff et al. consiste à déterminer, sur un voisinage créé par segmentation des reflets spéculaires, les valeurs des couples (I_{\max}, I_{\min}) , et à calculer R_F en considérant qu'il est constant sur ce voisinage. Les variations de valeur du ratio de polarisation de Fresnel sont donc négligées au regard des variations de la composante spéculaire, qui est très sensible à la pente en tout point de la surface. Ensuite, nous en déduisons I_d de l'équation (4.18).

D'après la Figure 4.11, le ratio de Fresnel varie également rapidement en fonction de l'angle d'incidence pour les surfaces diélectriques. Pour éviter d'appliquer l'approximation présentée par Wolff et al., Nayar et al. [Nayar et al., 1997] utilisent à la fois l'étude de la polarisation et le modèle de réflexion dichromatique. Ce dernier modèle est valable uniquement pour les surfaces diélectriques, et s'appuie sur les composantes spéculaires et diffuses, qui ont généralement des distributions spectrales différentes. En combinant les deux techniques, Nayar et al. parviennent à séparer les deux composantes, à condition que l'angle d'incidence

soit suffisamment élevé pour que la lumière réfléchiée spéculairement soit partiellement polarisée.

Ces méthodes sont aussi utilisées dans le cadre des images sous-marines [Schechner & Karpel, 2005] pour rehausser les prises de vues bruitées par la diffusion du milieu aquatique. Les premières études utilisent une caméra portant un filtre polariseur circulaire inversé et se basent sur le principe que la lumière polarisée reçue est due à la diffusion du milieu et constitue la quantité à retirer. Partant d'autres considérations [Treibitz & Schechner, 2008] ont mis au point un système actif avec un polariseur devant la source et acquièrent deux images en polarisation croisée permettant ainsi une adaptation du modèle de restauration.

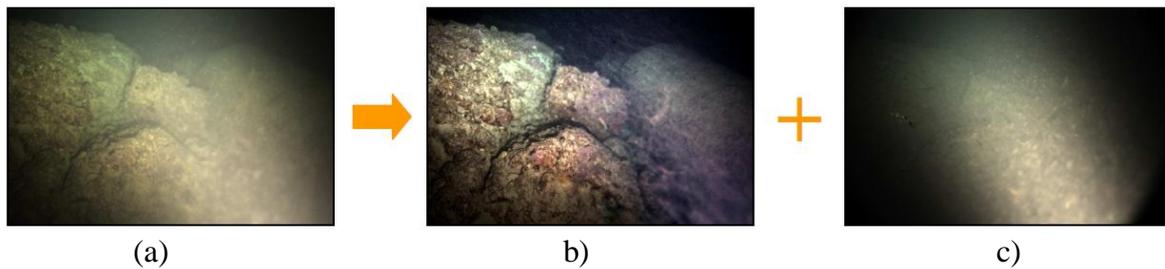


Figure 4.12 - Exemple de rehaussement de contraste (b) montrant l'estimation de la diffusion (c)

4.2.2 Polarimétrie active

Il s'agit ici d'utiliser un éclairage polarisé pour illuminer des objets ou une scène. Dans la plupart des cas cet éclairage est polarisé linéairement.

4.2.2.1 Polarisation croisée

L'application de polarisation la plus répandue en vision industrielle vise à supprimer des réflexions spéculaires. Celles-ci génèrent des reflets, qui empêchent non seulement une segmentation efficace des images, mais également une mauvaise évaluation de la couleur de l'objet [Bolle et al., 1996]. Le montage couramment employé utilise un éclairage polarisé, et un filtre polariseur devant la caméra orienté orthogonalement. La Figure 4.13 illustre l'effet de l'utilisation d'un éclairage polarisé et d'un filtre polariseur croisé devant la caméra dans le domaine de l'ophtalmologie pour le contrôle des lunettes.

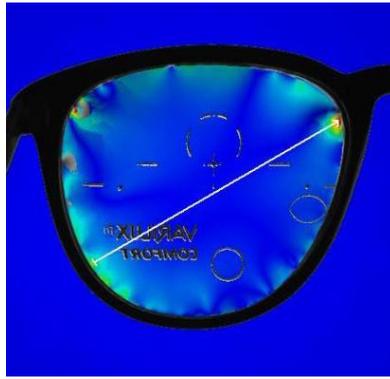


Figure 4.13 - Application d'un éclairage polarisé avec un filtre polariseur croisé devant la caméra pour le contrôle d'efforts sur des lunettes [sgcc.com]

4.2.2.2 Dépolarisation

Dans le but de distinguer les défauts de type “ rayure ” des particules de poussière sur des objets métalliques parfaitement spéculaires, nous avons également utilisé un éclairage polarisé et un filtre polariseur placé devant la caméra. Contrairement aux objets métalliques, les particules de poussière sont très dépolarisantes. Ainsi la lumière réfléchiée par les poussières sera non polarisée, contrairement à celle réfléchiée par la surface de l'objet. Lorsque le filtre polariseur est orienté parallèlement à la direction de polarisation de l'éclairage, l'image obtenue ne permet pas de distinguer les défauts des poussières. En revanche, lorsque le polariseur est orienté perpendiculairement à la direction de la polarisation de l'éclairage, seules apparaissent les particules de poussière (Figure 4.14).

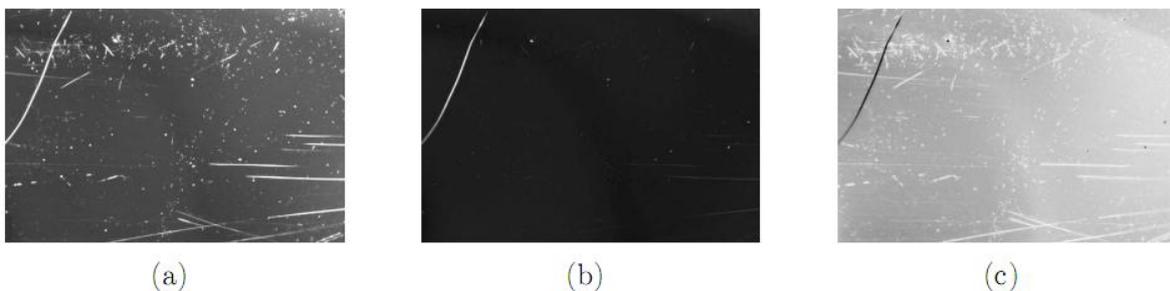


Figure 4.14 - Application de l'analyse croisée pour discriminer les défauts des poussières : a) polariseur parallèle, b) polariseur perpendiculaire, c) degré de polarisation D_p

Les méthodes de dépolarisation sont surtout utilisées dans le domaine de la télédétection infrarouge [Alouini, 2005]. Une onde polarisée linéairement est émise en direction d'un objet. L'onde rétrodiffusée est analysée suivant deux directions : une direction parallèle à la polarisation de l'onde incidente, et une direction orthogonale. Un degré de polarisation simplifié est calculé à partir des intensités $I_{//}$ et I_{\perp} correspondant aux deux directions :

$$D_p = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}} \quad (4.19)$$

Quand $D_p=0$, le matériau est totalement dépolarisant (objets naturels, lambertiens), et lorsque $D_p=1$ le matériau est complètement polarisant (surfaces métalliques, verres). Les Figure 4.15

et la Figure 4.16 montrent une application de l'étude de la dépolarisation pour la discrimination entre des objets métalliques et diffusants et en particulier la détection d'objets métalliques en scène extérieure.

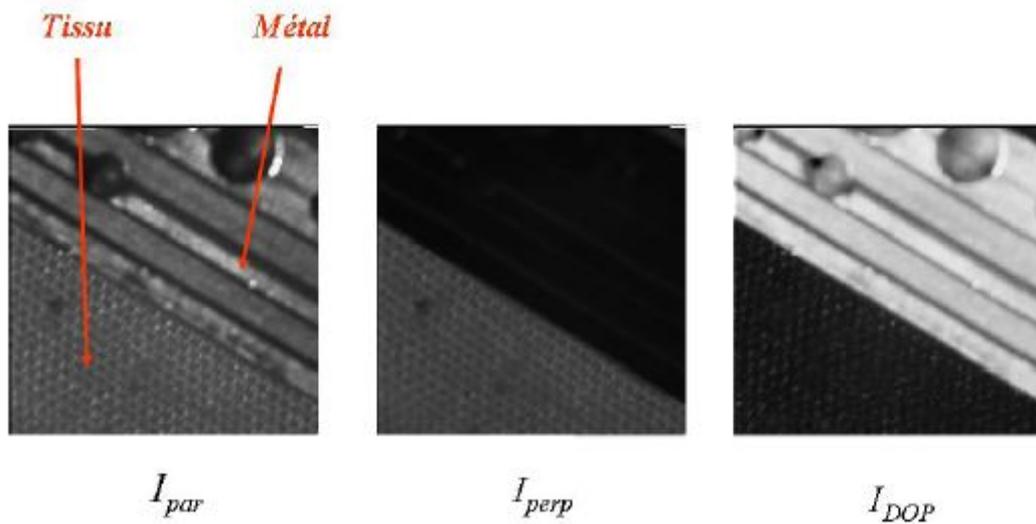


Figure 4.15 - Exemple de discrimination entre un métal et un tissu

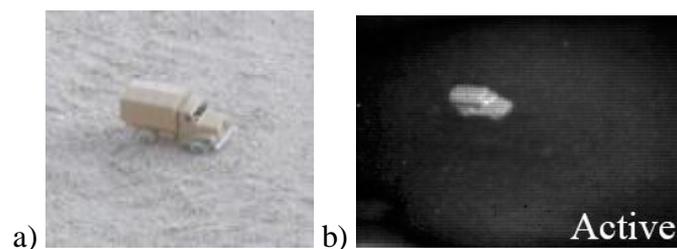


Figure 4.16 - Exemple de télédétection dans le proche infrarouge a) scène b) DOP

4.2.2.3 Amélioration de la triangulation active

Afin d'améliorer leur système de triangulation par projection de trait laser, Clark et al. [Clark et al., 1997] ont recours à la mesure de la polarisation de la lumière réfléchie. Cette dernière permet de lever l'ambiguïté sur les lignes qui proviendraient d'inter-réflexions. Le trait laser est polarisé, et un système d'analyse de polarisation est placé devant la caméra. L'état de polarisation de la lumière réfléchie dépend non seulement de l'angle d'incidence de la source lumineuse, mais également du nombre d'inter-réflexions. Wallace et al. [Wallace et al., 1999] ont amélioré la technique en utilisant un polarimètre de Stokes : celui-ci autorise le calcul de tous les paramètres de la lumière réfléchie. Cette nouvelle technique discrimine les réflexions primaires des réflexions secondaires, en étudiant la forme de l'ellipse de la lumière réfléchie : elle n'est applicable que sur des surfaces métalliques. En effet, seuls les matériaux métalliques réfléchissent une lumière linéairement polarisée, en une lumière elliptiquement polarisée. Les matériaux doivent également être suffisamment diffusants, pour que la triangulation soit possible.

4.2.2.4 Reconnaissance d'objets métalliques ou diélectriques

Le système proposé par Wolff (sous-section 4.2.1.2) utilise un éclairage non polarisé, et souffre par conséquent de deux limitations :

- il est nécessaire que l'angle d'incidence soit compris entre 30° et 80° afin d'assurer une segmentation fiable,
- les réflexions diffuses doivent être négligeables.

Ainsi, le système ne permet pas de distinguer une feuille de papier d'une feuille métallique. Pour corriger ces deux lacunes, Chen et al. [Chen & Wolf, 1998] ont employé une lumière linéairement polarisée. La lumière linéairement polarisée est réfléchié elliptiquement polarisée sur un métal, alors qu'elle reste polarisée linéairement, après réflexion sur un matériau diélectrique. Pour distinguer la nature des objets, le système doit être sensible au déphasage δ de la composante polarisée. Si l'on s'intéresse uniquement au déphasage, il n'est pas nécessaire d'employer un polarimètre complet de Stokes. En effet, il suffit d'installer une lame quart d'onde orientée à 45° devant un dispositif polarimétrique simple (voir sous-section 4.1). La matrice de Mueller du montage présenté sur la Figure 4.17 est égale à :

$$M_{chen} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \\ \cos 2\alpha & 0 & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & \cos^2 2\alpha \\ \sin 2\alpha & 0 & \sin^2 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4.20)$$

où α est l'angle du filtre polariseur tournant devant la caméra. De la même manière, le polariseur tournant peut être remplacé par un montage à cristaux liquides. L'intensité lumineuse I_p vue par la caméra est donc égale à :

$$I_p = \frac{1}{2}(s_0 + s_2 \sin 2\alpha + s_3 \cos 2\alpha). \quad (4.21)$$

Grâce à un minimum de trois couples (I_p, α) ce système permet de calculer les paramètres de Stokes : S_0 , S_2 , et S_3 de la lumière arrivant sur le capteur. La valeur du déphasage est calculée à partir de l'équation (3.18) :

$$\delta = \arctan \frac{s_3}{s_2}. \quad (4.22)$$

Cette méthode n'est pas valable pour des incidences normales ou rasantes : dans ce cas, la réflexion de la lumière linéairement polarisée sur un matériau métallique resterait polarisée linéairement.

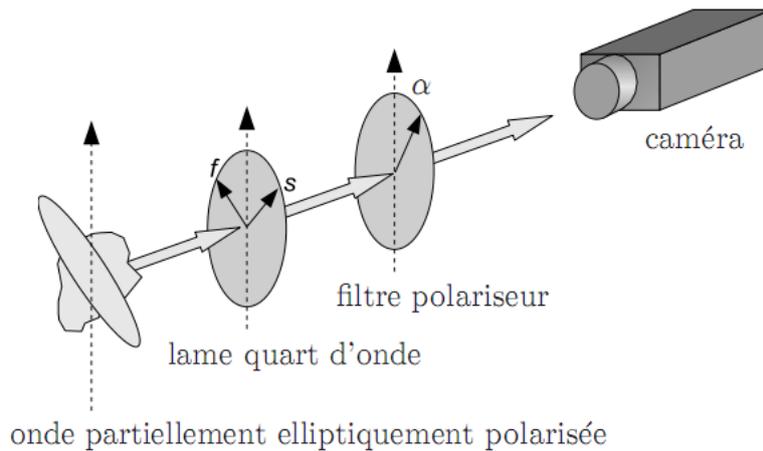


Figure 4.17 - Montage permettant de mesurer le déphasage d'une onde polarisée elliptiquement

4.2.3 Application à l'imagerie médicale

Des expérimentations en imagerie médicale ont été faites à l'aide de polarimètres imageant allant de la simple mesure de contraste à la mesure de Mueller. Ces mesures servent à la caractérisation de tissus in-vitro pour la détection de pathologies et parfois des expériences in vivo peuvent être menées.

Nous avons ainsi l'utilisation de l'imagerie de Mueller de l'œil humain [Bueno, 2000], [Bueno & Vohnsen, 2005].

Citons deux exemples d'applications [Anastasiadou, 2007] : syndrome d'irradiation cutané aigu, et détection de lésions en colposcopie (col de l'utérus) par analyse DOP et de Mueller.

Dans le même genre de développements nous trouvons des essais sur l'imagerie du colon [Wang et al., 2003] pour l'identification de pathologies liées aux polypes.

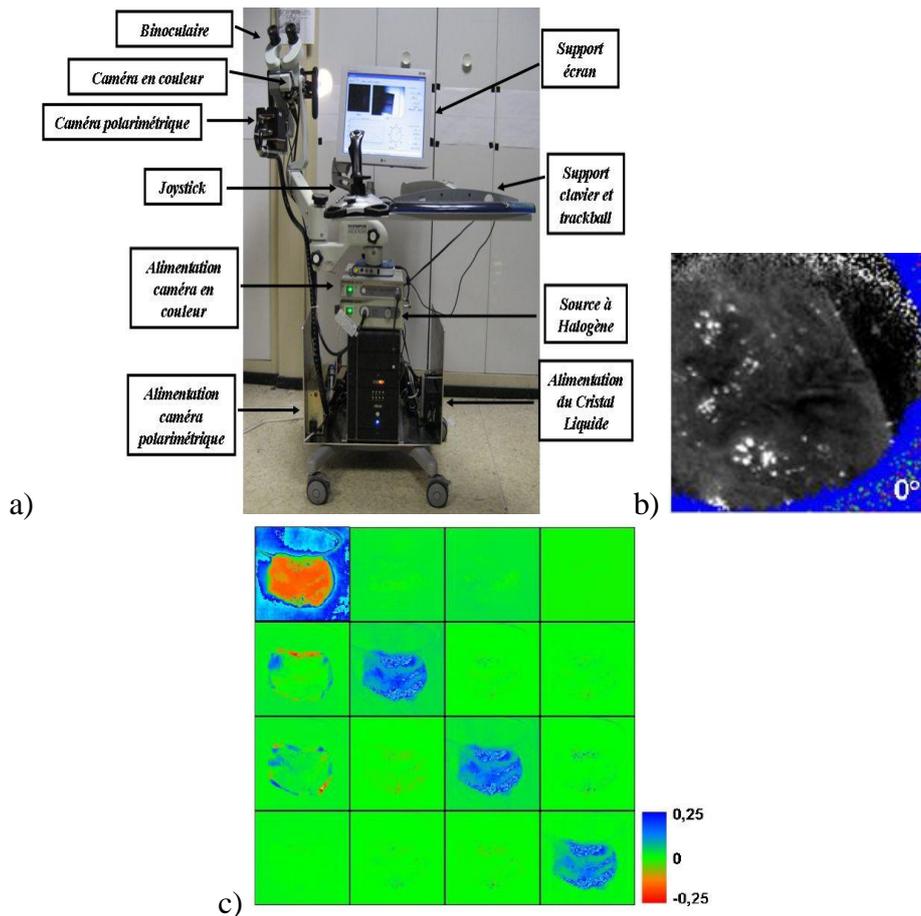


Figure 4.18 - a) Exemple de colposcope b) degré de polarisation in vivo c) matrice de Mueller d'une pièce de conisation in vitro [Anastasiadou, 2007]

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les principes de l'imagerie polarimétrique et les architectures des polarimètres de Stokes et de Mueller, dispositifs qui rendent les caméras sensibles à la polarisation. Grâce à l'utilisation de composants à cristaux liquides, nous avons vu qu'il était possible d'acquérir pratiquement en temps réel les paramètres de polarisation. Par la suite, nous avons exposé plusieurs applications de l'imagerie polarimétrique employées en vision artificielle comme outils pour la détection de cibles, pour l'identification de signatures liées à des pathologies des tissus vivants et dans le monde industriel pour l'identification des matériaux.

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire la technique de "Shape from Polarization" qui permet d'extraire des informations tridimensionnelles des images de polarisation.

Chapitre 5 Exploitation de l'imagerie de polarisation pour l'information 3D

Après avoir décrit la réflexion spéculaire d'une onde non polarisée sur une surface réfléchissante, nous montrons ici la manière de retrouver l'orientation des normales à la surface. Ces dernières étant obtenues avec certaines ambiguïtés, nous rapportons par la suite différentes approches pour surmonter ce problème. Enfin, nous détaillons l'extension de la technique de “ Shape from Polarization ”, initialement développée pour les matériaux diélectriques, aux matériaux transparents.

5.1 Shape from Polarization

Koshikawa [Koshikawa, 1979] fut le premier à introduire la polarisation en vision artificielle, ayant pour objectif de retrouver l'orientation de surfaces planes d'objets diélectriques. Contrairement à cette technique qui nécessite un éclairage polarisé circulairement, les techniques de “ Shape from Polarization ” qui lui succédèrent, utilisent un éclairage non polarisé. Ces méthodes se classent suivant la nécessité d'employer un seul ou plusieurs points de vue.

5.1.1 À partir de plusieurs points de vue

Wolff [Wolff & Boulton, 1991] a introduit la notion de “ Shape from Polarization ”, se fondant sur l'étude de la réflexion de lumière non polarisée. Afin de s'affranchir de la connaissance de l'indice de réfraction du matériau, Wolff n'utilise que l'information de l'angle de polarisation ϕ . L'angle ne donnant que l'orientation du plan d'incidence, un système binoculaire est employé, et la normale se calcule à partir de l'intersection des deux plans (Figure 5.1). L'inconvénient majeur de cette technique est la mise en correspondance des images, lorsque la surface de l'objet n'est pas plane. Joubert et al. [Joubert et al., 1995] ont également employé cette méthode ; ils sont parvenus à reconstruire la forme tridimensionnelle d'objets simples comme la sphère, et la pyramide. Pour des objets légèrement plus complexes, Rahmann et Canterakis [Rahmann & Canterakis, 2001] ont démontré que trois vues étaient nécessaires. La reconstruction d'objets dont les surfaces peuvent être approximées par des quadriques nécessite, quant à elle, deux vues [Rahmann, 2003].

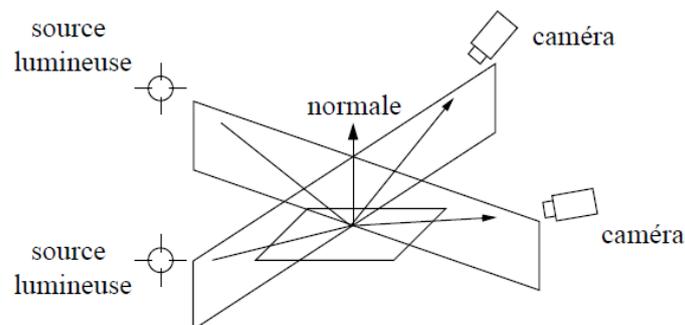


Figure 5.1 - Intersection de deux plans spéculaires d'incidence

Le système le plus abouti a été développé par Miyazaki et al. [Miyazaki et al., 2002a], [Miyazaki et al., 2003a], [Miyazaki et al., 2004] pour la reconstruction d'objets diélectriques transparents. Contrairement à la méthode précédente, ils déterminent les normales en tout point de la surface, à partir de l'angle de polarisation et du degré de polarisation de la lumière réfléchie. Ils proposent de lever l'ambiguïté concernant la valeur de l'angle de réflexion, en tournant légèrement l'objet entre deux vues consécutives. En étudiant les variations locales du degré de polarisation, et en fonction du sens de rotation, ils parviennent à lever l'ambiguïté concernant la détermination de l'angle θ . L'ambiguïté concernant la valeur de l'angle ϕ est levée en propageant l'information de l'orientation de la normale du bord vers l'intérieur de l'objet. En effet, comme le montre la silhouette sur la Figure 5.2, au bord de l'objet $\theta=0$ et donc, l'angle ϕ est uniquement déterminé par la normale au contour. Cette technique impose d'avoir une vue complète de l'objet, et que la propagation de l'information à l'intérieur de l'objet s'effectue correctement.

5.1.2 À partir d'un seul point de vue

Rahmann [Rahmann, 1999] a développé une méthode pour calculer l'orientation d'un plan, et déterminer l'orientation de la source lumineuse. Cette technique utilisant uniquement l'information de l'angle de polarisation n'est valable que pour des objets diélectriques, dont la surface est plane et rugueuse. Pour des objets légèrement plus complexes, Rahmann détermine complètement les normales en tout point de la surface, avec seulement l'information de l'angle de polarisation et des courbes de niveaux [Rahmann, 2000]. Ces dernières sont obtenues en dérivant l'image de l'angle de polarisation :

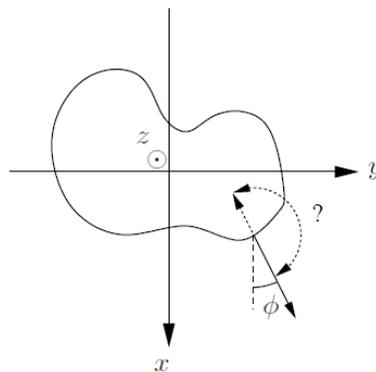


Figure 5.2 - Levée de l'ambiguïté grâce à l'information au bord

cette méthode, permettant de se dispenser de l'information du degré de polarisation, n'est valable que pour des objets convexes. Par ailleurs, la méthode n'a été appliquée que dans le cas d'une sphère.

Saito et al. [Saito et al., 1999] ont également reconstruit des sphères diélectriques transparentes, mais en utilisant cette fois les deux angles (zénithal θ , et azimutal Φ). Cependant aucun détail n'est donné concernant la levée des ambiguïtés provenant des informations du degré et de l'angle de polarisation.

Miyazaki et al. [Miyazaki et al., 2003b] ont montré la possibilité de reconstruire des formes simples d'objets ayant des composantes diffuses et spéculaires. La séparation des deux composantes est effectuée grâce au modèle de réflexion dichromatique. Dans le cas d'objets diélectriques inhomogènes, la composante diffuse devient partiellement polarisée au voisinage des bords (valeurs de l'angle proches de 90°) [Wolff & Boult, 1991]. Grâce au calcul du degré de polarisation de la composante diffuse pour les grandes valeurs de θ , il est possible de lever l'ambiguïté sur la courbe du degré de polarisation de la composante spéculaire.

Ces derniers ont également développé une méthode utilisant l'imagerie infrarouge [Miyazaki et al., 2002b] afin de lever l'ambiguïté concernant l'angle θ . En effet, la relation entre le degré de polarisation dans le proche infrarouge, et l'angle de réflexion θ est sans ambiguïté : elle permet de remonter à une valeur très approximative $\tilde{\theta}$ de cet angle. Cette valeur est ensuite utilisée sur la courbe correspondant au domaine du visible, pour déterminer la valeur θ_1 ou θ_2 à choisir. Cette technique est lourde à mettre en œuvre car l'acquisition de la forme de l'objet s'effectue en deux temps. Tout d'abord, une caméra standard acquiert les paramètres de polarisation, puis elle est remplacée par une caméra infrarouge qui, à son tour, les acquiert également (la pièce à étudier est ici chauffée).

En travaillant dans le domaine proche IR Sadjadi [Sadjadi2003] a mesuré les paramètres polarimétriques d'une scène extérieure afin de détecter des cibles. La reconstruction 3D d'une telle scène [Sadjadi2007] est conduite par la mesure d'un vecteur de Stokes complet ce qui permet d'estimer l'angle azimutal ϕ . L'ambiguïté sur l'angle zénithal demeure mais l'auteur cherche la meilleure estimation possible de la surface (images de profondeur) en estimant les gradients selon les deux valeurs de θ obtenues. Cela est alors suffisant dans le cadre de la détection d'objets.

5.1.3 Éclairage polarisé circulairement

Cette technique diffère légèrement de la technique de “ Shape from polarization ” puisqu'elle utilise un éclairage polarisé circulairement. Après réflexion sur un matériau diélectrique, l'onde polarisée circulairement devient polarisée elliptiquement. En effet, en reprenant la matrice de Mueller M_{refl} de la réflexion définie dans (3.38), et en notant $s^{(i)}$ et $s^{(r)}$, les vecteurs de Stokes respectifs de l'onde incidente parfaitement circulairement polarisée d'intensité I_0 , et de l'onde lumineuse réfléchie par une surface diélectrique parfaitement spéculaire, nous avons :

$$s^{(r)} = M_{refl} \cdot s^{(i)} = M_{refl} \cdot \begin{bmatrix} I_0 \\ 0 \\ 0 \\ I_0 \end{bmatrix} = \frac{I_0}{2} \cdot \begin{bmatrix} F_{\perp} + F_{\parallel} \\ F_{\perp} - F_{\parallel} \\ 2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}} \sin \delta \\ 2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}} \cos \delta \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Dans le cas des matériaux diélectriques, on montre facilement que $\delta=0$ ou π [Born & Wolf, 1999]. Le vecteur de Stokes de l'onde réfléchie s'écrit donc :

$$s^{(r)} = \frac{I_0}{2} \cdot \begin{bmatrix} F_{\perp} + F_{\parallel} \\ F_{\perp} - F_{\parallel} \\ 0 \\ \pm 2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}} \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

Nous en déduisons la valeur du degré de polarisation ρ :

$$\rho = \frac{\sqrt{(F_{\perp} - F_{\parallel})^2 + 4F_{\perp}F_{\parallel}}}{F_{\perp} + F_{\parallel}} = 1. \quad (5.3)$$

L'onde réfléchie est parfaitement polarisée, et nous avons de plus :

$$\psi = 0, \quad \chi = \pm \frac{2\sqrt{F_{\perp}F_{\parallel}}}{|F_{\perp}F_{\parallel}|}. \quad (5.4)$$

Ainsi, l'onde réfléchie est parfaitement elliptiquement polarisée, et le grand axe de l'ellipse est orienté selon le plan d'incidence ($\psi=0$). Par ce procédé, nous pouvons déterminer et tracer l'ellipticité χ , en fonction de l'angle de réflexion θ (Figure 5.3).

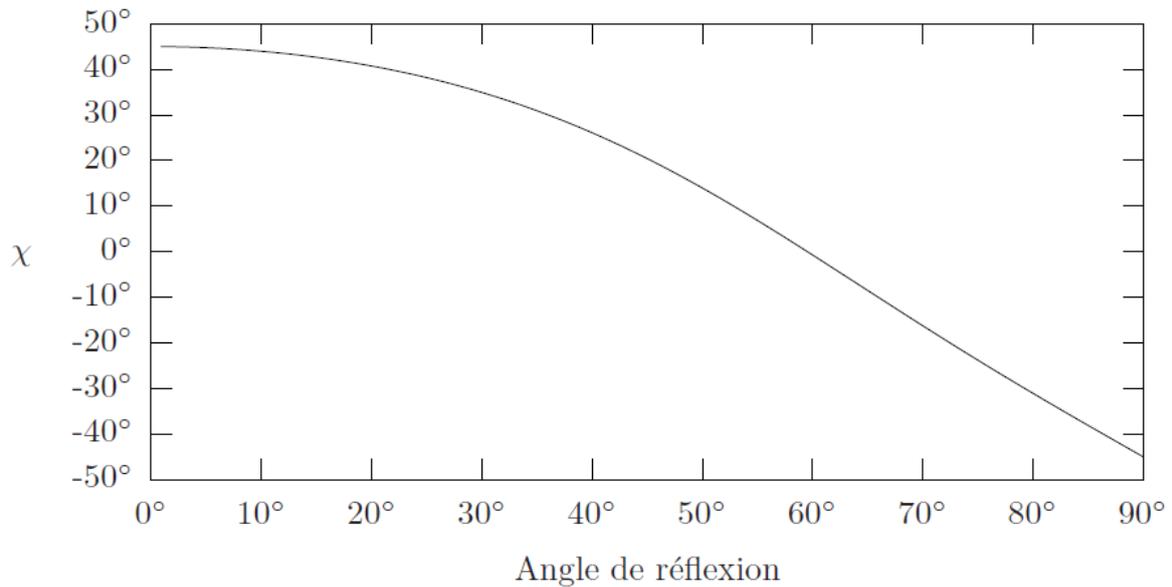


Figure 5.3 - Ellipticité en fonction de l'angle de réflexion pour une surface de type diélectrique (n=1,7)

Cette technique présente l'avantage de déterminer l'angle θ à partir de l'information de l'ellipticité, sans ambiguïté. L'angle ϕ est lui déterminé à π près, à partir de l'orientation du grand axe de l'ellipse : ψ . Cette méthode ne s'applique qu'aux objets diélectriques, et elle est difficile à mettre en œuvre, en raison de l'utilisation d'une source lumineuse parfaitement polarisée circulairement.

5.1.4 Relations entre les paramètres de polarisation et les normales

Afin d'établir une relation entre les paramètres de polarisation et les normales en tout point de la surface, le modèle de projection orthographique doit être appliqué. Dans ce cas, tous les rayons réfléchis spéculairement par l'objet sont parallèles à l'axe z. Comme le montre la Figure 5.4, la normale \vec{n} en tout point de la surface s'écrit alors en fonction des angles θ_r et ϕ selon :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} p = \tan \theta_r \cos \phi \\ q = \tan \theta_r \sin \phi \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Pour simplifier les expressions, et d'après la première loi de Snell-Descartes (3.34) nous pouvons écrire : $\theta = \theta_i = \theta_r$. Les coefficients de réflexion de Fresnel démontrent, d'une part, que l'angle de polarisation ϕ est lié à l'angle ϕ , et d'autre part, que le degré de polarisation ρ est lié à l'angle de réflexion θ .

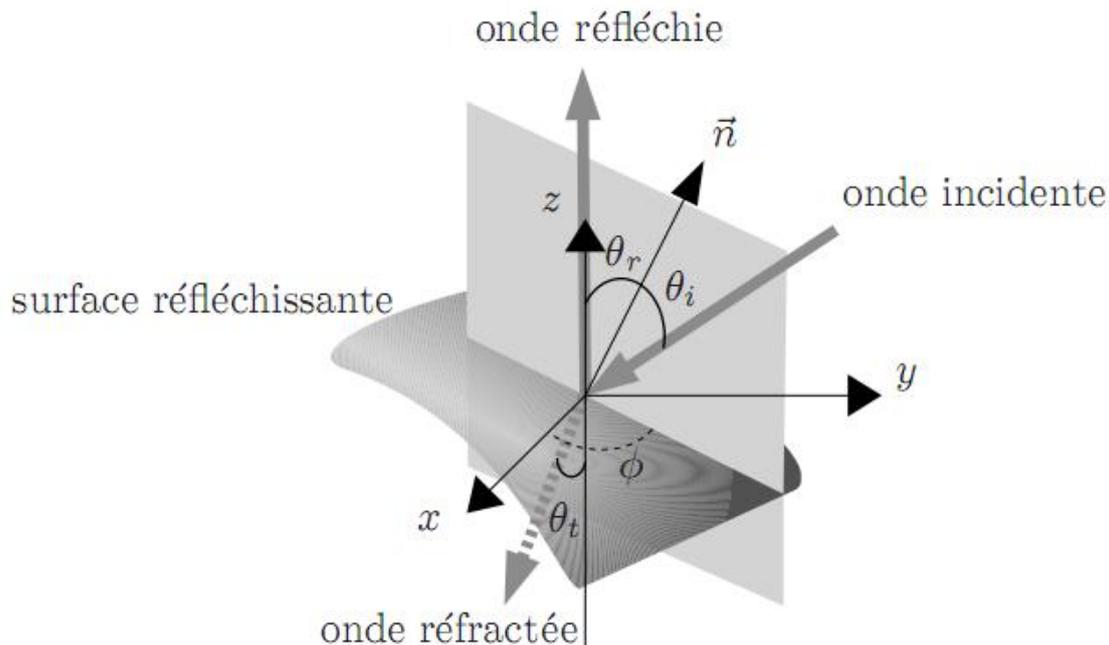


Figure 5.4 - Réflexion d'une onde lumineuse sur une surface réfléchissante

5.1.4.1 Relation entre l'angle de polarisation ϕ et l'angle Φ

Nous avons montré précédemment que l'onde réfléchie était partiellement linéairement polarisée, orthogonalement au plan d'incidence. La relation entre l'angle de polarisation ϕ et l'angle du plan d'incidence ϕ est donc :

$$\phi = \varphi \pm \frac{\pi}{2}. \quad (5.6)$$

L'angle de polarisation ρ étant défini modulo π , pour déterminer correctement la normale, il y a une ambiguïté pour la détermination de l'angle ϕ , car ce dernier est défini modulo 2π . Cette ambiguïté peut dans notre étude être levée par la méthode mis au point par O. Morel pendant sa thèse [Morel, 2005].

5.1.4.2 Relation entre le degré de polarisation ρ et l'angle θ

Nous avons vu que le degré de polarisation de l'onde réfléchie était donné par :

$$\rho = \frac{F_{\perp} - F_{\parallel}}{F_{\perp} + F_{\parallel}} \quad (5.7)$$

Les coefficients de Fresnel s'écrivent en fonction de l'angle d'incidence $\theta_i = \theta$ et de l'angle de réfraction θ_t :

$$\begin{cases} F_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} \\ F_{\parallel} = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \end{cases} \quad (5.8)$$

D'après l'équation de Snell-Descartes (3.34) nous avons :

$$\sin \theta = n \sin \theta_t, \quad (5.9)$$

où n est l'indice de réfraction relatif entre les deux médias séparés par la surface : $n = n_2/n_1$. Les objets étant placés dans l'air, nous considérons que $n_1 = 1$, et dans ce cas, $n = n_2$.

En isolant θ_t dans l'expression (5.9), et en remplaçant la valeur obtenue dans les expressions de Fresnel (5.8), nous pouvons écrire le degré de polarisation ρ de l'équation (5.7), en fonction de l'angle θ et de l'indice de réfraction n . Après simplification, nous obtenons une relation entre le degré de polarisation ρ et l'angle de réflexion θ :

$$\rho(\theta) = \frac{2 \sin \theta \tan \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 - \sin^2 \theta + \sin^2 \theta \tan^2 \theta} \quad (5.10)$$

La Figure 5.5 présente la courbe du degré de polarisation en fonction de l'angle de réflexion pour un matériau diélectrique d'indice $n=1,7$. La fonction n'étant pas bijective, il existe une ambiguïté concernant la détermination de l'angle θ en fonction du degré de polarisation. En effet, pour un degré de polarisation donné, deux valeurs sont candidates $\theta_1 < \theta_{\text{lim}}$ et $\theta_2 > \theta_{\text{lim}}$. L'angle θ_{lim} correspond à l'angle de Brewster. Par ailleurs, dans la mesure où la relation fait intervenir l'indice de réfraction, celui-ci doit être connu ou estimé.

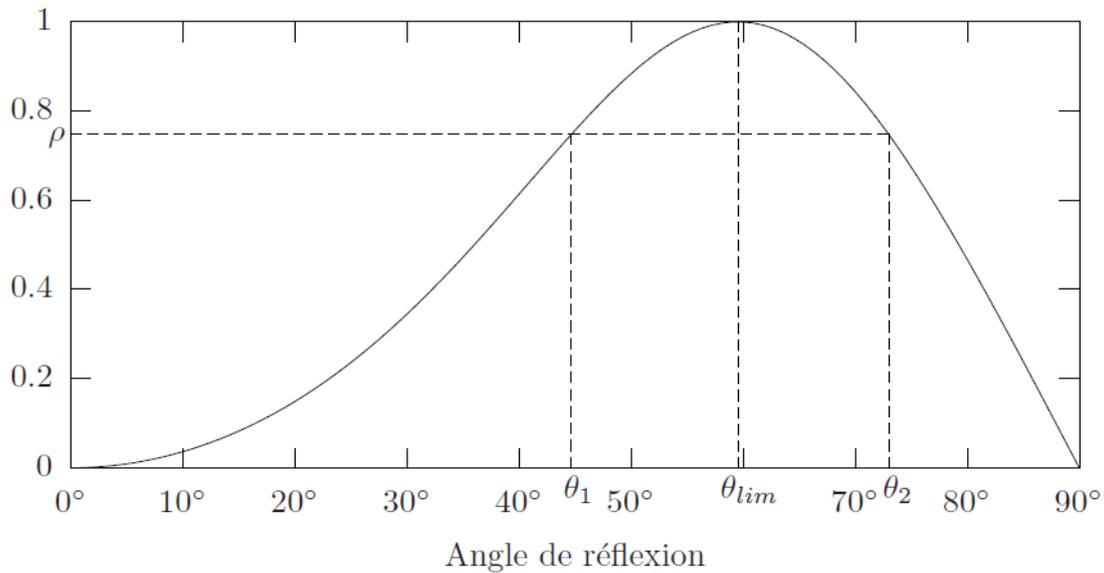


Figure 5.5 - Degré de polarisation en fonction de l'angle de réflexion pour une surface de type diélectrique ($n=1,7$)

Nous pouvons voir que dans l'équation (5.9) l'indice n du matériau est nécessaire pour pouvoir solutionner la relation.

5.2 Application de la technique de « Shape from polarization »

Des techniques pour scanner les objets transparents sans altérer leurs surfaces ont été développées. Le principe de « Shape from polarization » étant ici d'éclairer un objet ayant une surface relativement spéculaire et de forme simple et continue. Cette condition sur la forme de l'objet est nécessaire pour pouvoir reconstruire la surface tridimensionnelle, à partir du champ de normales que l'on cherche à obtenir, à l'aide d'un algorithme d'intégration [Frankot & Chellappa, 1988]. L'hypothèse étant que l'éclairage non polarisé ainsi projeté sur l'objet va se réfléchir sur la surface en modifiant sa polarisation en fonction de l'orientation de la normale au point de réflexion. La détermination des paramètres de polarisation (intensité, angle et degré de polarisation) permettra de remonter à l'angle zénithal θ et à l'angle azimutal Φ de chaque normale à l'aide des relations établies précédemment.

Chacune des relations utilisées (5.6), (5.9) pour remonter à l'orientation des normales possèdent une ambiguïté. Une première ambiguïté est liée à l'identification de l'angle zénithal θ et au degré de polarisation ρ . En effet, la relation (5.10), admet deux candidats possibles, θ_1 et θ_2 , pour l'angle θ capable de fournir un degré de polarisation identique. L'un se situe entre 0° et l'angle de Brewster θ_B , quant au second il se situe au delà de l'angle de Brewster. La seconde ambiguïté est liée à l'angle azimutal ϕ et à l'angle de polarisation φ . L'angle azimutal peut être déterminé par la relation (5.6) uniquement à modulo π .

5.2.1 Application aux surfaces métalliques

Morel [Morel et al., 2006] a étendu la méthode de « Shape from polarization », aux matériaux ayant une surface métallique spéculaire, en adaptant les équations à ce matériau. Pour les matériaux métalliques, l'expression (5.10) de la relation entre le degré de polarisation et l'angle de réflexion n'est plus valide, puisque l'indice de réfraction est complexe. L'indice complexe \hat{n} des matériaux métalliques s'écrit généralement sous la forme :

$$\hat{n} = n(1 + i\kappa), \quad (5.11)$$

où κ est le coefficient d'extinction.

Dans ce cas, l'équation de Snell-Descartes (3.34) implique que l'angle de réfraction θ_t est complexe. Les coefficients de Fresnel ont alors pour expression :

$$\begin{cases} F_{\perp} = \left| \frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \right|^2 \\ F_{\parallel} = \left| \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \right|^2 \end{cases} \cdot \quad (5.12)$$

Afin de simplifier les expressions, il a appliqué l'approximation généralement utilisée pour déterminer les coefficients d'indices complexes dans le domaine du visible [Born & Wolf, 1999] :

$$|\hat{n}|^2 = n^2(1 + \kappa^2) \gg 1. \quad (5.13)$$

Ainsi, en appliquant le même raisonnement que pour les surfaces diélectriques nous trouvons une relation inversible entre le degré de polarisation ρ , et l'angle de réflexion θ :

$$\rho(\theta) = \frac{2n \tan \theta \sin \theta}{\tan^2 \theta \sin^2 \theta + |\hat{n}|^2}. \quad (5.14)$$

La courbe calculée à partir de l'approximation diffère principalement de la courbe théorique pour de grandes valeurs de l'angle de réflexion θ (Figure 5.6). Par ailleurs, nous remarquons que l'angle limite θ_{lim} est beaucoup plus grand pour les matériaux métalliques. Aussi les points dont l'angle θ est supérieur à θ_{lim} , ont des pentes très élevées. Cette propriété permet de traiter un grand nombre d'objets sans avoir à lever l'ambiguïté sur la détermination de l'angle θ .

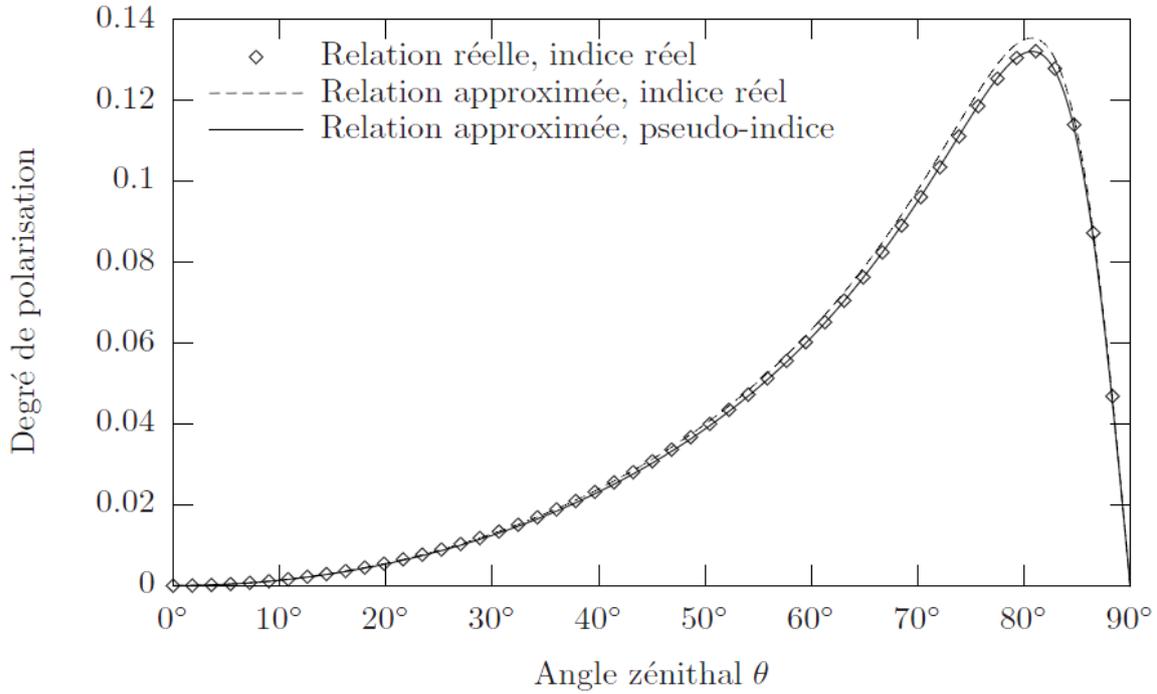


Figure 5.6 - Utilisation du pseudo-indice

5.2.2 Objets transparents

Miyazaki [Miyazaki et al., 2006] a élaboré différentes techniques pour tenter de résoudre le problème d'ambiguïté lié à l'angle d'élévation ou angle zénithal θ et obtenir l'orientation des normales de surfaces transparentes.

Une de ces méthodes [Miyazaki et al., 2002b] est l'utilisation du degré de polarisation de la surface en réflexion dans le visible et l'utilisation d'une longueur d'onde infrarouge lointaine. Le paramètre du degré de polarisation de la lumière réfléchie est utilisé pour déterminer l'orientation des points à la surface. Dans le domaine des longueurs d'ondes visibles le degré de polarisation fournit deux solutions pour l'angle zénithal. La méthode pour résoudre cette ambiguïté est l'utilisation du degré de polarisation dans le domaine de l'infrarouge lointain, cette dernière méthode fournit une seule solution pour l'orientation de la surface pour un degré de polarisation donné. Mais la mesure dans l'infrarouge lointain ne peut pas être utilisée seule directement car le degré de polarisation est relativement faible par endroits. C'est pourquoi, il est nécessaire d'utiliser cette mesure uniquement afin de lever l'ambiguïté.

Miyazaki montre que le degré de polarisation peut être décrit par l'équation suivante

$$\rho(\theta) = \frac{2 \sin \theta \tan \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 - \sin^2 \theta + \sin^2 \theta \tan^2 \theta} \quad (5.15)$$

Le degré de polarisation ρ est fonction de l'indice de réfraction n , et de l'angle d'incidence θ . Donc connaissant l'indice de réfraction et le degré de polarisation relevé expérimentalement, nous pouvons déterminer l'angle d'incidence.

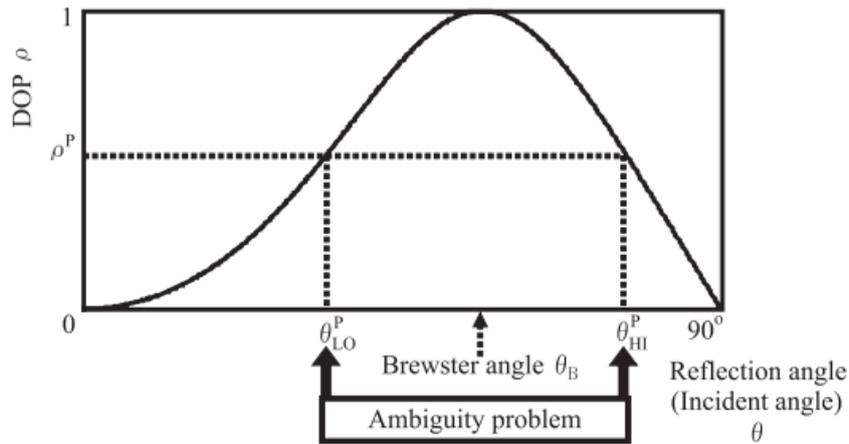


Figure 5.7 - Relation entre le degré de polarisation et l'angle d'incidence (n=1.5)

La Figure 5.7 montre la relation entre le degré de polarisation et l'angle d'incidence qui est décrite par l'équation (5.15) ci-dessus. L'axe vertical désigne le degré de polarisation et l'axe horizontal l'angle d'incidence correspondant. Le degré de polarisation étant indépendant de l'intensité lumineuse on obtient la même réponse quelle que soit l'intensité de la source lumineuse. Cette fonction possède un maximum à l'angle de Brewster. On peut voir aussi qu'un degré de polarisation fournit deux angles d'incidence possibles (excepté pour l'angle de Brewster). C'est pour résoudre cette ambiguïté que Miyazaki a proposé une mesure complémentaire du degré de polarisation dans le domaine de l'infrarouge lointain. Il utilise deux manières d'estimer le degré de polarisation dans l'infrarouge lointain, l'une en utilisant la loi de Kirchhoff et l'autre en considérant la lumière émise par les objets eux-mêmes. Il arrive ainsi à fournir une même équation pour le degré de polarisation.

$$\rho_{IR} = \frac{s}{2-s}, \text{ avec} \quad (5.16)$$

$$s = \sin^2 \theta \left(1 + \frac{1}{n^2} - \frac{2}{n^2} \sin^2 \theta - \frac{2}{n} \sqrt{\left(1 - \sin^2 \theta\right) \left(1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \theta\right)} \right)$$

Le verre est transparent dans le domaine visible mais devient quasiment opaque dans la lumière infrarouge en raison d'un coefficient d'absorption plus élevé. La Figure 5.8 montre la relation entre le degré de polarisation du rayonnement thermique et l'angle d'émission θ .

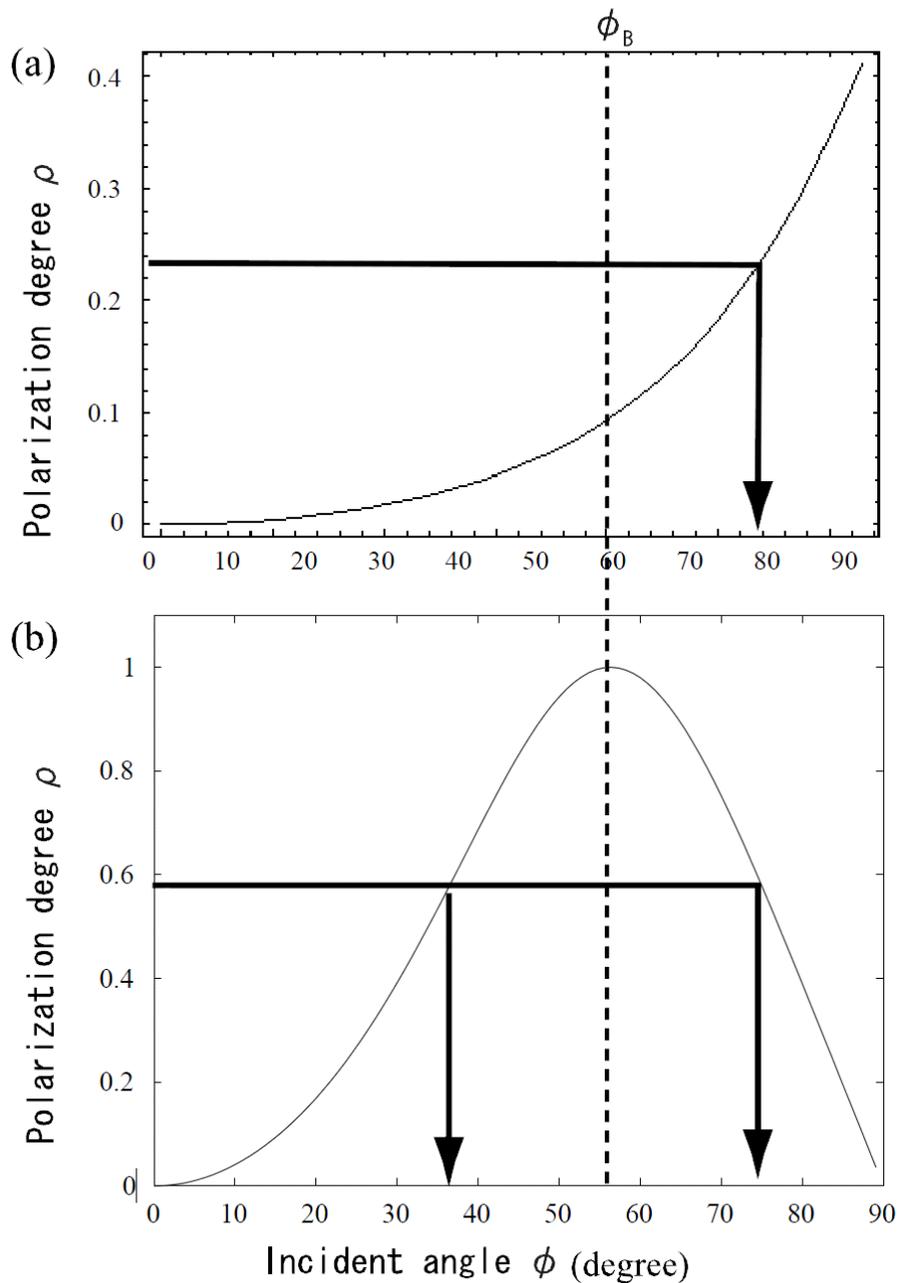


Figure 5.8 - Degré de polarisation du rayonnement infrarouge (a) et degré de polarisation dans le visible (b)

Bien que l'indice de réfraction soit affecté par la longueur d'onde, l'indice de réfraction sous une lumière infrarouge se trouve légèrement décalé par rapport à une longueur d'onde du visible, Miyazaki utilise le même indice de réfraction dans le visible et l'infrarouge car il néglige leur différence. Comme on peut le voir sur le graphe (Figure 5.8), il y a une seule correspondance entre le degré de polarisation ρ et l'angle d'émission ϕ . L'unique angle d'émission ainsi déterminé peut être mis en correspondance avec l'un des deux angles proposés par la méthode utilisant le degré de polarisation sous une longueur d'onde visible. De cette façon, il peut discriminer l'angle correspondant réellement à l'orientation de la surface.

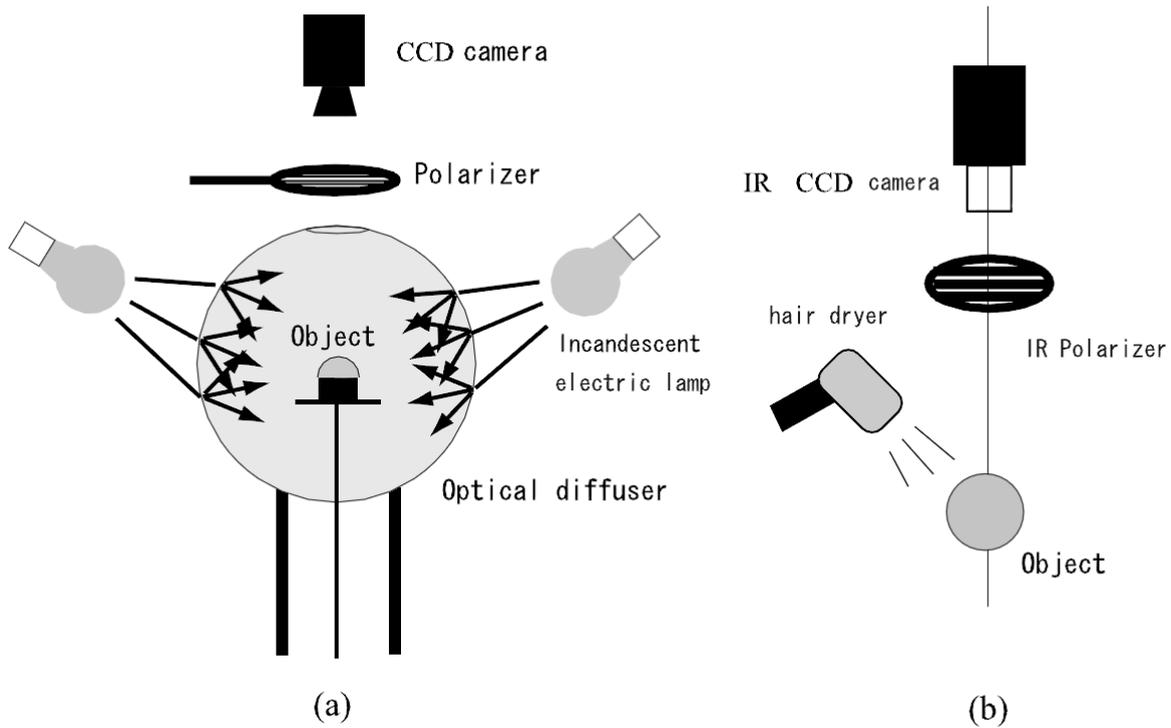


Figure 5.9 - Montages expérimentaux des deux expériences (Miyazaki)

L'autre méthode utilisée par Miyazaki [Miyazaki et al., 2004], est l'utilisation d'une faible rotation de l'objet pour permettre de résoudre l'ambiguïté sur l'angle zénithal. Il résout cette ambiguïté en comparant le degré de polarisation obtenu pour un même point avant et après cette rotation. Il introduit des propriétés géométrique à la surface de l'objet afin de pouvoir trouver des couples de points dans les deux vues ayant une valeur inchangée et utilise ces derniers pour faire une correspondance entre les points avant et après rotation. Miyazaki segmente les données du degré de polarisation en différentes régions bornées par l'angle de Brewster. Les points correspondant à l'angle de Brewster ne présentent pas d'ambiguïté et ont un degré de polarisation égal à 1. Trois suppositions sont faites par Miyazaki : il suppose que l'objet est projeté orthographiquement sur la caméra, que l'observation de l'objet par la caméra ne produit pas d'occlusion et que la surface de l'objet est suffisamment lisse. Il peut alors définir une segmentation en s'appuyant sur les points correspondant à l'angle de Brewster et définissant la « segmentation de Brewster ».

L'idée de base de cette méthode est d'identifier le bon candidat pour l'angle zénithal en trouvant si l'angle zénithal est plus grand ou plus petit que l'angle de Brewster. Pour ce faire, en addition de la segmentation de Brewster et de la mise en correspondance des points, Miyazaki effectue une rotation de l'objet avec un faible angle pour obtenir des données supplémentaires sur le degré de polarisation. L'indice de réfraction étant invariant entre chaque vue, le degré de polarisation n'est dépendant que de l'angle zénithal. Miyazaki dérive alors l'équation (5.10) liant le degré de polarisation avec l'angle d'élévation (θ), ce qui donne :

$$\frac{d\rho}{d\theta} = \frac{2 \sin \theta (n^2 - \sin^2 \theta - n^2 \sin^2 \theta) (2n^2 - \sin^2 \theta - n^2 \sin^2 \theta)}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} (n^2 - \sin^2 \theta - n^2 \sin^2 \theta + 2 \sin^4 \theta)^2} \quad (5.17)$$

Le graphique décrit par cette équation est représenté à la Figure 5.10. A l'aide de ces informations Miyazaki est en mesure de discriminer l'angle d'élévation réel correspondant à l'orientation de la surface de l'objet.

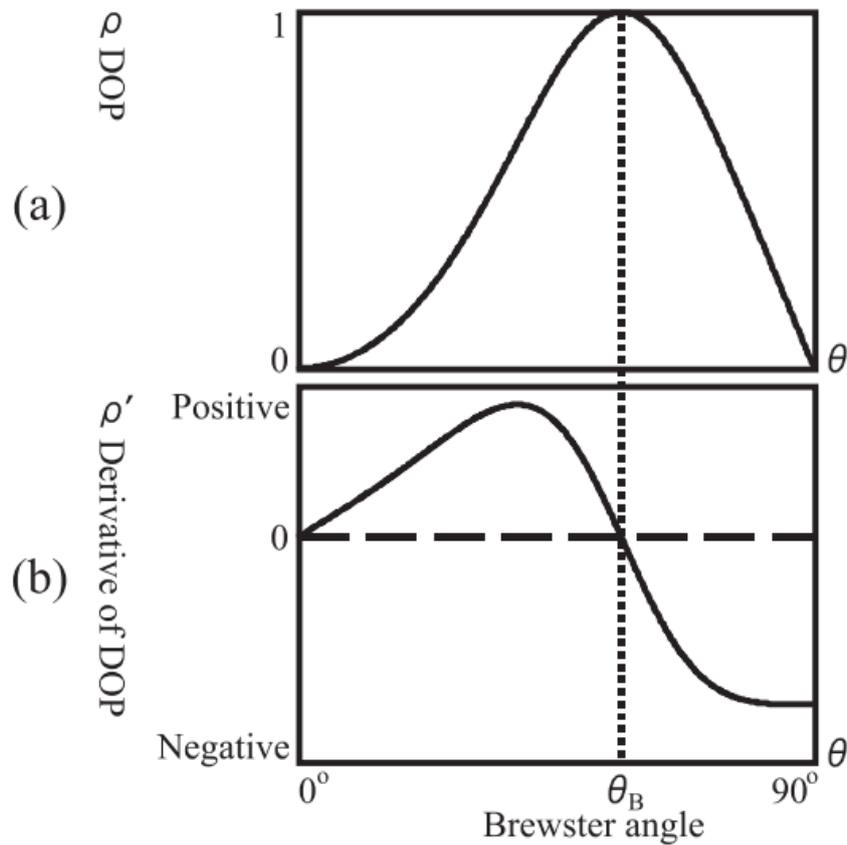


Figure 5.10 - Degré de polarisation ρ , Dérivée du degré de polarisation $\rho' = \frac{d\rho}{d\theta}$

Dans le chapitre suivant nous proposons de conserver cette idée de traitement multispectral, mais en l'appliquant sur les courbes de la réflexion spéculaire.

5.3 Traitement du champ de normales

Une fois que les angles zénithaux θ et azimutaux ϕ sont déterminés, les normales sont calculées selon l'équation :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial f(x,y)}{\partial x} \\ \frac{\partial f(x,y)}{\partial y} \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p = \tan \theta \cos \phi \\ q = \tan \theta \sin \phi \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.18)$$

Pour reconstituer la forme de la surface à partir des normales, le choix se porte sur l'algorithme de Frankot-Chellappa [Frankot & Chellappa, 1988]. Cet algorithme basé sur la transformée de Fourier consomme moins de temps que l'algorithme standard basé sur la relaxation. Une forme issue d'une image 1024x1024 sera construite en moins d'une seconde. En notant \tilde{f} , \tilde{p} et \tilde{q} , les transformées de Fourier respectives de la hauteur de la surface, et des gradients x, y, nous avons :

$$\forall (u, v) \neq (0, 0), \quad \tilde{f}(u, v) = \frac{-ju\tilde{p} - jv\tilde{q}}{u^2 + v^2}. \quad (5.19)$$

La forme de la surface est reconstruite en prenant la transformée inverse de l'équation précédente. Comme on peut le voir, cet algorithme est uniquement disponible pour les surfaces avec une pente moyenne nulle. Étant donné que les dérivés et la transformée de Fourier sont des opérateurs linéaires, la surface peut être subdivisée en fonction de :

$$f(x, y) = f_0(x, y) + g(x, y), \quad (5.20)$$

où f_0 est la surface reconstruite à partir de l'équation (5.20) et g est le plan moyen à la surface. g peut être déduit de :

$$g(x, y) = x\tilde{p}(0, 0) + y\tilde{q}(0, 0) + k, \quad (5.21)$$

où k est une constante (constante d'intégration).

5.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'application de l'imagerie de polarisation à la mesure de forme et en particulier la technique de "Shape from Polarization" : après une réflexion spéculaire, la lumière non polarisée devient partiellement linéairement polarisée. Cette méthode n'est applicable que dans le cas de surfaces présentant une réflexion spéculaire suffisante, que cette surface soit métallique ou diélectrique. Dans le cas contraire, les réflexions diffuses et spéculaires doivent être séparées. Grâce aux informations d'angle et de degré de polarisation de l'onde réfléchie, la normale en tout point de la surface est calculée et les cotes évaluées par intégration. Nous avons décrit les problèmes liés aux ambiguïtés lors de la mesure et comment y remédier. Le chapitre suivant traite de la mise en œuvre du dispositif d'imagerie polarimétrique multispectral que nous appliquons à l'étude d'un objet transparent et montre une application de ce dispositif.

Chapitre 6 Dispositif mis en œuvre et applications

Dans cette section nous allons évoquer le travail effectué dans le but d'améliorer la détection de surface tridimensionnelle sans contact d'objets transparents. Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, il existe différentes approches permettant d'étudier de telles surfaces. Nous allons ici utiliser la méthode par analyse des paramètres de polarisation, dite de « Shape from polarization », qui a déjà été adaptée [Morel et al., 2006] pour l'analyse de surfaces métalliques réfléchissantes.

Cette méthode nécessite de maîtriser l'éclairage appliqué à l'objet et de maîtriser le plus précisément possible l'acquisition nécessaire à l'analyse des paramètres polarimétriques de l'onde réfléchi. Tout d'abord nous présentons le système expérimental mis en place au laboratoire pour effectuer nos mesures, puis nous discutons de la méthode de calibration mise en œuvre et enfin des résultats expérimentaux obtenus.

6.1 Le système expérimental

Le prototype permettant l'analyse de l'état de polarisation après réflexion sur l'objet est composé des éléments suivants : un dôme d'éclairage couleur à trois longueurs d'onde (472 nm, 513 nm et 655 nm) , voir Figure 6.2, pour contrôler les conditions d'illumination de l'objet avec une onde lumineuse non polarisée; un analyseur optique composé d'une combinaison d'un retardateur variable à cristaux liquides contrôlé en tension (LCVR : Liquid Crystal Variable Retarder, de chez Meadowlark), voir Figure 6.3, d'un polariseur et d'une lame quart d'onde (Figure 6.4). La combinaison de tous ces composants fonctionne comme un polariseur tournant automatique contrôlé en tension par un ordinateur.

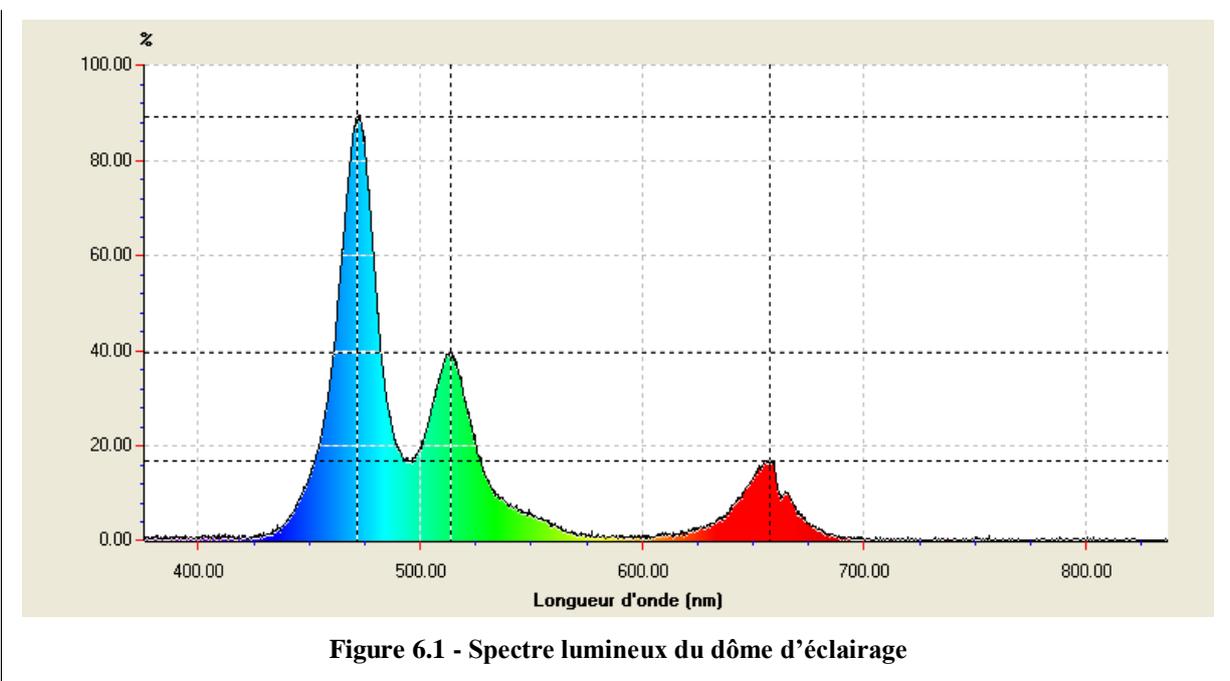


Figure 6.1 - Spectre lumineux du dôme d'éclairage

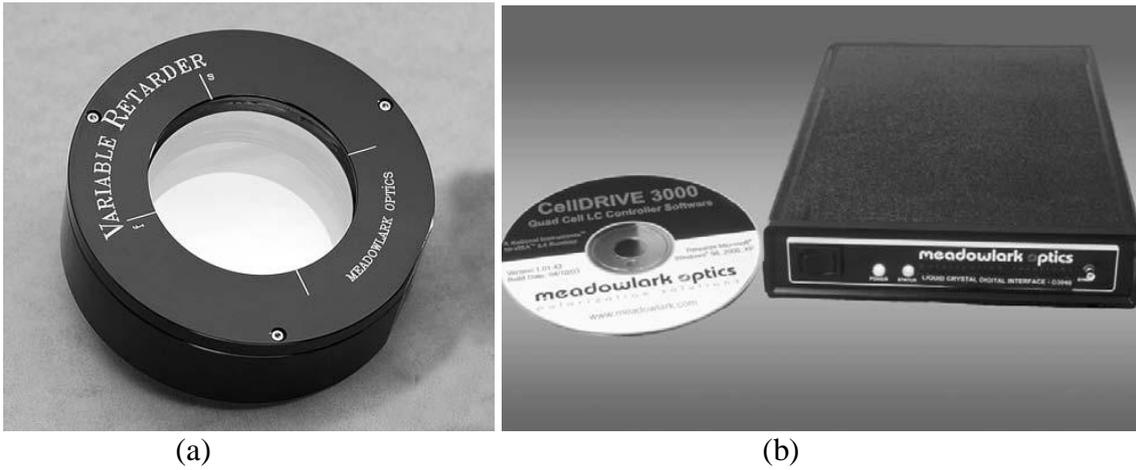


Figure 6.3 - Retardateur variable à cristaux liquides (a) et son contrôleur Meadowlark (b)

Tous ces éléments doivent être capables de répondre aux exigences requises pour fonctionner dans le visible, sous les trois longueurs d'ondes utilisées.

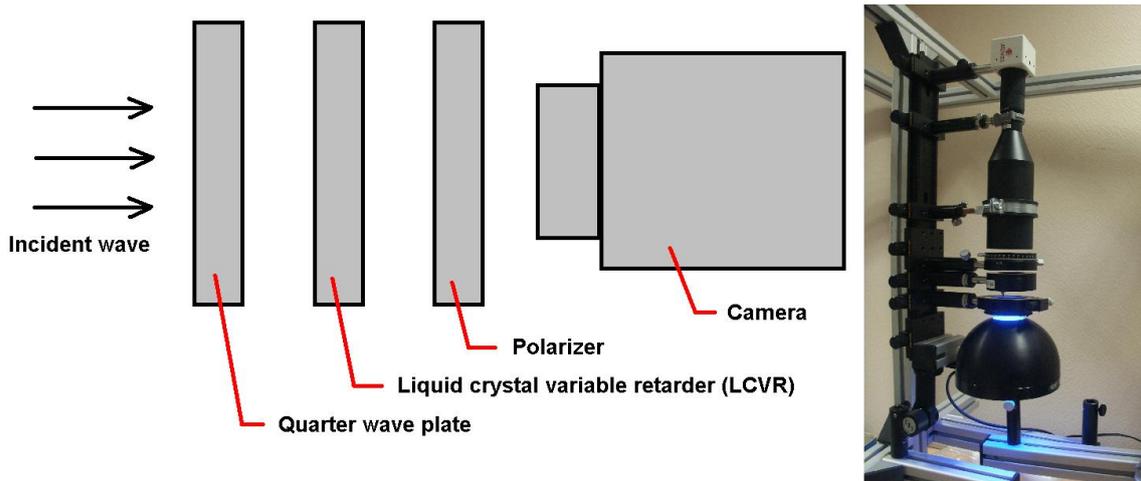


Figure 6.4 - Système optique, constitué d'une lame quart d'onde, d'un retardateur à cristaux liquides et d'un polariseur P1, suivi d'une caméra

Le choix d'une lumière multispectrale (trois longueurs d'onde) a été décidé par le fait que pour un même matériau, l'indice de réflexion varie avec la longueur d'onde (Figure 6.5), ce qui fournit une opportunité de lever l'ambiguïté sur l'angle zénithal θ (voir section 5.1.4.2).

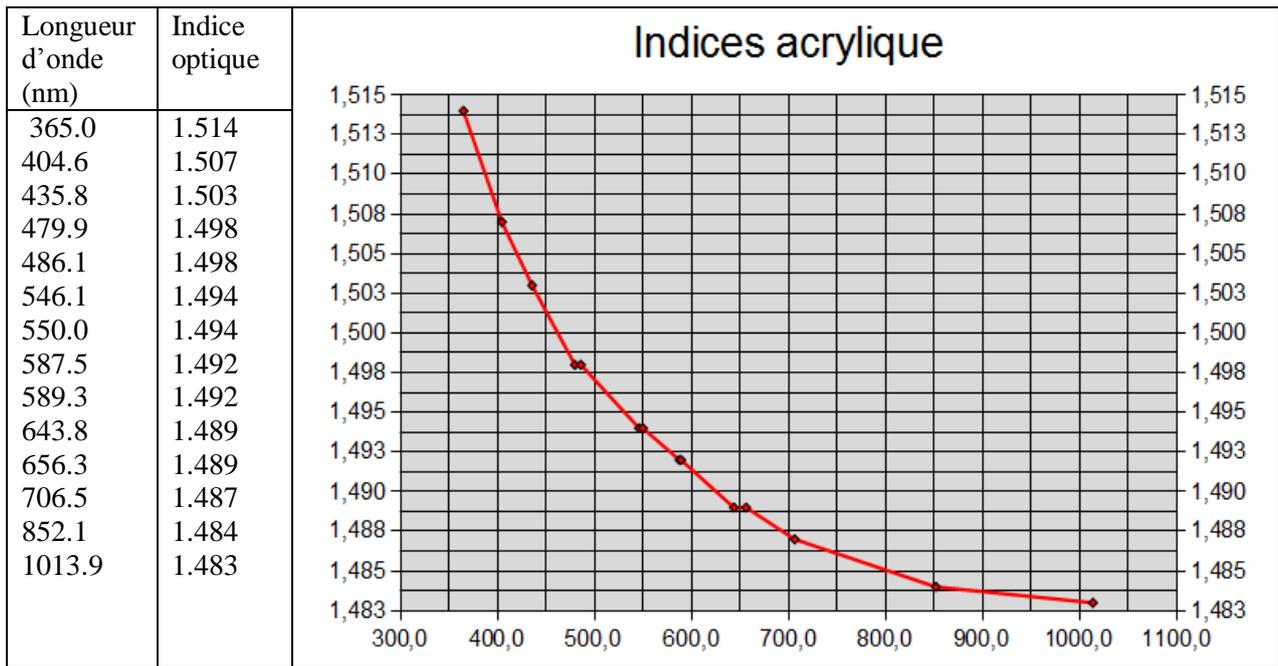


Figure 6.5 - Indice optique de l'acrylique en fonction de la longueur d'onde

L'utilisation de ces nombreux éléments optiques n'est pas sans conséquence sur la précision de la mesure et nécessite, comme nous le verrons dans la suite, une étape particulière de calibration de notre part pour optimiser l'utilisation de ces composants. La caméra que nous avons utilisée pour mesurer l'intensité lumineuse reçue en sortie de notre analyseur optique est une caméra (Redlake MegaPlus II ES2020) à niveau de gris codé sur 12 bits, équipée d'un objectif télécentrique (Vicotar T201/0.30). Pour améliorer la sensibilité au bruit de l'acquisition nous effectuons systématiquement un filtrage temporel, c'est-à-dire que nous prenons en image finale la moyenne de trois images prises successivement. De plus, et comme nous étudions des surfaces supposées continues, nous utilisons un second filtrage, spatial cette fois-ci, sur un voisinage 3x3 de l'image pour améliorer la détection de notre caméra. Le bruit ainsi réduit permet d'optimiser la détection des faibles variations sur nos mesures. La détection de ces faibles variations est primordiale pour assurer le bon fonctionnement de notre système polarimétrique, comme nous le verrons par la suite. L'utilisation d'un objectif télécentrique se justifie par la nécessité d'acquérir des rayons optiques parallèles afin de ne pas avoir d'image déformée et d'obtenir un calcul, sur l'angle azimutal θ , des normales sans déviation.

6.2 Calibration du système optique

Notre système est constitué de différents composants intercalés les uns derrière les autres et devant travailler à trois longueurs d'ondes différentes du visible. De plus, l'un de ces composants (le retardateur à cristaux liquides) possède une caractéristique optique qui est contrôlé électriquement. La calibration de l'ensemble du système s'impose donc, afin d'optimiser l'utilisation du système optique pour chaque longueur d'onde.

6.2.1 Nécessité de calibration

La première phase de notre étude s'est portée sur l'ajustement des composants optiques placés devant la caméra. Le système d'analyse étant composé d'une lame quart d'onde suivie d'un retardateur variable puis d'un polariseur, il comporte dans son ensemble, et par le fait même de sa décomposition en plusieurs éléments optiques, plusieurs contraintes et défauts.

Ces derniers se décomposent en deux types principaux : les restrictions optiques (bande passante, atténuation, ...) de chacun des composants et le cumul des erreurs provenant d'un alignement imparfait des axes optiques.

Les composants optiques sont choisis de manière à permettre au mieux l'utilisation du système d'analyse dans la bande de longueur d'onde voulue, dans notre cas dans la bande spectrale visible (de 380 nm à 720 nm).

Chacun des composants du système optique, ayant un comportement qui lui est propre, pour une température d'utilisation constante et pour une longueur d'onde donnée, il est impossible de fixer un positionnement qui soit optimal pour chaque longueur d'onde utilisée. Le positionnement de l'ensemble des composants du système étant fixé sur une structure, l'influence du changement de la longueur d'onde, lors de l'acquisition, influence forcément la mesure. En effet, de légères déviations, sur chacun des composants optiques, sont engendrées par le décalage de la longueur d'onde (Figure 6.6) [Guimond & Elmore, 2004], [Gooch & Tarry, 1974], [Herke et al., 2005]. Heureusement, l'utilisation du LCVR nous permet de compenser cette déviation provoquée par la variation de la longueur d'onde.

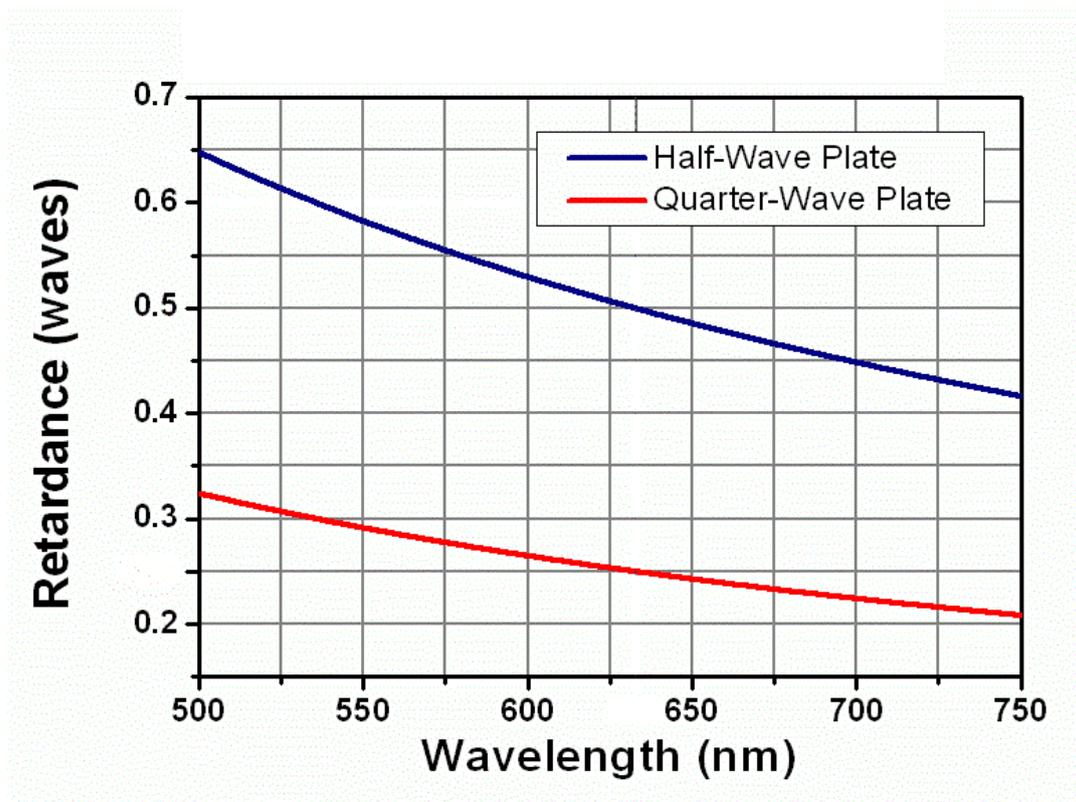


Figure 6.6 - Exemple de déviation du retard en fonction de la longueur d'onde pour une lame quart d'onde (rouge) et une lame demi onde (bleu)

Nous allons utiliser à notre avantage le fait que nous possédons une cellule à retard d'onde variable à cristaux liquides contrôlée en tension. L'utilisation de ce composant dans la chaîne optique offre deux avantages, le premier, et c'est principalement pour celui-ci qu'un tel système a été conçu et utilisé, est qu'il va permettre d'analyser la polarisation d'une onde réfléchie suivant différentes orientations de polarisation et cela de manière automatisée, le second avantage est que nous allons pouvoir utiliser ce composant pour compenser les déviations, issues du décalage de longueur d'onde, en agissant sur le retard de l'onde. En effet nous pouvons aisément faire varier le retard de manière différente, pour chaque longueur d'onde utilisée, en appliquant une tension distincte sur le LCVR pour chacune des longueurs d'onde.

La calibration fine dans le visible, pour les longueurs d'onde utilisées, permettra ainsi de mettre en œuvre une technique de levée d'ambiguïté sur l'angle zénithal θ . Cette technique est basée sur la mesure du décalage du degré de polarisation (Figure 6.7) engendré par la variation de l'indice optique issue du changement de longueur d'onde de l'éclairage. La différence de ce décalage, entre deux longueurs d'onde, nous apporte une information permettant de connaître si l'angle zénithal θ cherché appartient à l'intervalle situé avant l'angle de Brewster θ_B ou bien après celui-ci.

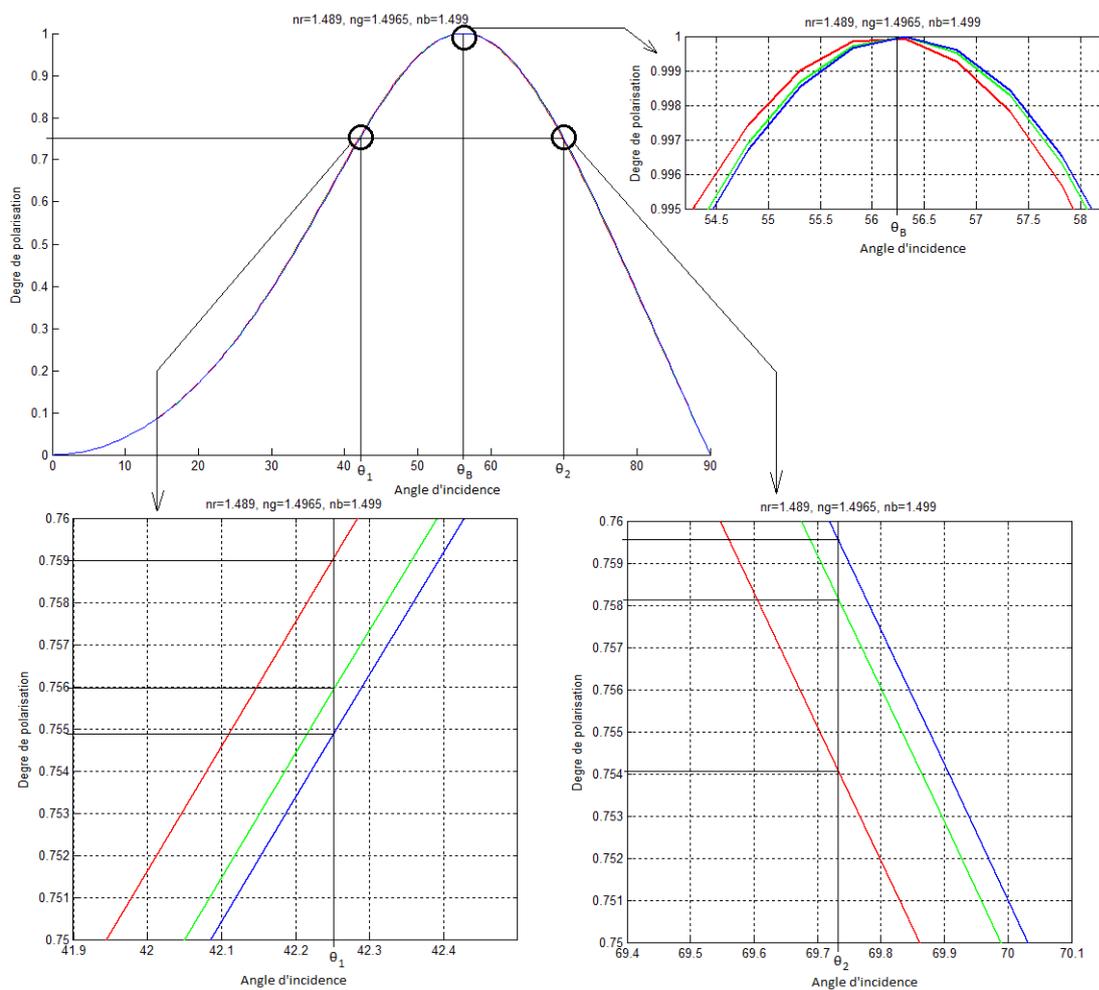


Figure 6.7 - Courbes théoriques montrant le décalage de la valeur du degré de polarisation pour trois longueurs d'onde différentes (472nm, 512nm et 655nm) (donnant respectivement les indices $n_r=1.489$, $n_g=1.4965$ et $n_b=1.499$)

6.2.2 Réalisation de la calibration

Pour pouvoir obtenir un système fonctionnant de manière optimum aux trois longueurs d'onde (issues du dôme d'éclairage) que nous utilisons (472nm, 512nm et 655nm) une calibration pour chaque longueur d'onde est nécessaire pour connaître la tension à appliquer afin d'obtenir une analyse, par le système, la plus correcte possible, et ce pour chaque angle d'incidence des rayons lumineux.

La calibration est effectuée par le dispositif de la Figure 6.8 : un filtre polariseur (P2) est inséré entre la source de lumière et l'analyseur d'état de polarisation. Puis nous faisons varier la tension appliquée au LCVR de manière à détecter le maximum d'intensité correspondant à l'alignement du « polariseur tournant » sur le polariseur P2.

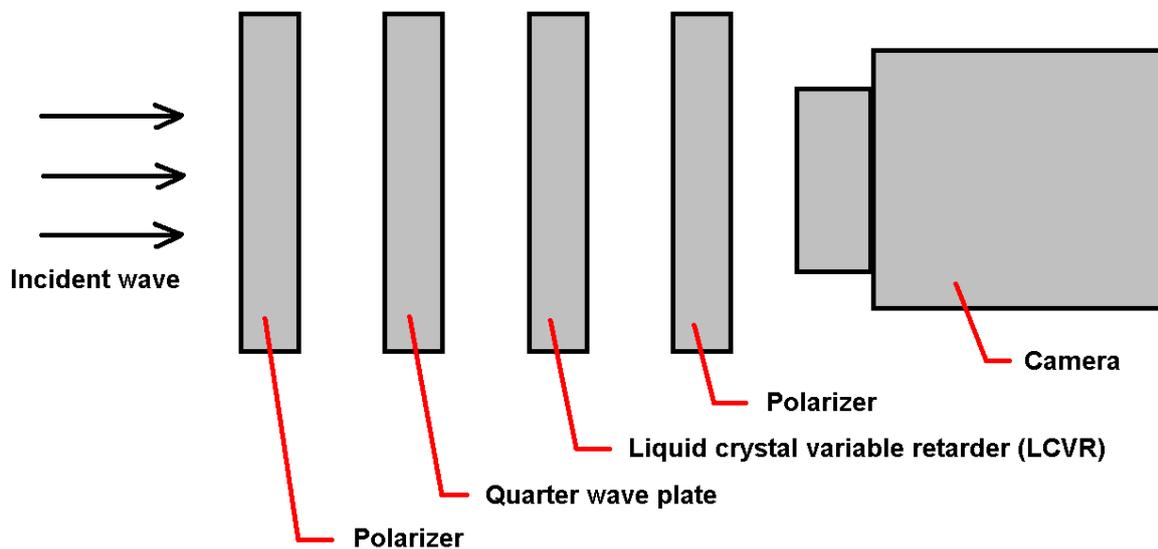


Figure 6.8 - Ajout d'un polariseur P2 devant le système optique

Nous effectuons cette opération pour chaque orientation de P2 de 0° à 180° et pour chaque longueur d'onde dans le but de caractériser entièrement le LCVR.

Sur la Figure 6.9 on peut voir l'évolution de l'intensité lumineuse reçue par la caméra au travers du système optique en fonction de la tension appliquée au LCVR pour une orientation fixée du polariseur P2, et cela pour chacune des trois longueurs d'ondes étudiées. Chacune des trois courbes représentées montre un pic maximum. Ce pic maximum correspond au moment où la tension appliquée donne le maximum d'intensité lumineuse mesuré au travers du système optique, c'est-à-dire où la tension appliquée donne le meilleur alignement du système pour la détection de l'orientation choisie.

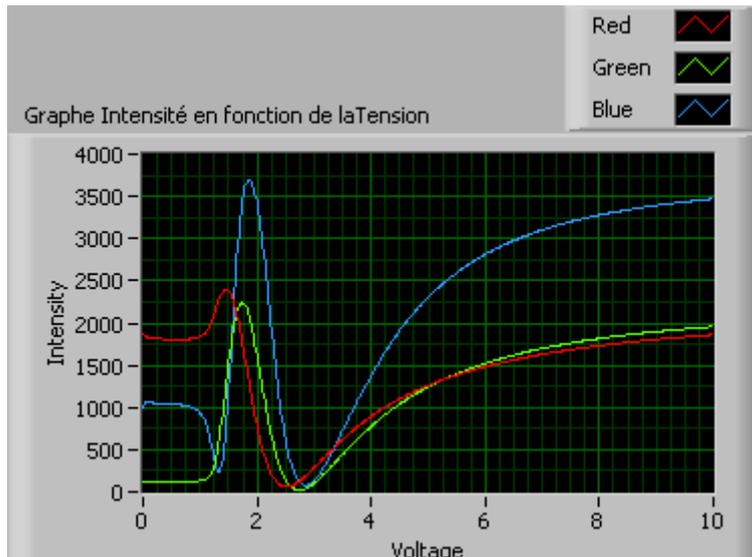


Figure 6.9 - Amplitude lumineuse en fonction de la tension pour une orientation donnée du polariseur P2 (courbe rouge : $\lambda_R=655\text{nm}$, courbe verte : $\lambda_V=513\text{nm}$, courbe bleue : $\lambda_B=472\text{nm}$)

Dans le but d'automatiser le processus de calibration, et de détecter la tension correspondant au pic maximum d'intensité, un opérateur de saillance est utilisé. La méthode consiste à balayer la courbe par un disque et à évaluer la relation entre la surface du disque intersecté et sa surface totale (Walter et al., 2008). Le degré de saillance est compris entre 0 et 1, aussi pour une courbe plane il sera de 0.5, pour une cavité il sera compris entre 0.5 et 1 et pour un pic il sera compris entre 0 et 0.5. Plus la valeur de saillance est proche de ses bornes, plus grande est la saillance de la courbe. Le pic maximum d'intensité est trouvé au point où la saillance est minimum (Figure 6.10).

De cette manière, nous pouvons aisément, en utilisant le principe de saillance, identifier le pic maximum d'intensité lumineuse obtenue, pour chaque orientation du polariseur P2. Il nous suffit alors de relever la tension qui a été appliquée pour donner chaque maximum pour obtenir une caractéristique liant la tension et l'orientation d'analyse de notre système polarimétrique.

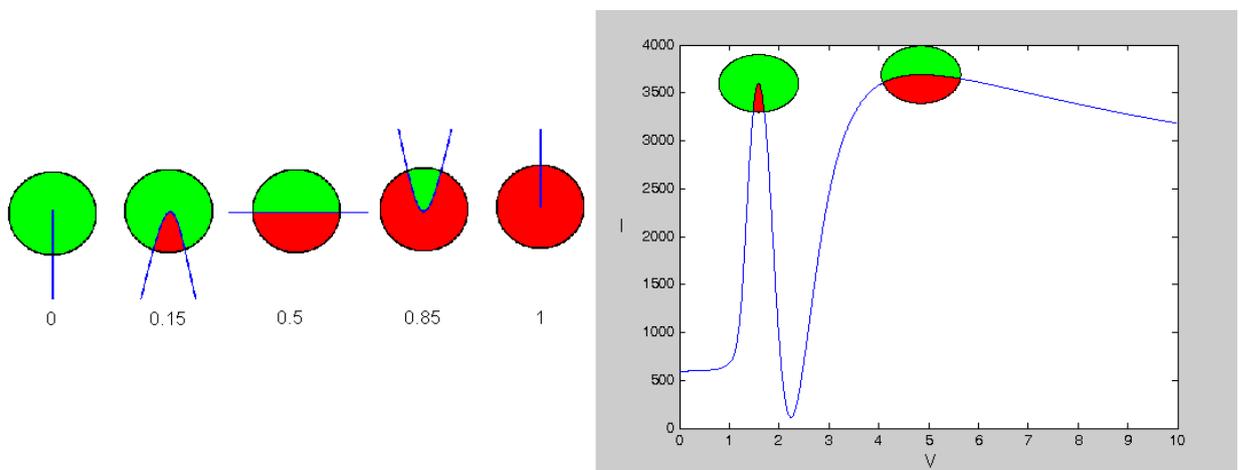


Figure 6.10 - Détection automatique du maximum d'intensité basée sur l'opérateur de saillance

Une représentation en 3 dimensions de ces courbes de calibration permet de mieux comprendre le comportement de la calibration, notamment le comportement de l'intensité en fonction de la tension et de l'orientation de l'onde entrée du système optique (Figure 6.11, Figure 6.12, Figure 6.13), pour chaque longueur d'onde.

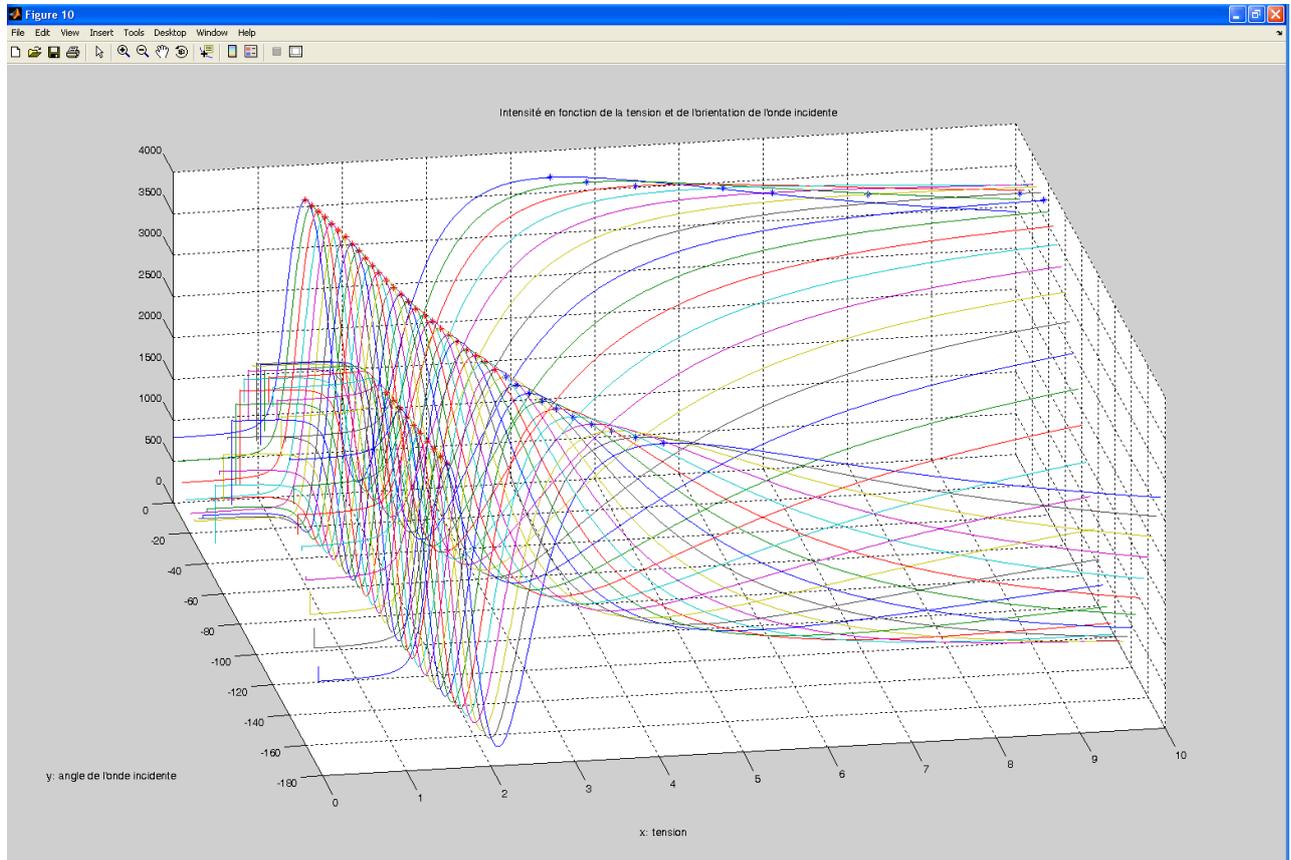


Figure 6.11 - Intensité en fonction de la tension et de l'orientation de l'onde entrée du système, pour un éclairage dans le bleu (472 nm)

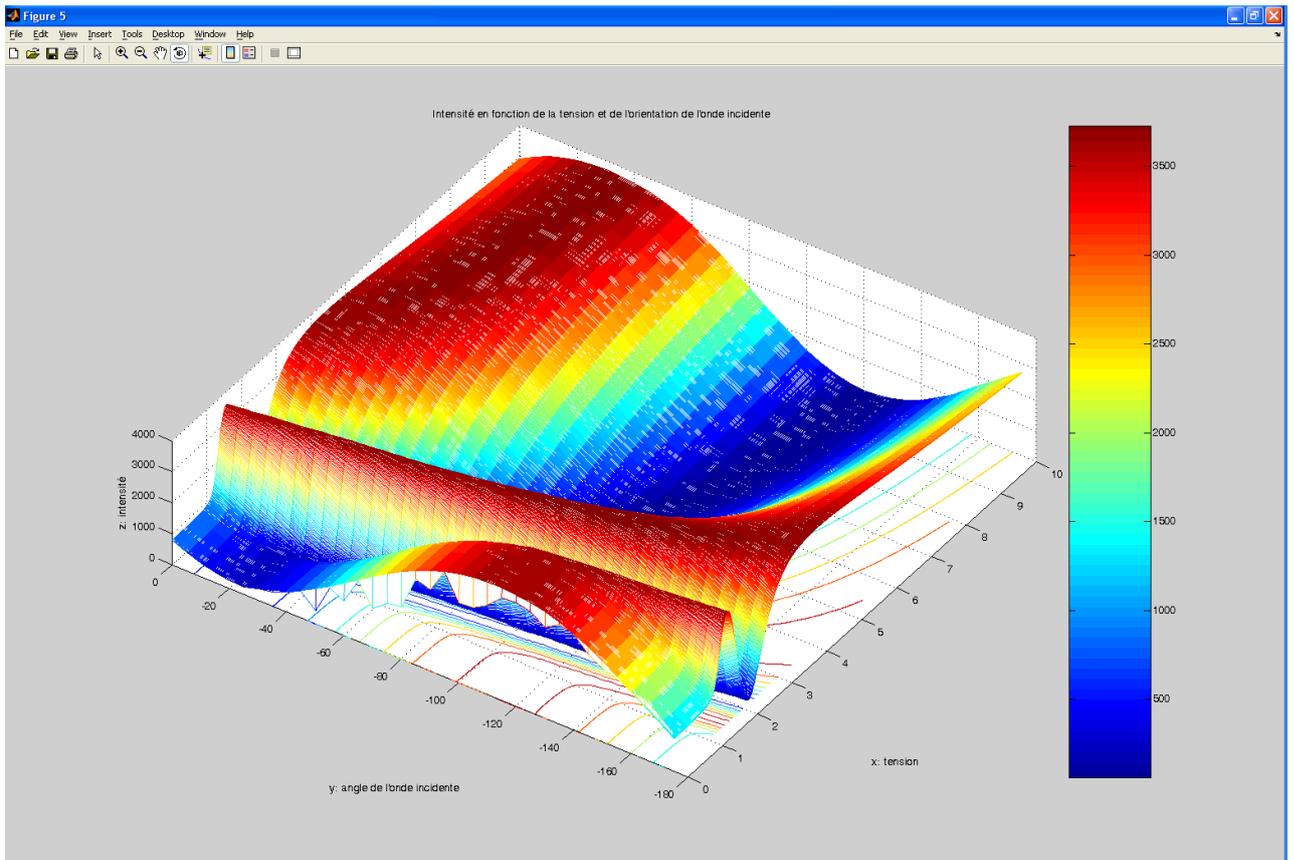


Figure 6.12 - Intensité en fonction de la tension et de l'orientation de l'onde entrée du système, pour un éclairage dans le bleu (472nm)

Sur la Figure 6.12 nous pouvons voir la crête (respectivement la vallée) représentée par les maximums (respectivement les minimums) d'intensité reçue.

Pour les courbes de calibration du spectre rouge, il apparaît une zone sur laquelle la précision de mesure est plus difficile. Nous pouvons voir sur la représentation 3D de la calibration du rouge, ci-dessous (Figure 6.13), que pour certains angles de l'onde incidente le choix d'un maximum (respectivement minimum) n'est pas aisé. En effet, aucune crête (respectivement vallée) étroite n'est présente.

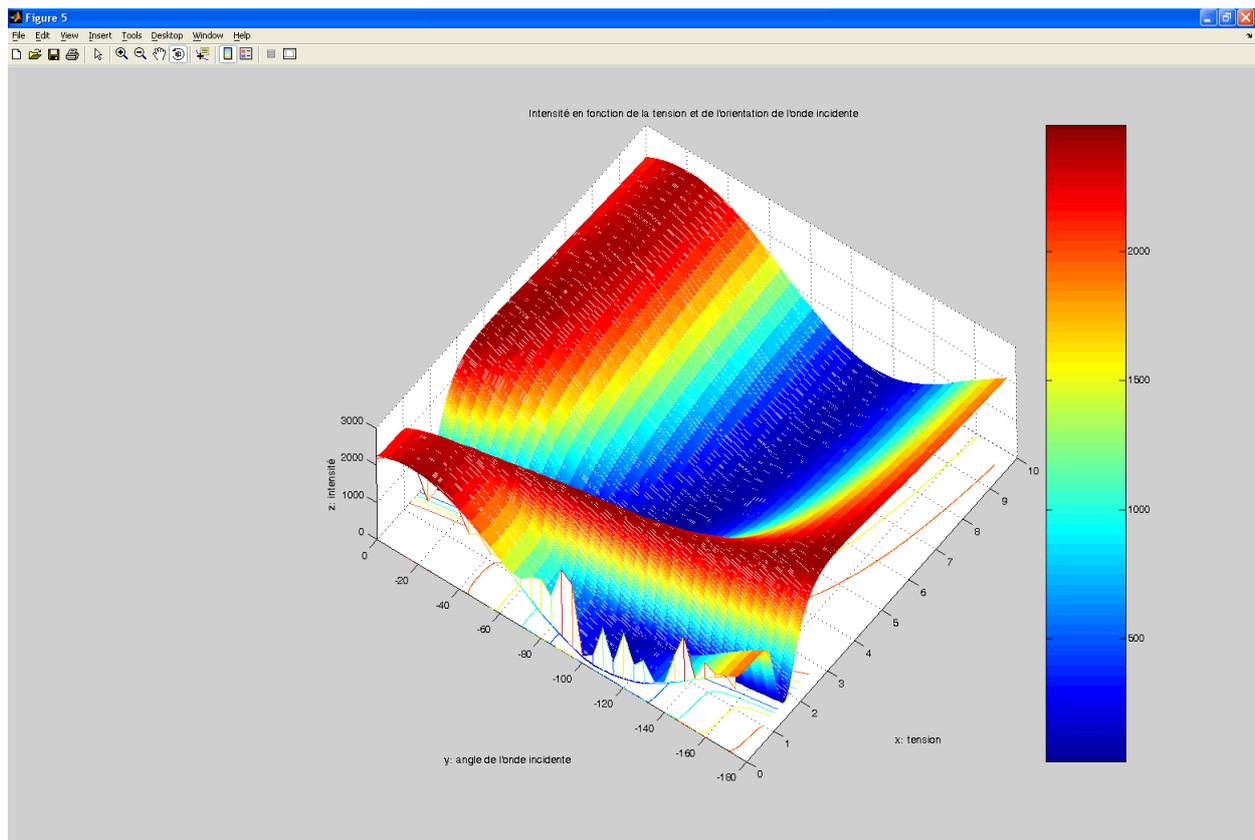


Figure 6.13 - Intensité en fonction de la tension et de l'orientation de l'onde entrée du système pour un éclairage dans le rouge (633nm)

Il est à noter que le nombre d'acquisitions, et donc de données à recueillir, augmente très vite en fonction du pas utilisé pour faire varier la tension, mais aussi en fonction du pas de variation de l'angle de l'onde incidente (que l'on a fixé à 5°). Sans oublier qu'il est nécessaire de réaliser cette opération pour chaque longueur d'onde. De plus, un délai (de 180 ms) doit être respecté entre chaque changement de tension sur le LCVR, pour permettre aux cristaux de ce dernier d'atteindre l'orientation désirée. Tout ceci permet d'expliquer la durée considérable de la calibration et la nécessité de ne pas effectuer une calibration voulant tendre à une précision excessive. Le bon compromis a été trouvé en choisissant un pas de 0.002 volts (sur une plage de variation de 0 à 10 volts) et un pas de 5° pour l'angle de polarisation de l'onde lumineuse d'entrée.

Nous obtenons ainsi une charte de tension applicable au LCVR pour effectuer des mesures de polarisation sous les trois longueurs d'onde utilisées.

Angle ($^\circ$)	Tension (V)	Angle ($^\circ$)	Tension (V)
0	1.565	-50	1.865
-5	1.590	-55	1.900
-10	1.620	-60	1.935
-15	1.650	-65	1.975
-20	1.675	-70	2.010
-25	1.705	-75	2.055
-30	1.745	-80	2.095
-35	1.775	-85	2.145
-40	1.805
-45	1.835		

Tableau 6.1- Charte de tension calculée pour le LCVR pour la longueur d'onde bleue (472nm)

L'automatisation de cette étape de calibration est primordiale pour obtenir des résultats fiables. Une telle procédure réalisée manuellement, prendrait beaucoup trop de temps, et des déviations sur les mesures apparaîtraient, dues en grande partie à la manipulation. De tels erreurs de mesure pendant la phase de calibration sont à éviter puisque de la précision de cette calibration dépend la méthode mise en œuvre pour lever l'ambiguïté sur l'angle zénithal θ . Aussi, pour effectuer cette automatisation et construire la charte de tension, nous avons réalisé une interface de contrôle à l'aide du logiciel d'instrumentation LabVIEW™ (de National Instruments™). Cette interface permet de piloter le LCVR de manière précise en appliquant un pas régulier sur la tension de contrôle pendant la calibration. Seule la mise en place et l'orientation du polariseur P2 s'effectue manuellement.

6.3 Reconstruction 3D (Résultats expérimentaux)

Pour pouvoir reconstruire la surface tridimensionnelle de notre objet transparent à l'aide de la méthode de « Shape from polarization », nous devons tout d'abord parvenir à lever un certain nombre d'ambiguïtés. Ces ambiguïtés sont au nombre de deux et ont été abordées au Chapitre 5 (Section 5.1.4). Or, pour pouvoir déterminer correctement le champ de normales à la surface, qui fournira par intégration la reconstruction 3D de celle-ci, il est nécessaire d'avoir, pour chacune de ces ambiguïtés, une méthode qui permet d'obtenir de manière non ambiguë la bonne valeur pour les angles définissant les normales.

6.3.1 Lever de l'ambiguïté sur l'angle azimutal

L'ambiguïté sur l'angle azimutal ϕ est levée en utilisant le procédé développé par Morel [Morel et al., 2005]. Il s'agit d'utiliser un éclairage actif, plus particulièrement d'un dôme d'éclairage dont l'allumage peut être réalisé par quadrant (quatre sections peuvent être éclairées simultanément ou indépendamment). Cet éclairage permet de réaliser une segmentation de l'image de polarisation, simplement en comparant les différentes images d'intensité obtenues sous chaque éclairage. L'algorithme utilisé s'explique de la manière suivante :

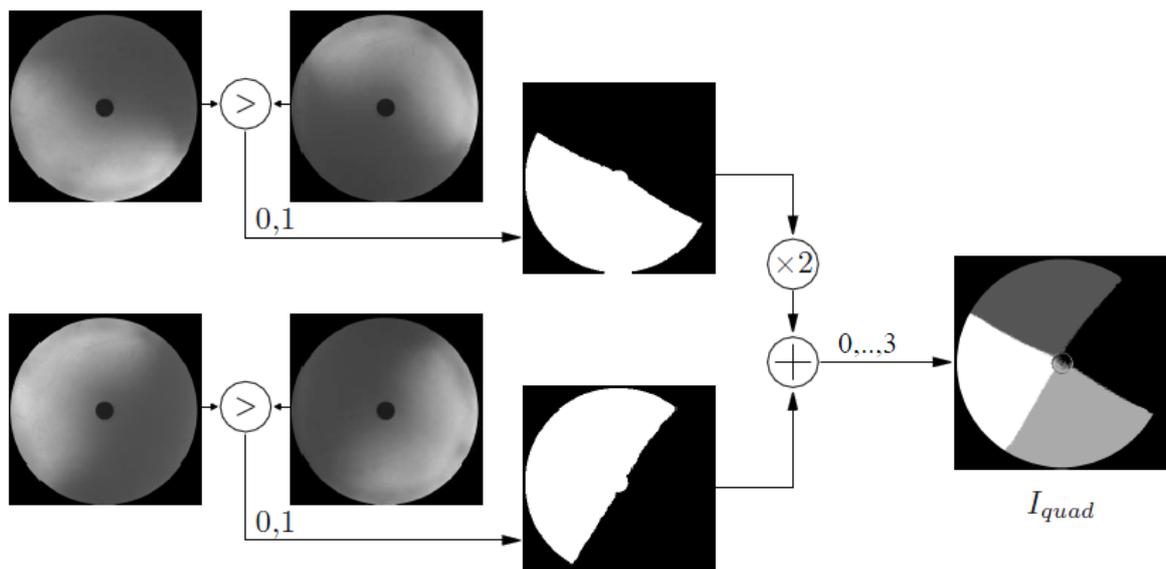


Figure 6.14 - Création de l'image contenant l'information sur l'orientation des normales selon les quatre quadrants : l'image I_{quad} possède uniquement quatre niveaux de gris

Prenons une image I_{quad} créée à partir des images segmentées provenant de l'éclairage "droite-gauche" et de l'éclairage "haut-bas", selon le schéma de la Figure 6.15 (a). Nous supposons que l'axe principal du dôme est orienté selon un angle α avec $\alpha \in]0; \pi/2[$. Puis faisons :

1. $\phi = \varphi - \pi/2$,
 2. $si [(I_{quad} = 0) \wedge (\phi \leq 0)] \vee [I_{quad} = 1] \vee [(I_{quad} = 3) \wedge (\phi \geq 0)]$, $\phi = \phi + \pi$.
- (6.1)

Cette méthode permet d'obtenir l'angle azimutal (Figure 6.15 (b)) de manière robuste.

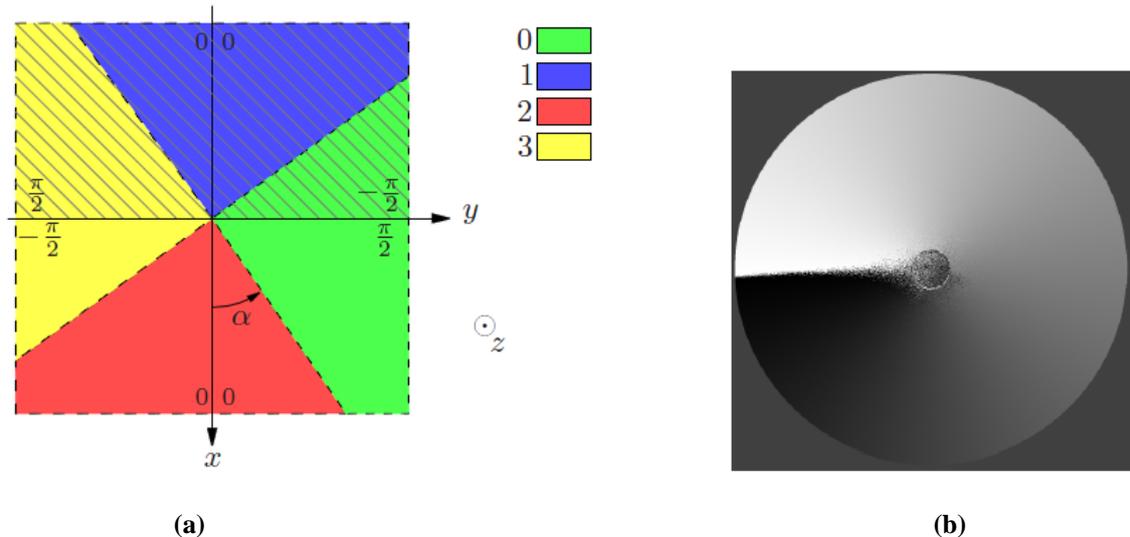


Figure 6.15 - (a) Principe de l'algorithme utilisant les quatre quadrants : la valeur des angles est celle donnée par $\phi = \varphi - \pi/2$, et la partie hachurée représente les valeurs à changer $\phi = \phi + \pi$. (b) Image résultat de l'angle azimutal ϕ ($\phi \in [-\pi/2; 3\pi/2]$)

6.3.2 Lever de l'ambiguïté sur l'angle zénithal (Expérimentation préliminaire)

Nous avons réalisé une première manipulation montrant qu'il est possible de discriminer l'angle zénithal θ par l'utilisation de longueurs d'onde différentes. Cette manipulation est aussi, et surtout, utilisée pour déterminer les indices optiques à utiliser pour remonter à l'angle zénithal θ , grâce aux équations décrites précédemment.

L'expérience consiste à placer une lame semi-réfléchissante (à 50 % de réflexion et 50% de transmission) traitée pour le visible (400-700nm) sous notre système d'acquisition (Figure 6.16).

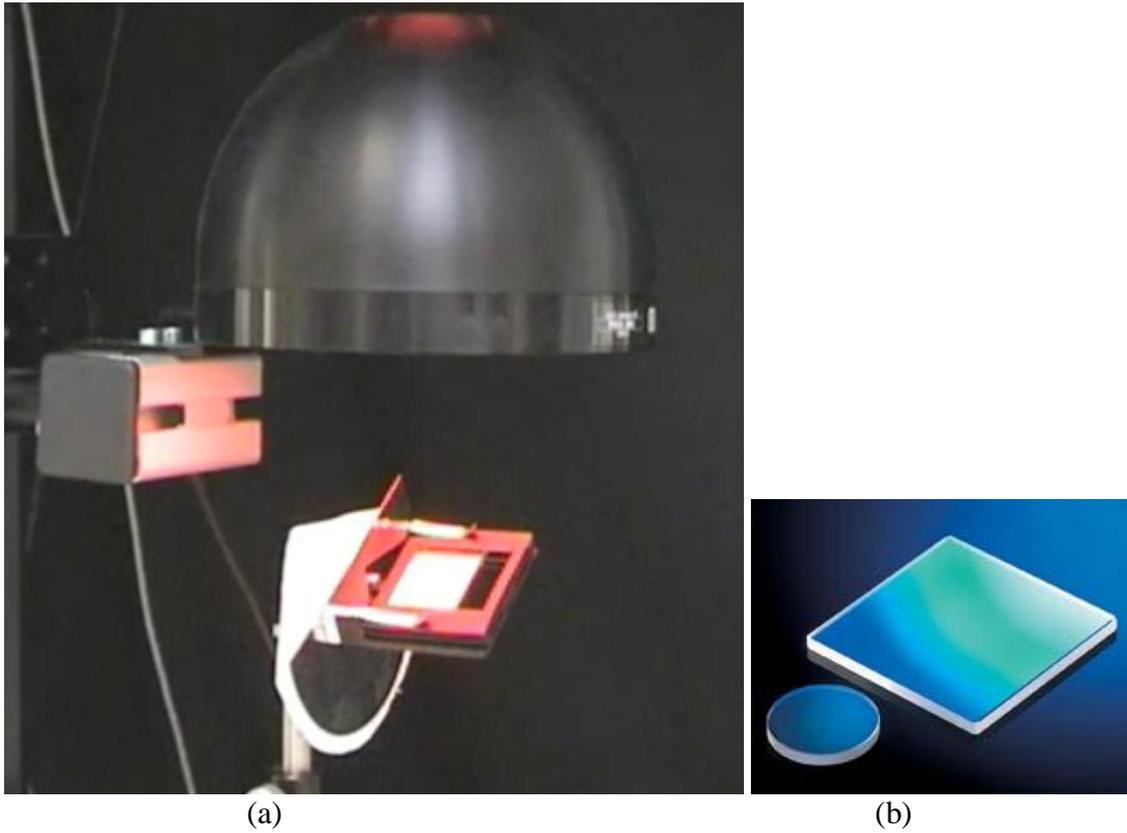


Figure 6.16 - a) Lame semi-réfléchissante sous le système d'acquisition (hors mesure), b) Lame semi-réfléchissante

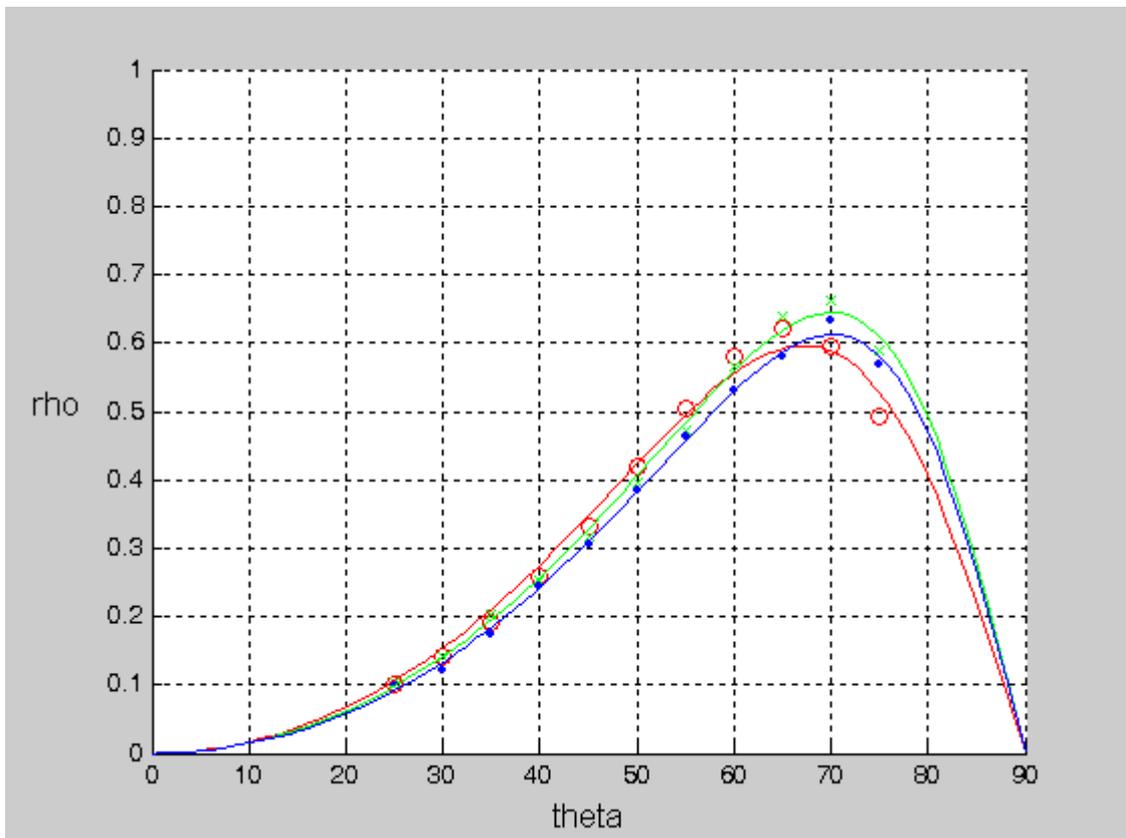


Figure 6.17 - Moyenne spatiale et temporelle du degré de polarisation enregistré pour différentes orientations de la lame semi-réfléchissante pour 3 longueurs d'onde, donnant une estimation de l'indice complexe pour chaque longueur d'onde

La lame a été orientée sous 11 angles différents et les valeurs (n et k) de l'indice de réflexion ont été estimées par l'équation (6.2) pour chacune des trois longueurs d'onde.

$$\rho = \frac{2 \times n \times \sin \theta \times \tan \theta}{\sin^2 \theta \times \tan^2 \theta + n^2 \times (1 + k^2)} \quad (6.2)$$

Ces valeurs seront plus tard utilisées pour extraire l'angle zénithal à partir de l'estimation du degré de polarisation sur nos acquisitions.

L'expérience montre clairement (Figure 6.17) que l'ambiguïté (détermination si l'angle zénithal est plus petit ou plus grand que l'angle de Brewster θ_B) peut être résolue par notre système multispectral, puisque les courbes se croisent une seule fois non loin de l'angle de Brewster.

Ainsi pour déterminer si l'angle zénithal θ appartient à $[0^\circ ; \theta_B]$ ou à $[\theta_B ; 90^\circ]$, il suffit d'identifier le signe de $\Delta\rho$, où $\Delta\rho = \rho_{\lambda_2} - \rho_{\lambda_1}$, représente la différence entre le degré de polarisation mesuré pour deux longueurs d'onde différente (λ_1 et λ_2).

6.3.3 Reconstruction de la surface d'une sphère

Le système calibré a été utilisé pour reconstruire la surface 3D d'une demi-sphère diélectrique transparente d'un diamètre de 1,25 pouce (Figure 6.18).

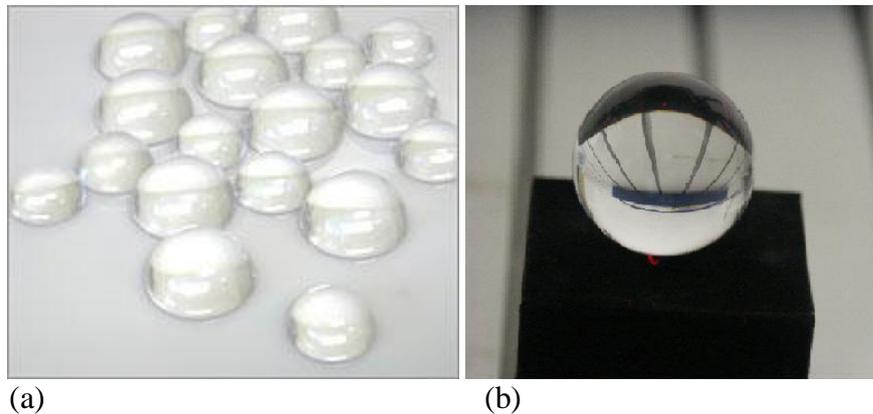


Figure 6.18 - Demi-sphères a) et sphère b) transparentes diélectriques (en acrylique) utilisées pour la reconstruction

Nous calculons alors pour cet objet, grâce à notre système d'acquisition étalonné, une image du degré de polarisation et une image de l'angle de polarisation, pour chaque longueur d'onde.

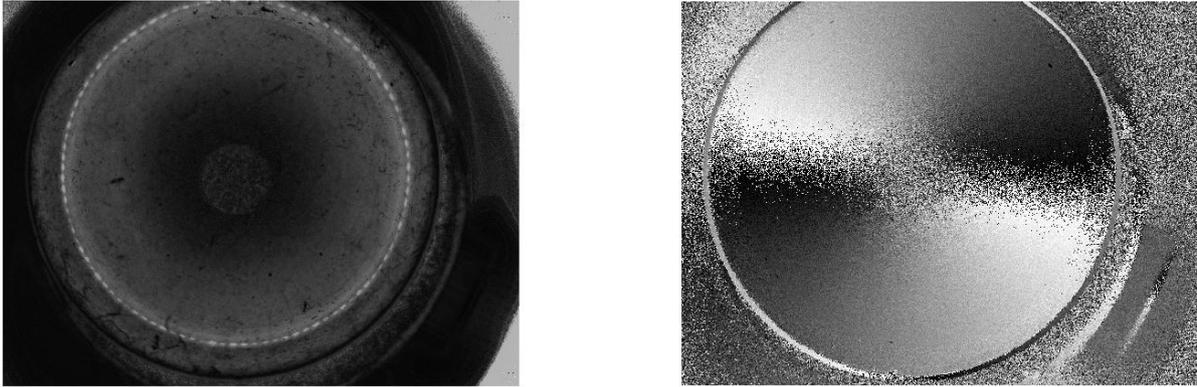


Figure 6.19 - Exemple d'une image de degré de polarisation (à gauche) et d'une image d'angle de polarisation (à droite) pour une longueur d'onde donnée (rouge)

L'écart entre les valeurs moyennes des degrés de polarisation de chaque longueurs est calculé (Figure 6.20). Grâce à cette différence, une segmentation peut être réalisée à partir des zones négatives et positives des images obtenues pour séparer les zones ayant un angle d'incidence supérieur ou inférieur à l'angle de Brewster. Nous pouvons ainsi résoudre l'ambiguïté sur l'angle zénithal θ . L'ambiguïté sur l'angle azimutal ϕ quant à elle est levée par l'utilisation du système d'éclairage actif développé par O. Morel [Morel et al., 2006].

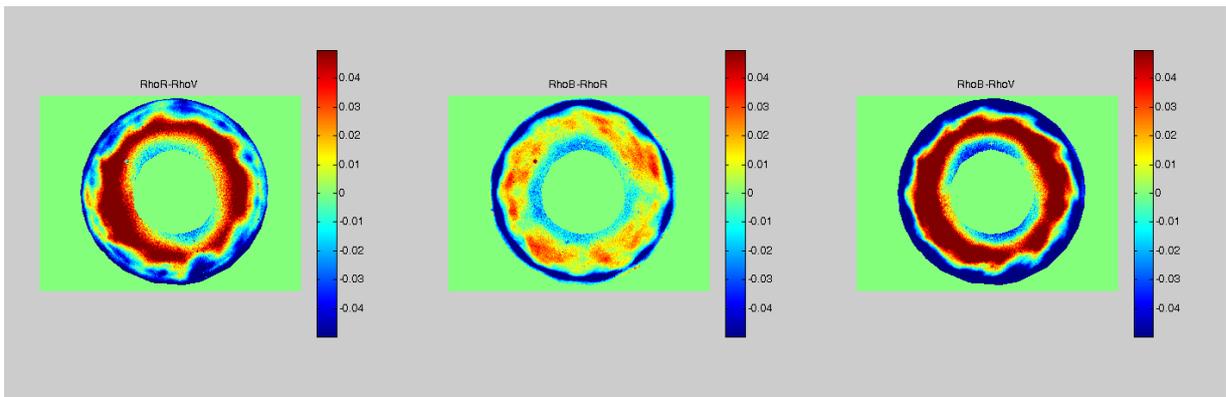


Figure 6.20 - Différence entre degrés de polarisation

La connaissance de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal ϕ en chaque point de l'objet permet de déterminer le champ de gradient de la surface (Figure 6.21) et de reconstruire, dans l'espace de Fourier, par la méthode globale de l'algorithme de Frankot-Chellapa (Frankot & Chellapa, 1988), le relief (profondeur) de l'objet.

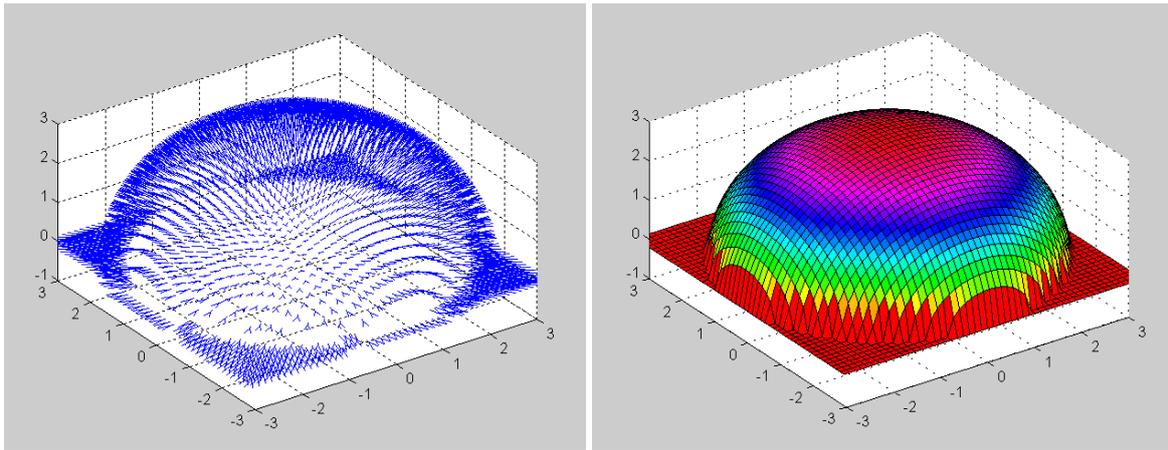


Figure 6.21 - Champ de gradients (à gauche) et son intégration (à droite)

La surface que nous avons ainsi obtenue a été comparée au relief réel mesuré par une méthode conventionnelle. La Figure 6.22 montre un exemple de résultat obtenu avec sa carte d'erreur sur la comparaison d'une sphère idéale de rayon connu.

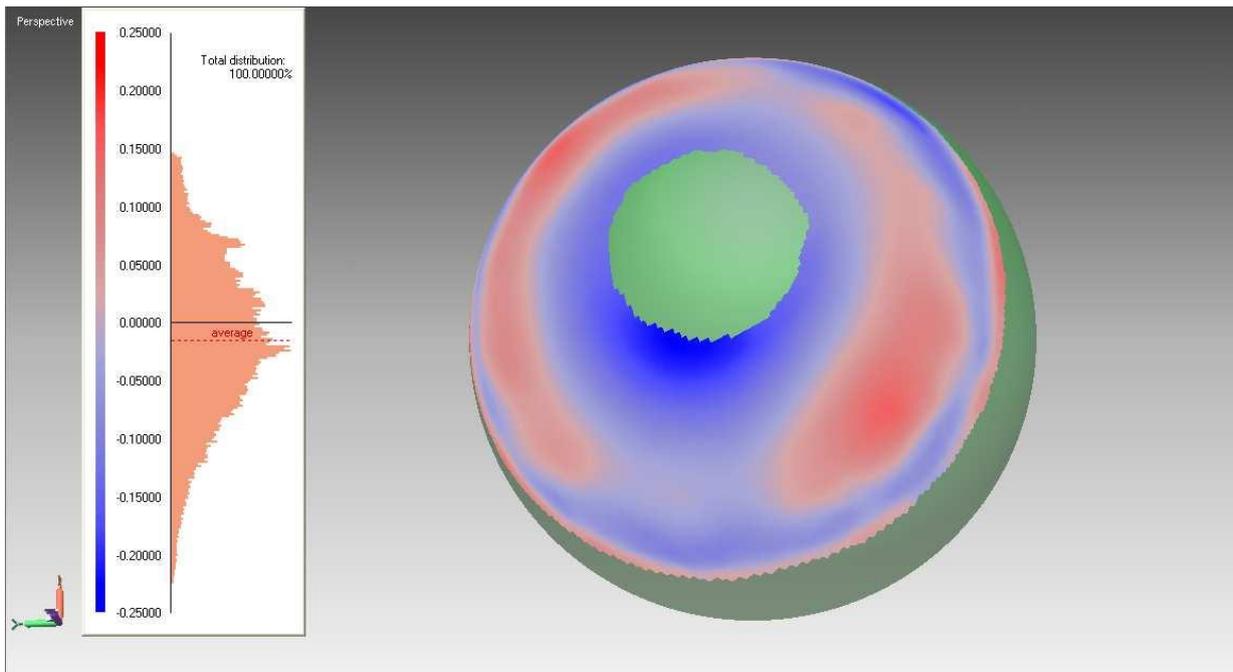


Figure 6.22 - Reconstruction 3D et carte d'erreur

L'écart-type de l'erreur que nous trouvons est plus faible que $90 \mu\text{m}$, ce qui correspond à la tolérance fournie par le fabricant de la sphère. De plus, les erreurs de symétrie, que l'on peut voir sur la Figure 6.22, ont été comparées à des mesures effectuées, avec un palpeur monté sur un système métrologique MMT. Les mesures montrent que ces différences (Figure 6.23) résultent d'un mauvais usinage de la sphère. Ceci vient expliquer le résultat obtenu par notre système et valide cette reconstruction.

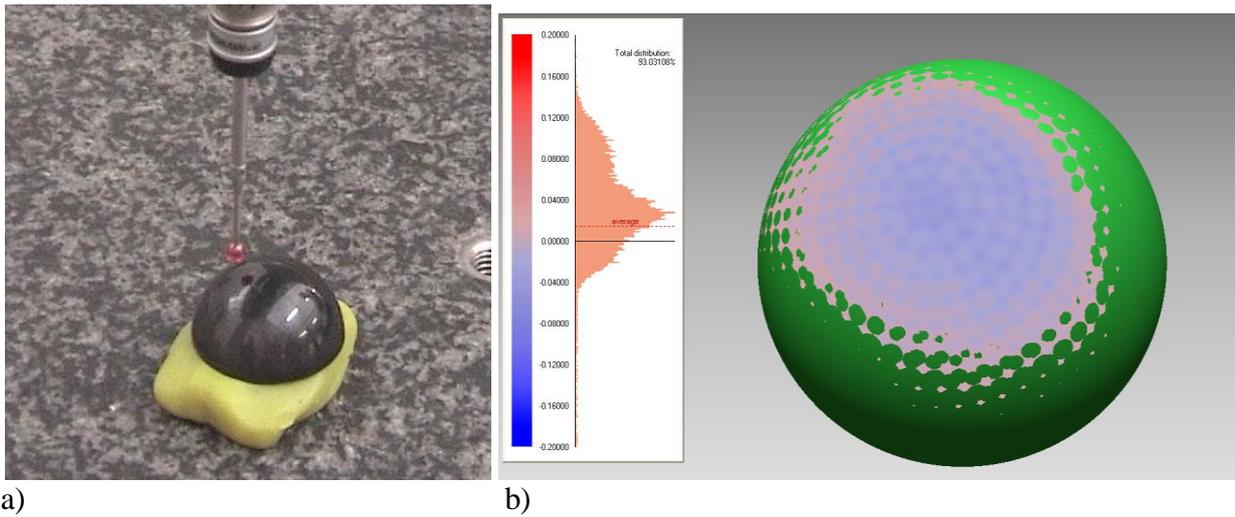


Figure 6.23 - a) Acquisition par un système métrologique MMT, b) Surface obtenue par la mesure MMT

6.3.4 Reconstruction incomplète

Il est à noter que la géométrie du dôme d'éclairage ne permet pas de réaliser des acquisitions pour des inclinaisons de la lame supérieures à 75° . Cette limitation est illustrée par la Figure 6.24, où l'on peut voir que seuls les rayons issus du dôme sont de polarisation maîtrisée, et que ces derniers ne peuvent éclairer - du point de vue de la caméra - les surfaces de l'objet présentant un fort angle d'inclinaison.

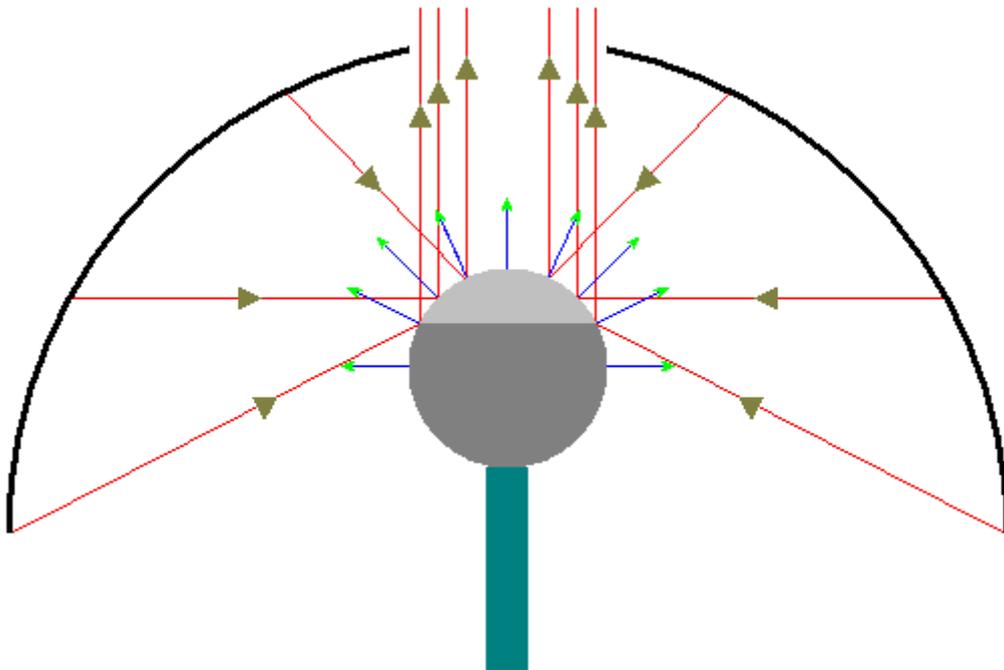


Figure 6.24 - Limitation induite par la géométrie du dôme

Pour tenter d'obtenir des angles plus élevés, un positionnement différent dôme-objet a été testé. Il s'agissait de positionner le dôme sur le côté de manière à ce qu'il puisse émettre un éclairage sur les angles supérieurs à l'angle de Brewster.

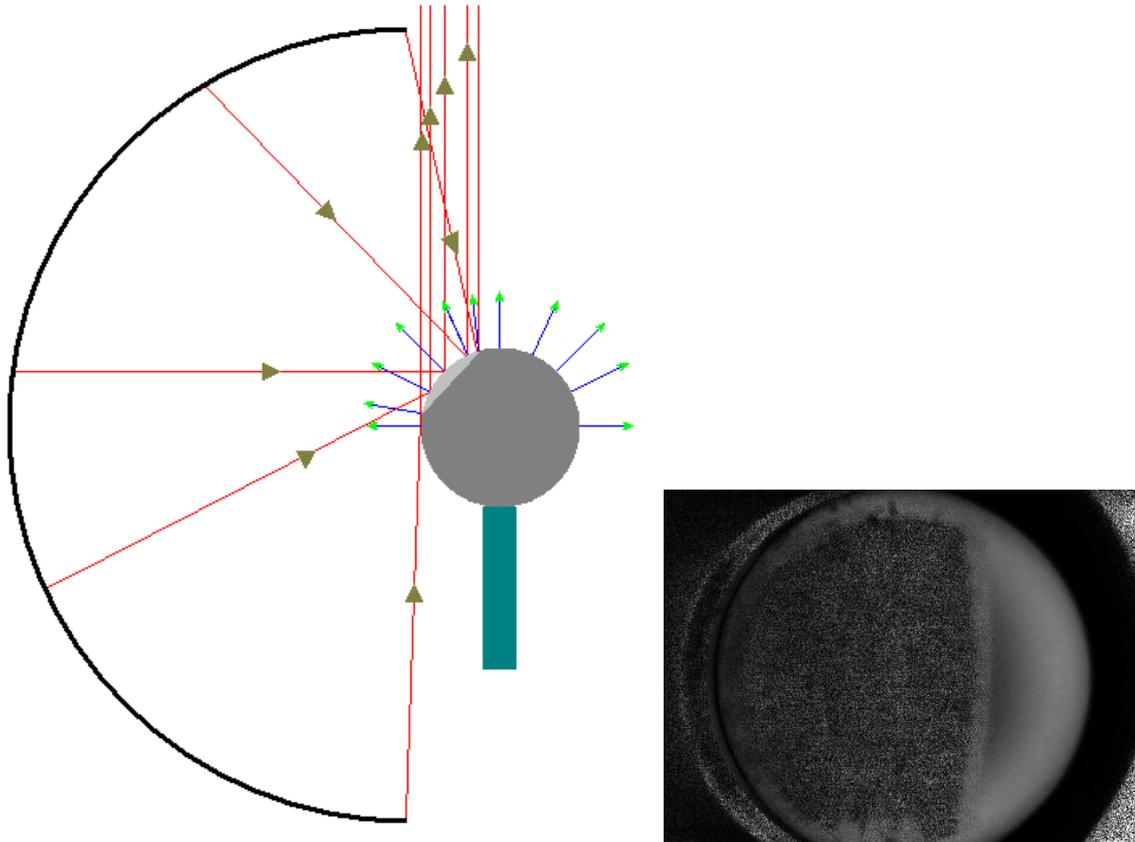


Figure 6.25 - Dôme d'éclairage positionné sur le côté pour mesurer le degré de polarisation (à droite) sous des angles incidents plus élevés

Cependant, ce positionnement ne permet d'obtenir l'acquisition que d'une petite partie de la sphère étudiée. Cela nécessite de faire différentes acquisitions pour chacune des parties non visible, puis de faire un recalage de celles-ci pour fusionner les données. Mais comme ici nous étudions un objet de type sphère cela n'est pas sans poser quelques problèmes, puisque qu'il est difficile d'avoir des points de références sur notre sphère. Malgré cela, une reconstruction partielle à partir de cette fusion a été réalisée. Une reconstruction de la sphère complète nécessite de faire différentes acquisitions pour chacune des parties non visibles.

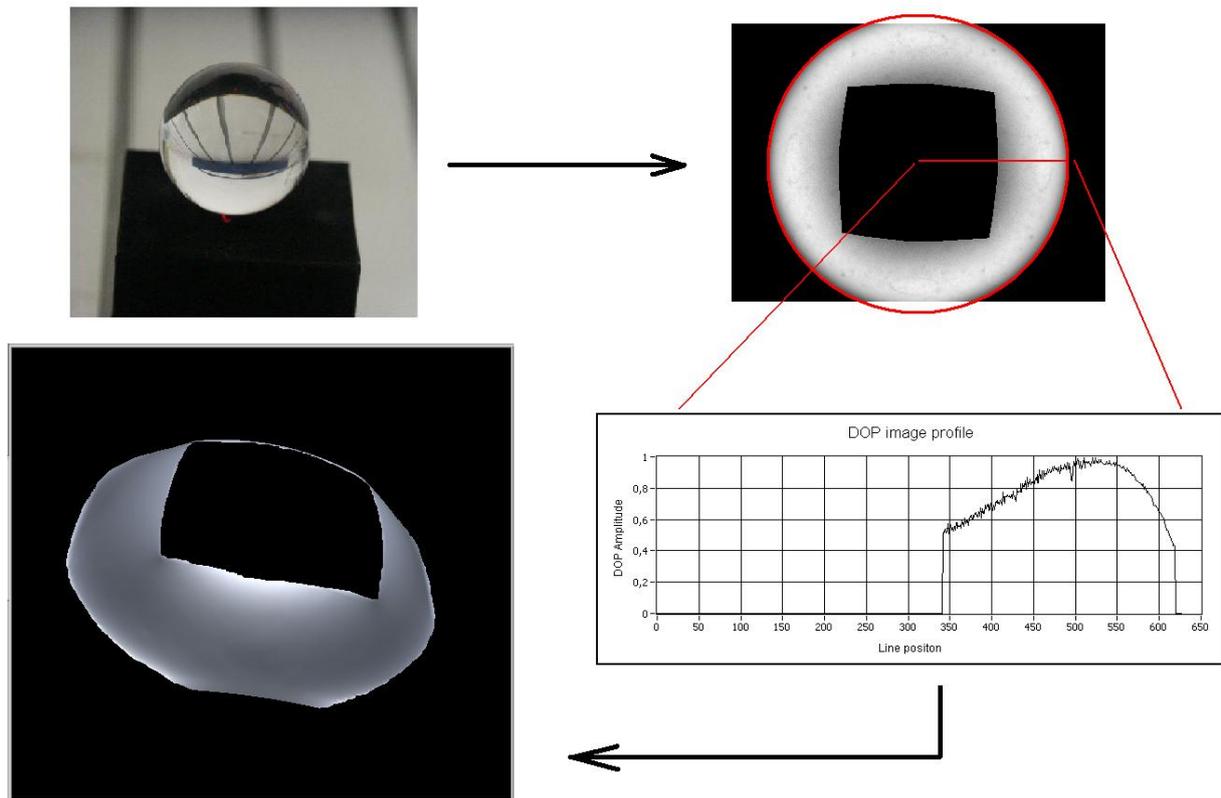


Figure 6.26 - Reconstruction 3D partielle d'un ensemble de vues fusionnées

6.4 Conclusion

La technique de reconstruction tridimensionnelle que nous avons mise en place permet, comme nous venons de le voir, de pouvoir reconstruire de manière réaliste une surface transparente sans contact avec celle-ci. Cependant, une telle « reconstruction » nécessite plusieurs étapes de calibration et de test qui ont été décrites dans les paragraphes qui précèdent. Aussi ce procédé n'est pas des plus triviaux, mais il a montré la faisabilité d'une mesure tridimensionnelle d'une surface transparente, sans contact, uniquement par l'analyse polarimétrique de la lumière réfléchie par la surface, sous un éclairage contrôlé.

La géométrie du dôme d'éclairage ne permet pas actuellement pas de mesurer les angles élevés. Il est d'ailleurs difficile d'obtenir les acquisitions nécessaires à la bonne utilisation du système, notamment lors de la phase de détermination des indices optiques où la présence d'angles supérieurs et inférieurs à l'angle de Brewster est nécessaire pour obtenir une bonne estimation des valeurs de l'indice optique. Un éclairage plus englobant de l'objet par une source lumineuse non polarisée permettrait d'étudier toutes les zones de l'objet visibles par le système.

L'utilisation d'un tel système sur une inspection en ligne, dans le cadre d'un contrôle industriel à la chaîne, est peut-être envisageable dans des conditions particulières, compte tenu des contraintes liées à la mise en place de l'objet à étudier dans une enceinte permettant le contrôle parfait des rayons lumineux incidents. J'ai en effet, dans le cadre de mon travail,

été confronté à divers obstacles pendant la mise en place de l'objet en vue de son étude : nécessité d'avoir une lumière incidente non polarisée sur l'ensemble de la prise de vue, absence d'inter-réflexion, ...

Conclusion Générale

D'une manière générale, la vision artificielle offre un moyen souvent fiable, rapide et efficace pour réaliser un contrôle qualité tant sur des objets courants de l'industrie d'aujourd'hui que sur des objets de l'industrie de pointe, qui requièrent une attention particulière et des contraintes de fabrication draconiennes. La numérisation 3D est un domaine encore récent de la vision artificielle, elle regroupe différentes technologies très variées (stéréovision, triangularisation laser, temps de vol, shape from X, ...). Ces techniques permettent d'acquérir en trois dimensions les caractéristiques d'objets, de formes et de dimensions variées. Les données ainsi obtenues sont ensuite traitées afin d'obtenir un modèle tridimensionnel exploitable. Cependant, ces méthodes montrent leurs limites lors de l'inspection d'objets transparents. En effet la surface de ces derniers étant transparente aux longueurs d'ondes traditionnelles, la majeure partie des rayons optiques utilisés par ces systèmes traversent la surface, ce qui rend la reconstruction délicate. Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur la conception et le développement d'un nouveau prototype de reconstruction tridimensionnelle, spécifique aux objets transparents. Celui-ci repose sur la technique de "Shape from Polarization", technique utilisée avec succès dans le cadre de la reconstruction de surfaces métalliques spéculaires, que nous avons étendue aux surfaces transparentes.

Dans un premier temps, un état de l'art des différents systèmes d'acquisitions nous a permis de mettre en évidence différents types de systèmes d'acquisition existants.

La plupart de ces différents systèmes n'étant pas adaptés, de par leurs caractéristiques, à l'acquisition 3D de surfaces transparentes, leur utilisation pour ce genre d'objets est donc à écarter. Peu de systèmes sont efficaces pour les objets transparents. Un système plus adapté doit être étudié pour numériser ces objets. Seule la méthode de "Shape from Polarization" nous a semblé intéressante, puisqu'elle est fondée sur l'analyse de l'état de polarisation de la lumière réfléchié spéculairement sur la surface.

Nous avons ensuite détaillé les moyens d'analyse des informations de polarisation. Nous avons présenté les caractéristiques de différents composants optiques utilisés dans des montages visant à mesurer la polarisation, ainsi que la manière de représenter cette dernière.

Puis nous avons présenté des montages visant à mesurer les paramètres de polarisation. Ces paramètres sont nécessaires à l'élaboration de l'imagerie de polarisation que nous avons choisi d'utiliser. Afin de comprendre les phénomènes physiques mis en place pour recueillir ces données, nous avons détaillé les montages types utilisés dans ce type d'imagerie. Nous avons aussi montré que l'imagerie de polarimétrie pouvait être obtenue, selon des cas d'étude différents, soit de manière passive, soit de manière active. L'étude de la polarisation en imagerie offre la possibilité d'identifier divers types d'informations dans des domaines pouvant être très différents tels que la médecine, la robotique et l'industrie. Dans notre cas, elle permettra d'identifier l'orientation des normales à la surface en utilisant la méthode de "Shape from Polarization".

Nous avons enfin décrit comment nous avons utilisé la méthode de "Shape from Polarization" pour pouvoir étudier les paramètres qui nous ont permis de calculer le champ de normales correspondant aux images de polarisation. Nous avons aussi montré les difficultés rencontrées et les techniques utilisées lors de l'étude des paramètres de polarisation dans le cadre d'applications liées aux analyses d'objets transparents.

La dernière partie de ce mémoire expose un prototype d'acquisition fonctionnel, que nous avons réalisé au laboratoire, ainsi que la partie de calibration de ce dernier qui est essentielle à l'obtention de résultats exploitables. Ce prototype utilise un système d'éclairage actif et une analyse des paramètres de polarisation au travers d'un ensemble de systèmes optiques pilotable.

Nous montrons finalement que la phase de calibration du système est une partie importante mettant en œuvre un protocole spécifique inévitable pour pouvoir utiliser l'ensemble des composants optiques de façon la plus fiable possible aux longueurs d'onde utilisées. Nous avons terminé avec une comparaison du résultat obtenu par notre système avec le résultat obtenu par un système de relevé métrologique (MMT). Cela nous a permis de montrer l'admissibilité de notre résultat.

Notre système est particulièrement adapté à l'inspection des objets transparents, ayant une surface réfléchissante et de petite taille. Il est cependant actuellement limité à la reconstruction d'objets dont la surface est continue, et dont l'indice de réfraction est constant. Par ailleurs, nous avons considéré comme négligeable l'influence des inter-réflexions à l'intérieur de l'objet.

Perspectives

Les résultats illustrés dans le dernier chapitre montrent que la méthode mise en place permet une acquisition convenable. Pour autant, pour pouvoir obtenir ce résultat beaucoup d'étapes ont été nécessaires pour convenir d'une utilisation correcte et fiable du système, de plus les variations mesurées restent très sensibles. Des améliorations pourraient être envisageables afin d'augmenter les performances du système. Tout d'abord, l'utilisation d'un objectif avec une profondeur de champ plus importante permettrait l'observation d'objets plus volumineux. Ensuite, l'utilisation de plusieurs optiques de caractéristiques différentes est une source potentielle d'erreur sur les mesures, ces dernières seraient améliorées par un système optique travaillant spécifiquement à la longueur d'onde mesurée, l'inconvénient étant qu'il faudrait un système de mesure par longueur d'onde étudiée. Une autre amélioration possible serait d'utiliser un système d'éclairage différent, qui permettrait une meilleure diffusion de la lumière, et cela de manière plus homogène. Il serait intéressant de pouvoir observer un objet dans un environnement confiné où l'éclairage peut être totalement maîtrisé, à la manière d'une sphère intégratrice.

L'utilisation de ce système pourrait être améliorée avec l'utilisation d'un éclairage en proche ou moyen infrarouge, ainsi on aurait une mesure supplémentaire, effectuée à une longueur d'onde suffisamment éloignée des autres longueurs d'onde du visible pour avoir une plus grande déviation sur le degré de polarisation permettant ainsi une mesure facilitée.

L'une des perspectives de notre travail consisterait à apprécier les inter-réflexions, dans le but de numériser des objets de forme plus complexe. Dans ce cas, l'utilisation d'un polarimètre complet serait nécessaire, afin de séparer les réflexions directes des inter-réflexions. En effet, après une première réflexion, la lumière non polarisée devient partiellement linéairement polarisée. Après une nouvelle réflexion interne ou sur une autre surface, cette dernière deviendrait donc partiellement elliptiquement polarisée.

Ces travaux ont donné lieu à une publication dans une revue internationale [Ferraton, 2009], à six communications dans des conférences internationales et nationales [Ferraton, 2008a], [Ferraton, 2008b], [Ferraton, 2008c], [Ferraton, 2007a], [Ferraton, 2007b], [Ferraton, 2006] et à une communication lors d'une journée thématique organisée par le GRD-ISIS [Ferraton, 2005].

[Ferraton, 2005] Ferraton, M., Stolz, C., Morel, O., Meriaudeau, F. and Gorria, P., "Reconstruction 3D par images de polarisation", Journées imagerie optique non conventionnelle, GDR ISIS, Paris, France, 2005.

[Ferraton, 2006] Ferraton, M., Stolz, C., Morel, O., Meriaudeau, F. and Gorria, P., "Reconstruction 3D d'objets transparents par images de polarisation", Méthodes et Techniques Optiques pour l'Industrie, SFO, Mulhouse, France, pp. 128, 2006.

[Ferraton, 2007a] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "3D reconstruction of transparent objects using image polarization", EOS topical meeting on advanced imaging techniques, Lille, France, pp. 110-111, 2007.

[Ferraton, 2007b] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Quality control of transparent objects with polarization imaging", Quality control by artificial vision, Le Creusot, France, vol. 6356 , pp. 635606, SPIE, 2007.

[Ferraton, 2008a] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Surface reconstruction of transparent objects by polarization imaging", Proceedings, Conference on Signal Image Technology and Internet Based Systems, IEEE International, Bali, Indonesia, pp. 474-479, 2008.

[Ferraton, 2008b] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Polarization imaging for 3D inspection of transparent objects", Proceedings of conference "Optical Sensing and Artificial Vision", Saint Petersburg, Russia, 2008.

[Ferraton, 2008c] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Shape measurement of transparent objects with polarization imaging", Optical and Digital Image Processing conference, SPIE, Strasbourg, France, pp. 7000-65, 2008.

[Ferraton, 2009] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Optimization of a polarization imaging system for 3D measurements of transparent objects", Optics Express, Optical Society of America, vol. 17 (23), pp. 21077-21082, 2009.

Bibliographie

[Alouini, 2005] Alouini, M., "Target Detection and Discrimination through Active Multispectral Polarimetric Imaging", proceeding of Adaptive Optics: Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings on CD-ROM, 2005.

[Anastasiadou, 2007] Anastasiadou, M., "Imagerie Polarimétrique : Développements Instrumentaux et Applications Biomédicales", Laboratoire de Physique des Interfaces et des couches minces, CNRS UMR 7647. Paris ECOLE POLYTECHNIQUE, 2007.

[Ben Hatit, 2009] Ben Hatit, S., "Polarimetrie de Mueller résolue en angle", Laboratoire de Physique des Interfaces et des couches minces, CNRS UMR 7647, Paris, Ecole Polytechnique, pp.160, 2009.

[Beraldin et al., 2000] Beraldin, J.-A., Blais, F., Cournoyer, L., Godin, G. and Rioux, M., "Active 3D sensing", *Modelli E Metodi Per Lo Studio E La Conservazione Dell'Architettura Storica*, volume 10, pages 22-46, Pisa, Italie, 2000.

[Besl, 1988] Besl, P. J., "Active, optical range imaging sensors", *MVA*, 1(2), pp. 127-152, 1988.

[Bigue & Cheney, 2007] Bigue, L. and Cheney, N., "High-speed portable polarimeter using a ferroelectric liquid crystal modulator," proceeding of Polarization Science and Remote Sensing III, San Diego, CA, USA, 2007.

[BNS, 2010] <http://bnonlinear.com/products/xyslm/XY.htm>

[Boehler et al., 2003] Boehler, W., Boehm, K., Heinz, G., Justus, A., Schwarz, C. and Siebold, M., "Documentation of stone age artifacts", *The ISPRS International Archives of Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, volume 34(5), pp. 506–510, 2003.

[Boehler & Marbs, 2004] Boehler, W. and Marbs, A., "3D scanning and photogrammetry for heritage recording : A comparison", *Geoinformatics, Proc. 12th Int. Conf. on Geoinformatics - Geospatial Information Research : Bridging the Pacific and Atlantic*, University of Gävle, Sweden, 2004.

[Bokhabrine et al., 2009] Bokhabrine, Y., Lew Yan Voon, L., Seulin, R., Gorria, P., and Gomez, M., "3D reconstruction of hot metallic surfaces for industrial part characterization", *In Image Processing : Machine Vision Applications*, page EI116, San José, California, USA, 2009.

[Bolle et al., 1996] Bolle, R., Connell, J., Haas, N., Mohan, R. and Taubin, G., "Veggievision : A produce recognition system", *In Workshop on Applications of Computer vision*, pp. 244-251, 1996.

- [Born & Wolf, 1999] Born, M. and Wolf, E., "Principles Of Optics", Cambridge, 7 edition, 1999.
- [Bueno, 2000] Bueno, J. M., "Measurement of parameters of polarization in the living human eye using imaging polarimetry," *Vision Research*, pp. 3791-3799, 2000.
- [Bueno & Vohnsen, 2005] Bueno, J. M. and Vohnsen, B., "Polarimetric high-resolution confocal scanning laser ophthalmoscope", *Vision Research*, vol. 45, pp. 3526-3534, 2005.
- [Chambon, 2005] Chambon, S., "Mise en Correspondance Stéréoscopique d'Images Couleur en Présence d'Occultations", PhD thesis, Université de Toulouse III, 2005.
- [Chen & Wolff, 1998] Chen, H. and Wolff, L., "Polarization phase based method for material classification in computer vision", *International Journal of Computer Vision*, 28(1), pp. 73-83, 1998.
- [Clark & Lagerwall, 1980] Clark N. A. and Lagerwall S. T., "Submicrosecond bistable electro-optic switching in liquid crystals", *Applied Physics Letters*, vol. 36, pp. 899-901, 1980.
- [Clark et al., 1997] Clark, J., Trucco, E. and Wolff, L., "Using light polarization in laser-scanning", *Image and Vision Computing*, 15(2), pp. 107-117, 1997.
- [Compain et al., 1999] Compain, E., Poirier, S. and Drevillon, B., "General and Self-Consistent Method for the Calibration of Polarization Modulators, Polarimeters, and Mueller-Matrix Ellipsometers", *Appl. Opt.*, vol. 38, pp. 3490-3502, 1999.
- [Curless, 2000] Curless, B., "Overview of active vision techniques", *SIGGRAPH Course on 3D Photography*, 2000.
- [D'Apuzzo, 2007] D'Apuzzo, N., "3D body scanning technology for fashion and apparel industry", *Proceedings of SPIE IS&T Electronic Imaging*, volume 6491, pp. 64910O, San José, CA, USA. SPIE, 2007.
- [De Martino & Laude-Boulesteix, 2004] De Martino, A. and Laude-Boulesteix, B., "Polarimètre de mueller, imageur à cristaux liquides", *GDR Journées Imagerie Polarimétrique*, 2004.
- [Efron, 1995] Efron, U., "Spatial light modulator technology, materials, devices and applications", *Marcel Dekker Inc.*, 1995.
- [Eren et al., 2009] Eren, G., Aubreton, O., Meriaudeau, F., Alonzo Sanchez Secades, L., Fofi, D., Truchetet, F. and Erçil, A., "Scanning From Heating: 3D Shape Estimation of Transparent Objects from Local Surface Heating", *Optics Express*, 17 (14), pp. 11457-11468, Optical Society of America, 2009.
- [Faro, 1983] Faro, <http://www.faro.com>, Korntal-Münchingen, Germany, 1983.

- [Ferraton, 2005] Ferraton, M., Stolz, C., Morel, O., Meriaudeau, F. and Gorria, P., "Reconstruction 3D par images de polarisation", Journées imagerie optique non conventionnelle, GDR ISIS, Paris, 2005.
- [Ferraton, 2006] Ferraton, M., Stolz, C., Morel, O., Meriaudeau, F. and Gorria, P., "Reconstruction 3D d'objets transparents par images de polarisation", Méthodes et Techniques Optiques pour l'Industrie, SFO, pp. 128, 2006.
- [Ferraton, 2007a] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "3D reconstruction of transparent objects using image polarization", EOS topical meeting on advanced imaging techniques, pp. 110-111, 2007.
- [Ferraton, 2007b] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Quality control of transparent objects with polarization imaging", Quality control by artificial vision, vol. 6356, pp. 635606, SPIE, 2007.
- [Ferraton, 2008a] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Surface reconstruction of transparent objects by polarization imaging", Proceedings, Signal Image Technology and Internet Based Systems, IEEE International Conference on, pp. 474-479, 2008.
- [Ferraton, 2008b] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Polarization imaging for 3D inspection of transparent objects", Proceedings of conference "Optical Sensing and Artificial Vision", 2008.
- [Ferraton, 2008c] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Shape measurement of transparent objects with polarization imaging", Optical and Digital Image Processing conference, SPIE, pp. 7000-65, 2008.
- [Ferraton, 2009] Ferraton, M., Stolz, C. and Meriaudeau, F., "Optimization of a polarization imaging system for 3D measurements of transparent objects", Optics Express, Optical Society of America, vol. 17 (23), pp. 21077-21082, 2009.
- [Frankot & Chellappa, 1988] Frankot, R. and Chellappa, R., "A method for enforcing integrability in shape from shading algorithms", IEEE Transactions on Pattern analysis and Machine Intelligence, vol. 10, pp. 439-451, 1988.
- [Forest, 2004] Forest, J., "New Methods For Triangulation-Based Shape Acquisition Using Laser Scanners", PhD thesis, Universitat de Girona, Girona, Espagne, 2004.
- [Friess et al., 2002] Friess, M., Marcus, L. F., Reddy, D. P., and Delson, E., "The use of 3d laser scanning techniques for the morphometric analysis of human facial shape variation", Mafart, B. and Delingette, H., editors, Three-Dimensional Imaging In Paleoanthropology And Prehistoric Archaeology, pp. 31-35, University of Liège, Belgium, 2002.
- [Geyer & Daniilidis, 2001] Geyer, C. and Daniilidis, K., "Catadioptric projective geometry", Int. J. Comput. Vision, 45(3), pp. 223-243, 2001.
- [Gooch & Tarry, 1974] Gooch, C.H. and Tarry, H.A., "Optical characteristics of twisted nematic liquid-crystal films", Electron. Lett. 10, pp. 2-4, 1974.

[Guidi et al., 2003] Guidi, G., Beraldin, J. A., S.Ciofi, Ciofi, A., and Atzeni, C., "3D acquisition of donatello's maddalena : Protocols, good practices and benchmarking", *Electronic Imaging and the Visual Arts : EVA*, pp. 174-478, Florence, Italy, 2003.

[Guimond & Elmore, 2004] Guimond S. and Elmore, D., "Designing effective crystal waveplates requires understanding the engineering tradeoffs", *SPIE's oemagazine*, pp. 26-29, 2004.

[Haala & Brenner, 1997] Haala, N. and Brenner, K., "Generation of 3d city models from airborne laser scanning data", *EARSEL Workshop on LIDAR remote sensing on land and sea*, Tallinn, Estonia, 1997.

[Harvent, 2010] Harvent, J., "Mesures de formes par corrélation multi-images : application à l'inspection de pièces aéronautiques à l'aide d'un système multi-caméra", thèse de l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2010.

[Heinz, 2002] Heinz, G., "Pharaoh pepi I. : Documentation of the oldest known life-size metal sculpture using laser scanning and photogrammetry", *CIPA Workshop Scanning for cultural heritage recording*, Corfu, Greece, 2002.

[Herke et al., 2005] Herke, R. A., Anderson, M. H. and Baur, T. G., "Liquid Crystal in Precision Optical Devices", *meadowlarkoptics.com*, 2005.

[Huard, 1993] Huard, S., "Polarisation de la lumière", Masson, 1993.

[Ioannidis & Tsakiri, 2003] Ioannidis, C. and Tsakiri, M., "Laser scanning and photogrammetry for the documentation of a large statue - experience in the combined use", *Proceedings of CIPA XIX International Symposium*, pp. 517-523, Antalya, Turkey, 2003.

[Ihrke et al., 2008], I. Ihrke, Kiriakos N. Kutulakos, Hendrik P. A. Lensch, Magnor, M. and Heidrich, W., "State of the Art in Transparent and Specular Object Reconstruction", *Proc. Of Eurographics*, 2008.

[Ihrke et al., 2010] Ihrke, K. Kutulakos, H. Lensch, M. Magnor and Heidrich, W., "Transparent and Specular Object Reconstruction", *Computer Graphics Forum*, accepted, 2010.

[Jaulin et al., 2008] Jaulin, A., Bigue, L. and Ambs, P., "High speed partial Stokes imaging using a ferroelectric liquid crystal modulator", *Journal of the European Optical Society Rapid publication*, vol. 3, 2008.

[Jones, 1941] Jones, R. C., "A New Calculus for the Treatment of Optical Systems", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 31, pp. 488-493, 1941.

[Joubert et al., 1995] Joubert, E., Miché, P and Debrie, R., "3-D surface reconstruction using a polarization state analysis", *J. Optics(Paris)*, 26(1), pp.2-8, 1995.

[Kalayjian et al., 1996] Kalayjian, Z., Andreou, A.G., Wolff, L. and Sheppard, N., "A polarization contrast retina that uses patterned iodine-doped pva film", *European Solid-State Circuits Conference*, pp. 308-311, Neuchatel, Switzerland, 1996.

- [Kalayjian et al., 1997] Kalayjian, Z., Andreou, A.G., Wolff, L. and Sheppard, N., "1d polarization retina", *Electronic Letters*, 33(1), pp. 38-40, 1997.
- [Kim et al., 1987] Kim, K., Mandel, L., and Wolf, E., "Relationship between Jones and Mueller matrices for random media", *J. Opt. Soc. Am. A* 4, pp. 433-437, 1987.
- [Konica Minota Sensing, 2003] Konica Minota Sensing, <http://www.konicaminolta.com/instruments/products/3d/index.html>, Osaka, Japan, 2003.
- [Koshikawa, 1979] Koshikawa, K., "A polarimetric approach to shape understanding", *International Joint Conference on Artificial Intelligent*, pp. 493-495, Tokyo, Japan, 1979.
- [Lakroum et al., 2005] Lakroum, S., Devlaminck, V., Terrier, P., Bieal, P. and Postaire, J.-G., "Classification de vecteurs de poincaré", *GDR Journées Imagerie Optique Non Conventionnelle*, 2005.
- [Maas, 2001] Maas, H., "The suitability for airborne laser scanner data for automatic 3d object reconstruction", *Ascona01*, pp. 291-296, 2001.
- [Metris, 1995] Metris, <http://www.metris.com>, Leuven, 1995.
- [Metris & PSA, 2001] Metris and PSA, "Psa quadruples scanning productivity with metris mmd", Technical report, Metris, 2001.
- [Meriaudeau, 2010] Meriaudeau, F., Alonzo Sanchez-Secades, L., Eren, G., Erçil, A., Truchetet, F., Aubreton, O., and Fofi, D., "3D Scanning of Non-Opaque Objects by means of Infrared Imaging", to be published in *IEEE On Transaction on Instrumentation and Measurement*, 2010.
- [Miyazaki et al., 2002a] Miyazaki, D., Kagesawa, M. and Ikeuchi, K., "Determining shapes of transparent objects from two polarization images", *IAPR Workshop on Machine Vision Applications*, pp. 26-31, Nara, Japan, 2002.
- [Miyazaki et al., 2002b] Miyazaki, D. and Saito, M. and Sato, Y. and Ikeuchi, K., "Determining surface orientations of transparent objects based on polarization degrees in visible and infrared wavelengths", *JOSA A*, Vol. 19, Issue 4, pp. 687-694, 2002.
- [Miyazaki et al., 2003a] Miyazaki, D., Kagesawa, M. and Ikeuchi, K., "Polarization-based transparent surface modeling from two views", *International Conference on Computer Vision*, pp. 1381-1386, Nice, France, 2003.
- [Miyazaki et al., 2003b] Miyazaki, D., Tan, R., Hara, K. and Ikeuchi, K., "Polarization-based inverse rendering from a single view", *International Conference on Computer Vision*, pp. 982-987, Nice, France, 2003.
- [Miyazaki et al., 2004] Miyazaki, D., Kagesawa, M. and Ikeuchi, K., "Transparent Surface Modeling from a Pair of Polarization Images", *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 26, no. 1, pp. 73-82, 2004.

[Miyazaki et al., 2006] Miyazaki, D and Ikeuchi, K, "Shape Estimation of Transparent Objects by Using Polarization Analyses", *IP SJ Digital Courier*, pp.407-427, 2006.

[Molinier et al., 2008] Molinier, T., Fofi, D., Salvi, J., and Gorria, P., "2D virtual texture on 3d real object with coded structured light", *Image Processing : Machine Vision Applications*. Edited by Niel, Kurt S. ; Fofi, David. *Proceedings of the SPIE*, Volume 6813, pp. 68130Q-68130Q-9, volume 6813 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, 2008.

[Morel, 2005] Morel, O., "Environnement actif pour la reconstruction tridimensionnelle de surfaces métalliques spéculaires par imagerie polarimétrique", PhD thesis, Université de Bourgogne, 2005.

[Morel et al., 2005] Morel, O., Stolz, C., Gorria, P. and Seulin, R., "Eclairage sectorisé pour la reconstruction tridimensionnelle par imagerie polarimétrique", 05.11674, 2005.

[Morel et al., 2006] O. Morel, C. Stolz, F. Meriaudeau, and P. Gorria, "Active Lighting Applied to 3D Reconstruction of Specular Metallic Surfaces by Polarization Imaging," *Applied Optics*, vol. 45, pp. 4062-4068, 2006.

[Mosaddegh, 2008] Mosaddegh, S., "Line matching across catadioptric images", Master's thesis, Université de Bourgogne, 2008.

[Nayar et al., 1997] Nayar, S., Fang, X. and Boult, T., "Separation of reflection components using color and polarization", *International Journal of Computer Vision*, 21(3), pp. 163-186, 1997.

[Pollefeys et al., 2001] Pollefeys, M., Vergauwen, M., Cornelis, K., Verbiest, F., Schouteden, J., Tops, J. and Gool, L. V., "3D acquisition of archaeological heritage from images", *CIPA International Symposium*, Potsdam, 2001.

[Rahmann, 1999] Rahmann, S., "Inferring 3D scene structure from a single polarization image", *Conference on Polarization and Color Techniques in Industrial Inspection*, volume 3826 of *SPIE Proceedings*, Munich, Germany, pp. 22-33, 1999.

[Rahmann, 2000] Rahmann, S., "Polarization images : a geometric interpretation for shape analysis", *International Conference on Pattern Recognition*, volume 3, pp. 542-546, Barcelona, Spain, 2000.

[Rahmann, 2003] Rahmann, S., "Reconstruction of quadrics from two polarization views", *Iberian Conference on Pattern Recognition and Image Analysis (IbPRIA03)*, Springer, LNCS 2652, Mallorca, Spain, pp. 810-820, 2003.

[Rahmann & Canterakis, 2001] Rahmann, S. and Canterakis, N., "Reconstruction of specular surfaces using polarization imaging", *IEEE Computer Vision and Pattern Recognition*, volume 1, pp. 149-155, Kauai, USA, 2001.

[Rantson, 2010] Rantson, R., Stolz, C., Fofi, D. and Meriaudeau, F., "3D reconstruction of transparent objects exploiting surface fluorescence caused by UV radiation", *ICPR conference*, Istanbul Turkey, 2010.

[Rantson et al., 2010] Rantson, R., Stolz, C., Fofi, D. and Meriaudeau, F., "3D Reconstruction of Transparent Objects Exploiting Surface Fluorescence caused by UV Irradiation", IEEE International Conference on Image Processing (ICIP), Hong Kong, September 2010.

[Robinson et al., 2004] Robinson, A., Alboul, L. and Rodrigues, M., "Methods for indexing stripes in uncoded structured light scanning systems", Journal of Winter School of Computer Graphics, 12(1-3), 2004.

[Romer, 2007] Romer, <http://www.romer.com>, Montoire, France, 2007.

[Saito et al., 1999] Saito, M., Sato, Y., Ikeuchi, K. and Kashiwagi, H., "Measurement of surface orientations of transparent objects using polarization in highlight", Journal of the Optical Society of America, 16(9), pp. 2286-2293, 1999.

[Salvi et al., 2004] Salvi, J., Pages, J., and Batlle, J., "Pattern codification strategies in structured light systems", PR, 37(4), pp. 827-849, 2004.

[Sanchez Secades, 2008] Sanchez Secades, L. A., "3D scanning of non-opaque objects by means of infrared imaging", Master's thesis, Université de Bourgogne, 2008.

[Schechner et al., 1999a] Schechner, Y., Shamir, J. and Kiryati, N., "Polarization based decorrelation of transparent layers : The inclination angle of an invisible surface", International Conference on Computer Vision, pp. 814-819, 1999.

[Schechner et al., 1999b] Schechner, Y., Shamir, J. and Kiryati, N., "Vision through semireflecting media : Polarization analysis", Optics Letters, 24(16), pp. 1088-1090.

[Schechner et al., 2000b] Schechner, Y., Shamir, J. and Kiryati, N., "Polarization and statistical analysis of scenes containing a semi-reflector", Journal of the Optical Society of America A, 17(2), pp. 276-284, 2000.

[Schechner & Karpel, 2005] Schechner, Y. and Karpel, N., "Recovery of underwater visibility and structure by polarization analysis", Oceanic Engineering, IEEE Journal of, vol. 30, pp. 570-587, 2005.

[Schouteden et al., 2001] Schouteden, J., Pollefeys, M., Vergauwen, M., and Gool, L. V., "Image-based 3d acquisition tool for architectural conservation", Proc. Of the XVIII, CIPA Int. Symposium, International Archives for Phtogrammetry and Remote Sensing (IAPRS), volume 34(5/C7), pp. 300-305, 2001.

[Seulin et al., 2006] Seulin, R., Stolz, C., Fofi, D., Millon, G. and Nicolier, F., "3D tools for ancient wooden stamps analysis and conservation", The Imaging Science Journal, 54(2), pp. 111-121, 2006.

[sgcc.com] SGCC Group, <http://www.sgcc.com>.

[Soutar & Lu, 1994] Soutar, C. and Lu, K., "Determination of the physical properties of an arbitrary twisted nematic liquid crystal cell", *Optical Engineering*, vol. 33(08), pp. 2704-2712, 1994.

[Steinbichler, 1987] Steinbichler, <http://www.steinbichler.com>, Neubeuern, Germany, 1987.

[Terrier & Devlaminck, 2001] Terrier, P. and Devlaminck, V., "A self calibrated image acquisition system for polarization estimation", *International Conference on Physics in Signal and Image Processing Marseille*, France, 2001.

[Tiama] <http://www.msc.fr>

[Treibitz & Schechner, 2009] Treibitz, T. and Schechner, Y., "Active Polarization Descattering", *Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on*, vol. 31, pp. 385-399, 2009.

[Tucci et al., 2001] Tucci, G., Guidi, G., Ostuni, D., Costantino, F., Pieraccini, M. and Beraldin, J.-A., "Photogrammetry and 3D scanning : Assessment of metric accuracy for the digital model of danatello's maddalena", *Proceedings of the Italy - Canada 2001 Workshop on 3D Digital Imaging and Modeling Applications of : heritage, industry, medicine and land*, 2001.

[Tyan, 1997] Tyan, J.-K., "Analysis And Application Of Autofocusing And Three-Dimensional Shape Recovery Techniques Based On Image Focus And Defocus", PhD thesis, State University of New York at Stony Brook, New York, NY, USA, 1997.

[Tyo et al., 2006] Tyo, J. S., Goldstein, D. L., Chenault, D. B. and Shaw, J. A., "Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications", *Applied Optics*, vol. 45, pp. 5453-5469, 2006.

[Tyo, 2000] Tyo, J., "Noise equalization in stokes parameter images obtained by use of variable-retardance polarimeters", *Optics Letters*, 25, 16, 2000.

[Tyo et al., 1998] Tyo, J. S., Pugh Jr., E.N., and Engheta, N., "Colorimetric Representation for Use with Polarization-difference Imaging of Objects in Scattering Media," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, pp. 367-374, 1998.

[Vavrilie, 2003] Vavrilie, J.-L., 4^{ème} rencontre nationale des mécaniciens du CNRS. http://www.dr4.cnrs.fr/bfp/rdm_web/formation/pradet/renc_pradet.htm, 2003.

[Vosselman, 1999] Vosselman, G., "Building reconstruction using planar faces in very high density height data", *ISPRS Conference on Automatic Extraction of GIS Objects From Digital Imagery*, volume 32, München. IAPRS, 1999.

[Wallace et al., 2001] Wallace, A., Buller, G. and Walker, A., "3D imaging and ranging by time-correlated single photon counting. *Computing and Control Engineering Journal*, 12(4), pp. 157-168, 2001.

[Wallace et al., 1999] Wallace, A., Liang, B., Trucco, E. and Clark, J., "Improving depth image acquisition using polarized light. International Journal of Computer Vision, 32(2), pp. 87-109, 1999.

[Walter et al., 2008] Walter, N., Aubreton, O. and Laligant, O., "Salient point characterization for low resolution meshes", IEEE International Conference on Image Processing , pp. 1512-1515, 2008.

[Wang et al., 2003] Wang, W. B., Ali, J. H., Alfano, R. R., Vitenson, J. H. and Lombardo, J. M., "Spectral polarization imaging of human rectum-membrane-prostate tissues", Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 9, pp. 288-293, 2003.

[Wolff, 1990] Wolff, L. B., "Polarization-based material classification from specular reflection", IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence, 12(11), pp. 1059-1071, 1990.

[Wolff & Andreou, 1995] Wolff, L. B. and Andreou, A., "Polarization camera sensors", Image and Vision Computing, 13(6), pp.497-510, 1995.

[Wolff & Boulton, 1991] Wolff, L. B. and Boulton, T. E., "Constraining object features using a polarization reflectance model", IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence, 13(7), pp. 635-657, 1991.

[Wolff et al., 1997] Wolff, L. B., Mancini, T. A., Pouliquen, P. and Andreou, A. G., "Liquid crystal polarization camera", IEEE Trans. Robotics and Automation, 13(12), pp. 195-203, 1997.

[Zallat & Heinrich, 2007] Zallat, J. and Heinrich, C., "Polarimetric data reduction: a Bayesian approach", Opt. Express, vol. 15, pp. 83-96, 2007.

[Zeller, 1996] Zeller, C., "Calibration Projective, Affine et Euclidienne en Vision par Ordinateur et Application à la Perception Tridimensionnelle", PhD thesis, Ecole Polytechnique de Palaiseau, 1996.

Annexe

Interface de pilotage du dispositif expérimental

Afin de pouvoir contrôler chaque étape du processus d'acquisition 3D de notre système, nous avons mis en place une interface sous LabVIEW™ (Figure A 1). Cette interface permet de maîtriser chacun des paramètres indépendamment de l'étape. Ainsi, nous avons pu, durant toute notre étude, bénéficier d'un outil relativement souple et adaptable à toutes modifications pouvant intervenir sur une étape du processus, que ce soit l'acquisition, le pilotage de l'éclairage, le contrôle du LCVR, le filtrage ou la segmentation de l'image, l'algorithme de calcul des angles zénithaux ou azimutaux, ou que ce soit sur l'algorithme de reconstruction du champ de normales.

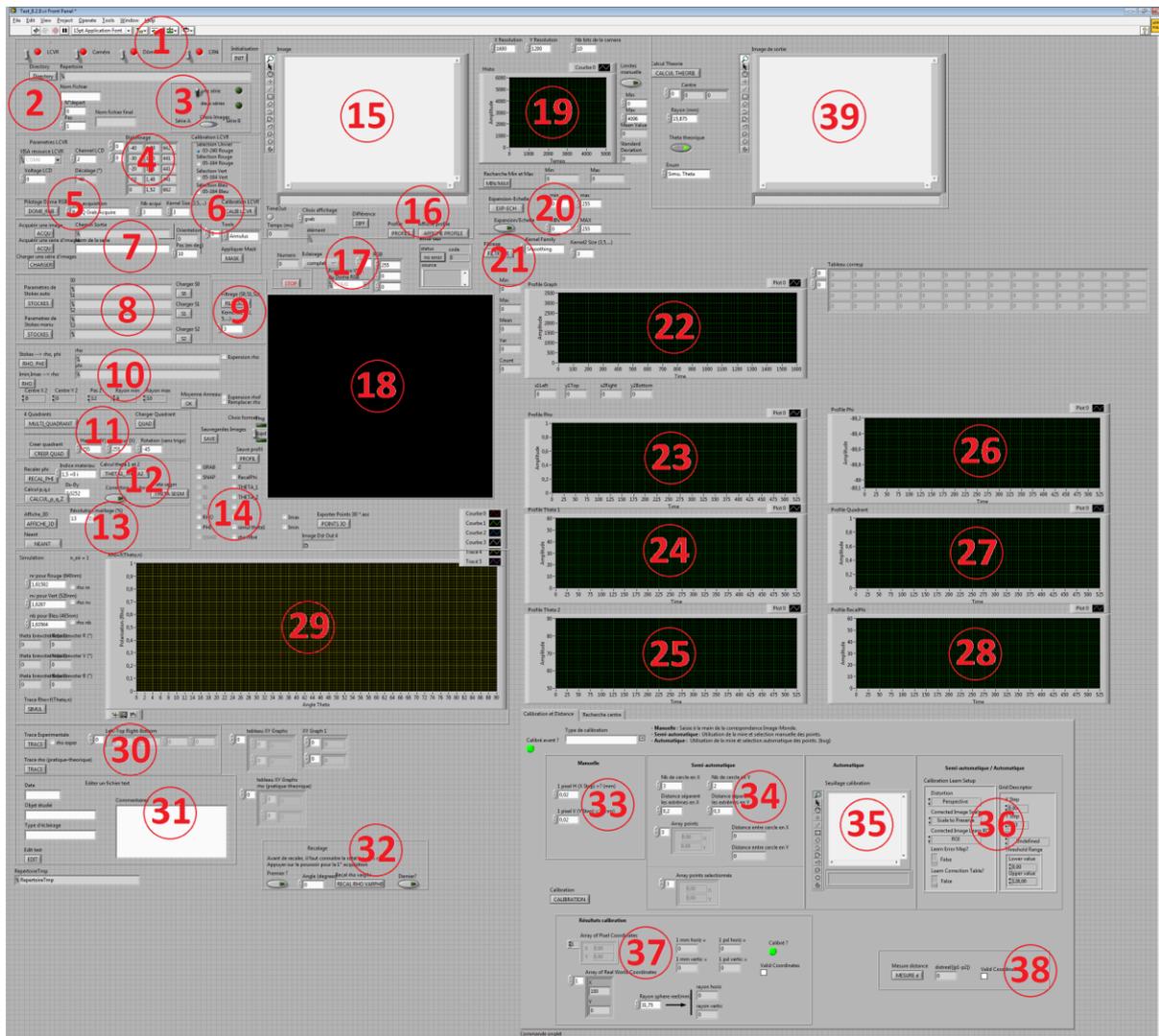


Figure A 1 - Interface expérimentale réalisée sous LabVIEW™

Description de l'interface expérimentale du système d'acquisition :

1. Raccordement des composants du système expérimental à l'interface de traitement.
2. Sélection du répertoire et du nom d'enregistrement des fichiers de sortie.
3. Possibilité de gérer deux traitements sur deux séries d'acquisitions distinctes.
4. Sélection de la charte de calibration du composant à cristaux liquides.
5. Pilotage du dôme d'éclairage, choix du type d'acquisition et du filtrage associé.
6. Accès à l'interface de calibration.
7. Acquisition d'une image ou d'une série d'images, possibilité d'appliquer un masque.
8. Calcul des paramètres de Stokes.
9. Filtrage ou traitement applicable aux images de Stokes.
10. Calcul du degré de polarisation et de l'angle de polarisation
11. Génération d'une image à quatre quadrants.
12. Calcul de l'angle azimutal en utilisant l'image à quatre quadrants et calcul des deux candidats pour l'angle zénithal.
13. Calcul de la surface 3D par intégration des normales calculées.
14. Choix des images à enregistrer ainsi que de leur format.
15. Affichage des images d'acquisition ou des images calculées.
16. Sélection d'une zone sur laquelle on voudra afficher le profil.
17. Choix de l'éclairage durant l'acquisition.
18. Reconstruction 3D.
19. Histogramme de l'image.
20. Expansion d'histogramme de l'image (utilisé essentiellement pour la visualisation).
21. Possibilité d'appliquer un filtrage à l'image.
22. Affichage du profil (en niveau de gris) de l'image en cours d'affichage.
23. Affichage du degré de polarisation correspondant au profil.
24. Affichage du 1^{er} candidat pour l'angle zénithal correspondant au profil.
25. Affichage du 2^{ème} candidat pour l'angle zénithal correspondant au profil.
26. Affichage de l'angle de polarisation correspondant au profil.
27. Affichage de la valeur des pixels de l'image quatre quadrants correspondant au profil.
28. Affichage de l'angle azimutal correspondant au profil.
29. Simulation du degré de polarisation pour des indices optiques différents.
30. Tracé le degré de polarisation issu de l'acquisition en fonction de l'angle de l'objet (une connaissance du modèle étudié est nécessaire).
31. Informations diverses à sauvegarder concernant l'acquisition.
32. Utilisation du recalage pour reconstruire une image complète.
33. Calibration manuelle de la caméra.
34. Calibration semi-automatique de la caméra.
35. Calibration automatique de la caméra.
36. Paramètres de la calibration automatique de la caméra.
37. Résultat de la calibration.
38. Mesure de distance sur l'image.
39. Affichage utilisé pour divers traitement lors des tests.

Interface de calibration du retardateur à cristaux liquides LCVR

La phase de calibration du composant retardateur à cristaux liquides LCVR, décrite dans le dernier chapitre, nécessite un grand nombre de mesures. Pour réaliser cette calibration nous avons mis en place une interface spécifique (Figure A 2) qui pilote à la fois le dôme d'éclairage, pour changer la longueur d'onde parmi les trois dont il dispose, et pour modifier la tension appliquée au retardateur à cristaux liquides, pour faire varier son retard. Une temporisation entre chaque changement de tension appliqué au LCVR est nécessaire pour laisser le temps à ce dernier de se stabiliser.

L'orientation de la polarisation de l'onde incidente étant fixée manuellement, à l'aide d'une lame polarisante, une intervention manuelle est requise entre chaque série de mesures pour modifier l'angle de polarisation de l'onde incidente.

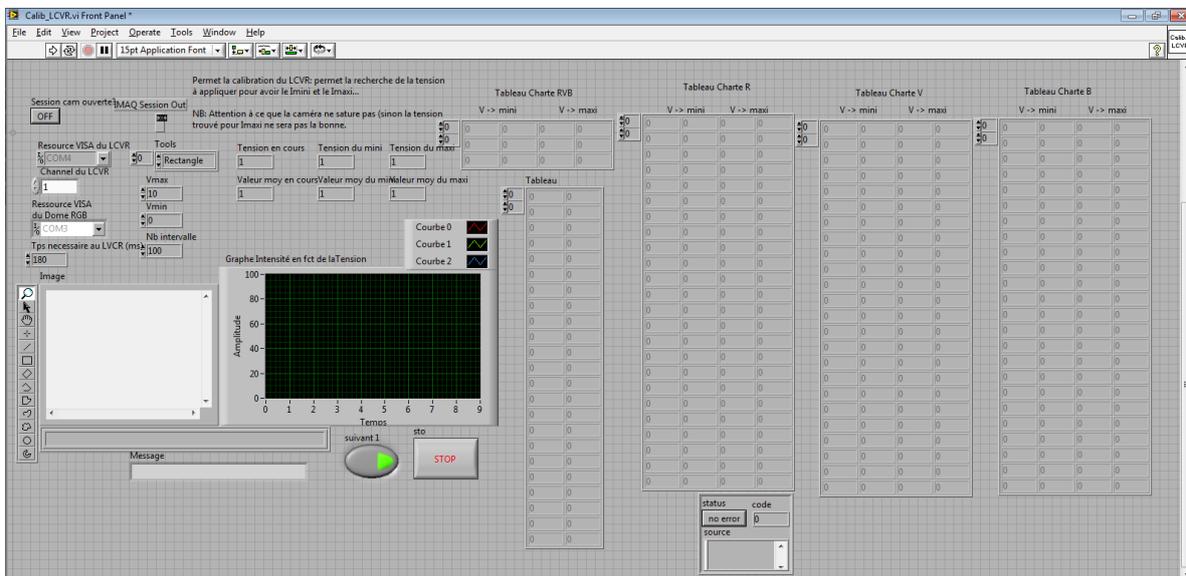


Figure A 2 - Interface permettant d'obtenir la caractérisation du LCVR en tension en fonction de la longueur d'onde utilisée pour un angle de polarisation d'entrée donné.