

138916

50376
2001
249

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

THESE de DOCTORAT

Présentée par Patrick TERRIER

Discipline: *ELECTRONIQUE*

En vue de l'obtention du titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE 1

ETUDE SUR LA POLARISATION DE LA LUMIERE APPLIQUEE A L'ANALYSE DE SCENES

Soutenue le 6 Décembre 2001



Membres du jury:

Rapporteurs	P. REFREGIER	Professeur à l'ENSPM de Marseille
	H. VU THIEN	Professeur au CNAM de Paris
Examineurs	V. DEVLAMINCK	Professeur à l'université de Lille 1
	P. MICHE	Professeur à l'Université de Rouen
	C. VASSEUR	Professeur à l'université de Lille 1

Remerciements

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur le Professeur Vincent Devlaminck, directeur de cette thèse, pour son aide précieuse et ses remarques pertinentes tout au long de ces années de travail.

Je remercie profondément Monsieur le Professeur Jean-Paul Dubus, qui m'a accueilli dans son équipe de recherche et qui m'a fait bénéficier de ses conseils, de son appui et de son savoir.

Je remercie également Monsieur P. Refregier, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille, et Monsieur H. Vu-Thien, Professeur au Conservatoire National des Arts et métiers de Paris, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et m'avoir fait l'honneur de participer au jury.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs P. Miché, Professeur à l'université de Rouen, et C. Vasseur, Professeur à l'université de Lille 1 et directeur du laboratoire I3D, pour l'attention qu'ils ont porté à mon travail en acceptant de faire parti du jury.

Enfin, je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont permis de développer cette thèse dans de bonnes conditions. Je pense notamment à tous les membres de l'équipe qui ont contribué à créer une bonne ambiance de travail et à Stéphanie, mon épouse, qui m'a encouragé durant ces années.

Table des matières

Introduction.....	8
Chapitre 1: Interaction lumière – matière.....	14
1.1 Nature vectorielle de la lumière.....	15
1.1.1 Définitions.....	15
1.1.2 Polarisation des ondes lumineuses.....	17
1.1.3 Modification de l'état de polarisation de la lumière lors de sa propagation.....	19
1.1.3.1 Polarisation par double réfraction.....	19
1.1.3.2 Polarisation par absorption sélective.....	21
1.1.3.3 Polarisation par diffusion.....	22
1.2 Réflexion d'une onde lumineuse.....	23
1.2.1 Les modèles de réflexion.....	23
1.2.2 Réflexion spéculaire.....	27
1.2.2.1 Définition du plan d'incidence.....	28
1.2.2.2 Les équations de Fresnel.....	29
1.2.2.2.1 Matériaux diélectriques.....	30
1.2.2.2.2 Matériaux métalliques.....	31
1.2.2.3 Les coefficients de réflexion de Fresnel.....	33
1.2.3 Réflexion diffuse.....	36
1.2.4 Notion de degré de polarisation.....	37
 Chapitre 2: Etat de l'art sur l'utilisation d'informations polarimétriques en analyse de scènes	 39
2.1 Introduction.....	40
2.2 Principes fondamentaux des méthodes polarimétriques existantes.....	41
2.2.1 Dispositif de mesure couramment utilisé.....	41
2.2.2 Modélisation de l'intensité lumineuse mesurée.....	42
2.2.2.1 Contribution de la réflexion spéculaire.....	44
2.2.2.2 Contribution de la réflexion diffuse.....	45
2.2.2.3 Modèle proposé par Wolff.....	45
2.3 Utilisation d'informations polarimétriques en analyse de scènes.....	46
2.3.1 Classification d'objets suivant leur nature métallique ou diélectrique.....	46
2.3.1.1 Principe de la méthode.....	47
2.3.1.2 Estimation du rapport des coefficients de réflexion de Fresnel.....	49

2.3.1.3 Limitations des deux approches proposées par Wolff.....	52
2.3.2 Détermination de l'orientation d'une surface dans l'espace.....	54
2.3.2.1 Principe général de l'approche polarimétrique du problème.....	55
2.3.2.2 Méthode mono-caméra.....	57
2.3.2.3 Méthode stéréoscopique.....	59
2.3.2.4 Importance du calibrage des caméras.....	60
2.3.2.5 Avantages et limitations de l'approche polarimétrique.....	61
2.3.2.5.1 Cas général.....	61
2.3.2.5.2 Cas particulier de l'approche mono-caméra.....	63
2.3.2.5.3 Cas particulier de l'approche stéréoscopique.....	63
2.4 Séparation des composantes de réflexion diffuse et spéculaire.....	64
2.4.1 Méthode colorimétrique.....	65
2.4.2 Méthode polarimétrique.....	66
2.4.3 Méthode hybride.....	67
2.5 Réalisations technologiques.....	71
2.5.1 Rétine sensible à la polarisation de la lumière.....	71
2.5.2 Caméra polarimétrique.....	74
2.5.2.1 Principe de fonctionnement des composants utilisés.....	74
2.5.2.2 Dispositif de mesures.....	76
2.5.2.3 Visualisation de l'information polarimétrique.....	77
2.5.2.4 Avantages et limitations.....	79
2.6 Limitations des méthodes existantes et perspectives.....	80
2.6.1 Limitations.....	80
2.6.2 Présentation de notre contribution.....	82
Chapitre 3: Dispositifs de mesures polarimétriques proposés.....	83
3.1 Estimation robuste et précise de l'angle de polarisation d'une onde lumineuse.....	84
3.1.1 Problématique.....	84
3.1.2 Principe d'autocalibrage du dispositif.....	86
3.1.2.1 Dispositif de mesures proposé.....	87
3.1.2.2 Modélisation des intensités mesurées.....	89
3.1.2.3 Estimation robuste et précise de l'angle de polarisation.....	91
3.1.2.4 Avantages et limitations de ce dispositif de mesures.....	91

3.1.3	Mise en œuvre expérimentale du dispositif.....	92
3.1.3.1	Choix des composants optiques.....	92
3.1.3.2	Mise en correspondance des images obtenues par les deux caméras.....	94
3.1.3.3	Initialisation des inconnues.....	98
3.1.4	Validation du dispositif de mesures proposé.....	99
3.1.4.1	Simulations.....	100
3.1.4.2	Expérimentations.....	102
3.2	Caractérisation complète de l'état de polarisation d'une onde lumineuse.....	109
3.2.1	Problématique.....	109
3.2.2	Représentation de l'état de polarisation d'une onde lumineuse.....	110
3.2.2.1	La représentation trigonométrique ou ellipse de polarisation.....	111
3.2.2.2	Le formalismes mathématique de Stokes.....	114
3.2.3	Nouveau dispositif de mesures proposé.....	116
3.2.3.1	Le formalisme des matrices de Mueller.....	117
3.2.3.2	Modélisation du dispositif de mesures.....	119
3.2.3.3	Parallélisme entre le dispositif proposé et le dispositif utilisé par les méthodes existantes.....	122
3.2.3.3.1	Dispositif polarimétrique couramment utilisé.....	122
3.2.3.3.2	Dispositif proposé.....	124
3.2.3.4	Estimation des performances du dispositif proposé.....	127
Chapitre 4: Exemples d'applications en analyse de scènes.....		131
4.1	Introduction.....	132
4.2	Classification de facettes suivant leur orientation.....	132
4.3	Suppression des reflets de forte intensité.....	139
4.4	Classification des matériaux suivant leur nature métallique ou diélectrique.....	140
Conclusion.....		142
Annexes.....		147
Bibliographie.....		158

Introduction

Depuis de nombreuses années un grand nombre de travaux sont réalisés, dans le domaine de l'analyse de scènes, pour caractériser les objets appartenant à la scène observée (orientation, nature des matériaux les constituant...). Fondamentalement ces travaux reposent sur la résolution d'un problème de type inverse qui consiste à obtenir des informations sur les objets observés à partir de la connaissance préalable du modèle de réflexion et de la mesure de l'intensité de l'onde lumineuse réfléchie.

Un des pionniers dans ce domaine est Horn [HORN75] qui a développé une méthode de «shape from shading» permettant, à partir d'une seule image (une seule acquisition pour une position donnée de la source d'éclairage), de déterminer l'orientation dans l'espace d'une surface lambertienne (ne présentant pas de direction de réflexion privilégiée). Les travaux qui ont suivi se sont en revanche intéressés à la détermination de l'orientation des surfaces fortement spéculaires (présentant un effet miroir). Ces travaux ont pour cela dû utiliser, contrairement à Horn, plusieurs images acquises pour différentes positions de la source d'éclairage [IKEUCHI81], [NAYAR87], [SANDER88].

Un certain nombre de travaux [HEALEY88], [HEALEY89] ont également été réalisés dans le but de déterminer, à partir de l'analyse de la couleur de l'onde lumineuse réfléchie par l'objet observé, si la nature du matériau constituant cet objet est métallique ou diélectrique.

La plupart des travaux réalisés dans le domaine de l'analyse de scènes exploitent donc uniquement l'intensité lumineuse ou la couleur de l'onde réfléchie sur les objets à caractériser. Le caractère vectoriel de la lumière vue en tant qu'onde électromagnétique, n'est par conséquent pas complètement exploité. Or, l'état de polarisation de cette onde porte également une information sur les objets présents dans la scène dans le sens où l'onde lumineuse interagit avec ces derniers lors du mécanisme de réflexion.

En effet, la réflexion d'une onde lumineuse sur une surface provoque d'une manière générale, un changement de l'état de polarisation de cette onde. Ce changement dépend principalement de la rugosité de la surface et de l'indice de réfraction du matériau la constituant. Dans la plupart des cas (en fait tant que la surface n'est pas purement lambertienne) la connaissance de l'état de polarisation de l'onde réfléchie permet de remonter à des informations sur la scène observée. Pour cela l'état de polarisation de l'onde réfléchie

peut être déterminé au moyen d'un dispositif optique placé devant la caméra qui observe la scène.

Parmi les travaux, relativement peu nombreux, qui exploitent l'information de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie on peut citer Koshikawa [KOSHI79] qui a utilisé cette information pour déterminer l'orientation d'une surface diélectrique dans l'espace, avec une seule caméra. Pour cela, il a étudié la relation qui existe entre l'orientation de la surface observée et le changement de polarisation, suite à la réflexion sur cette surface, d'une onde incidente initialement circulairement polarisée. Par la suite, d'autres applications de la polarisation ont également été proposées, telles que la détermination de la nature diélectrique ou métallique de la surface, avec une résolution de l'ordre du pixel [WOLFF90] et [WOLFF91]. Jones [JONES89] a également proposé une méthode polarimétrique permettant la reconnaissance automatique d'objets possédant des surfaces spéculaires. Joubert [JOUBERT93] a proposé lui aussi une méthode polarimétrique, inspirée des travaux de Wolff, permettant de déterminer l'orientation de surfaces. Plus récemment, Chafiqi [CHAFI98] s'est intéressée à la mesure des paramètres de rotation d'un objet par fusion d'informations provenant d'images polarimétriques et radiométriques.

Tous ces travaux (à l'exception de [KOSHI79]) ont le point commun d'exploiter le fait que la lumière est une onde électromagnétique dont le champ électrique (initialement non polarisé) a la propriété de se polariser suite à une réflexion spéculaire. D'après les équations de Fresnel le champ électrique ainsi réfléchi peut être décomposé sur une base orthogonale dont un axe est perpendiculaire au plan d'incidence (plan défini par le rayon incident et le rayon réfléchi) et un axe parallèle à ce plan. On définit alors l'angle de polarisation φ comme étant l'orientation de la composante de champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence par rapport à un axe de référence horizontal. Les travaux précédemment cités reposent sur la détermination de la valeur ce paramètre φ pour obtenir une information géométrique sur l'objet observé. Ces derniers exploitent le fait que le plan d'incidence contient la normale à la surface sur laquelle il y a eu réflexion. En déterminant l'orientation du plan d'incidence ils déterminent par conséquent un degré de liberté sur l'orientation de la normale.

Pour estimer la valeur de φ , ces travaux observent la scène au travers un filtre polarisant linéaire qui permet de projeter le champ électrique de l'onde lumineuse réfléchie

sur un axe appelé “ axe principal du polariseur ”. Cet axe forme un angle ψ par rapport à la référence horizontale. L'intensité lumineuse mesurée à la sortie du filtre peut alors être modélisée par une fonction faisant intervenir trois inconnues, dont l'une est l'angle φ . L'estimation de ces trois paramètres est effectuée à l'aide d'une résolution au sens des moindres carrés. Pour cela, plusieurs acquisitions sont effectuées (en général 3 ou 4) pour différentes orientations du filtre polarisant.

Il est alors évident que la précision sur l'estimation de φ est directement liée à la précision de la rotation ψ appliquée au polariseur pour chaque acquisition. De plus, si la position de référence ($\psi = 0^\circ$) est biaisée, c'est à dire s'il y a un offset sur les mesures de ψ , alors la valeur de φ estimée sera fautive et ceci quel que soit le nombre d'acquisitions. L'autre limitation de ce dispositif de mesures est qu'il ne permet de caractériser l'onde lumineuse réfléchie que partiellement. Il est par exemple impossible, avec ce dispositif de mesures, de distinguer une onde lumineuse circulairement polarisée d'une onde lumineuse non polarisée. Ceci est dû au fait que le modèle de l'intensité lumineuse à la sortie du polariseur ne dépend pas du déphasage ε intervenant entre les composantes de champ électrique perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence.

Le propos de cette thèse porte donc sur l'utilisation de l'information de polarisation de la lumière dans le domaine de l'analyse de scènes. Notre contribution porte plus spécifiquement sur l'amélioration de la caractérisation de l'onde lumineuse réfléchie aussi bien du point de vue de la précision des résultats obtenus que de celui du contenu informationnel de ces résultats. Pour cela, le plan retenu est le suivant:

Le premier chapitre est consacré à un rappel sur le caractère vectoriel de la lumière en tant qu'onde électromagnétique. Après avoir défini les différents états de polarisation que peut prendre l'onde lumineuse, nous nous intéressons à la modification de son état de polarisation lors de sa propagation. Une attention plus particulière est portée sur le mécanisme de réflexion qui est le principe physique fondamental permettant d'obtenir l'image de la scène observée. Il est montré que d'une manière générale la réflexion peut être modélisée par la superposition de deux phénomènes physiques distincts qui sont la réflexion spéculaire et la réflexion diffuse. Ces deux types de réflexion ont des influences différentes sur la modification de la polarisation de l'onde lumineuse incidente. Nous rappelons ainsi le

formalisme mathématique de Fresnel qui permet de modéliser l'état de polarisation de la composante de l'onde lumineuse réfléchie de manière spéculaire; la composante de l'onde lumineuse réfléchie de manière diffuse étant toujours considérée comme non polarisée.

Le second chapitre présente les différents travaux, exposés dans la littérature, utilisant l'information de polarisation de la lumière en analyse de scènes. Dans un premier temps, nous décrivons le dispositif de mesures commun à tous ces travaux de manière à modéliser l'intensité lumineuse mesurée à la sortie du dispositif. L'exploitation des informations polarimétriques ainsi obtenues est ensuite illustrée dans le cas du problème de la classification des objets constituant la scène suivant leur nature métallique ou diélectrique et également dans le cas de la détermination de l'orientation d'une surface dans l'espace. Il est alors mis en évidence qu'il est impossible de déterminer au niveau pixel la valeur des intensités relatives aux composantes de réflexion diffuse et spéculaire. Ces intensités ne peuvent être estimées qu'au niveau d'une région pour laquelle elles sont considérées constantes.

La dernière partie de ce chapitre présente différentes réalisations technologiques qui ont pour but de rendre le dispositif de mesures précédent autonome (pas de réglage manuel) et portable. L'exemple de la caméra polarimétrique de Wolff [WOLFF97] est présenté. Cette caméra polarimétrique utilise une variante du dispositif précédent dans le sens où ce n'est pas le polariseur qui tourne d'un angle ψ par rapport à l'onde lumineuse mais l'onde lumineuse qui tourne autour de sa direction de propagation, par rapport au polariseur maintenu dans une position de référence. Cette rotation du champ électrique de l'onde lumineuse est réalisée à l'aide de composants à cristaux liquides.

Le troisième chapitre présente l'amélioration que nous proposons d'apporter au dispositif de mesures précédent.

Dans un premier temps nous proposons d'améliorer la précision d'estimation de l'angle de polarisation φ en rendant cette estimation indépendante de l'ajustement des différentes positions angulaires ψ_i du filtre polarisant linéaire utilisé. Pour cela nous proposons d'utiliser le concept d'autocalibrage du dispositif. C'est à dire que nous considérons les paramètres de réglage ψ_i inconnus. Ceux ci sont alors estimés en même temps que les inconnues du modèle d'intensité. Cet autocalibrage du dispositif permet de garantir une estimation précise et fiable au cours du temps. Cette dernière ne risque pas, en effet, d'être affectée par un éventuel décalage de l'axe principal du filtre polarisant (offset sur les mesures de ψ) ni par une

éventuelle dérive thermique des composants à cristaux liquides, dans le cas du dispositif proposé par Wolff.

Dans une seconde partie, nous nous intéressons au fait que le dispositif précédent ne permet de caractériser l'onde lumineuse réfléchie que partiellement. Nous proposons donc, pour remédier à cette limitation, d'utiliser un formalisme mathématique différent qui prend en compte le déphasage ε intervenant entre les deux composantes de polarisation perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence. Le formalisme de Stokes qui représente l'état de polarisation d'une onde lumineuse par un vecteur à quatre paramètres est ainsi utilisé. Le dispositif proposé permet d'estimer ces quatre paramètres et de remonter aux informations sur l'objet observé. Après avoir décrit ce formalisme, nous modélisons le dispositif de mesures sous la forme d'une matrice 4*4 appelée matrice de Mueller. Les informations obtenues sur la scène observée sont alors plus nombreuses que celles fournies par le dispositif précédent. Il est par exemple possible de déterminer le degré de polarisation de l'onde réfléchie ce qui peut servir de critère de validité sur les résultats obtenus.

Le dernier chapitre expose enfin des applications du dispositif proposé dans le domaine de l'analyse de scènes. Le premier exemple présenté concerne la classification des différentes facettes d'un objet suivant leurs orientations géométriques. D'autres exemples d'applications concernent la suppression de reflets de forte intensité, entraînant des zones de saturation dans l'image de la scène observée, ou encore la classification des matériaux suivant leur nature métallique ou diélectrique.

Chapitre 1

Interaction lumière – matière

1.1 Nature vectorielle de la lumière

Contrairement à l'étude des phénomènes interférométriques et de diffraction qui s'expliquent, dans la plupart des cas, par une approche purement scalaire des ondes lumineuse, l'utilisation de l'information polarimétriques de la lumière impose de prendre en compte le caractère vectoriel de cette dernière. Les paragraphes qui suivent présentent ainsi, dans un premier temps, quelques rappels sur la notion d'ondes électromagnétiques et s'intéressent ensuite plus particulièrement à leur polarisation, c'est à dire à l'évolution temporelle du vecteur caractérisant le champ électromagnétique en un point donné de l'espace.

1.1.1 Définitions

La lumière est une onde transverse électromagnétique constituée d'un vecteur champ électrique \vec{E} et d'un vecteur champ magnétique \vec{H} , perpendiculaires entre eux, perpendiculaires à la direction de propagation et liés par les équations de Maxwell. Une onde lumineuse monochromatique peut donc être caractérisée uniquement à partir d'un seul de ces vecteurs car la connaissance de l'un implique la connaissance de l'autre. En optique il est d'usage d'utiliser le champ électrique \vec{E} ou plus particulièrement ses projections sur une base orthogonale perpendiculaire à la direction de propagation. Ces dernières sont des ondes planes sinusoïdales et sont souvent appelées « composantes de polarisation ».

Dans le cas où la propagation de l'onde lumineuse a lieu avec une vitesse v (en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), dans un milieu diélectrique, infini et homogène, suivant l'axe z comme il est illustré fig. 1.1, l'équation de ces projections, est la suivante :

$$\begin{cases} \vec{E}_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz) \bar{x} \\ \vec{E}_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \varepsilon) \bar{y} \end{cases} \quad (1.1)$$

Le champ électrique de l'onde, en un point z et un instant t , correspond alors à la résultante de ces projections :

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t) \quad (1.2)$$

Dans l'équation (1.1), le terme ε correspond au déphasage entre les deux composantes de polarisation et $k = \frac{\omega}{v}$ (en $\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$) s'appelle « le nombre d'onde angulaire ». Ce paramètre

joue pour les oscillations dans l'espace un rôle analogue à celui de la fréquence angulaire ω pour les oscillations dans le temps.

La longueur d'onde λ est définie comme étant la distance au bout de laquelle le terme kz varie de 2π (dans l'équation 1.1). Les paramètres k et λ sont donc liés entre eux par la relation :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.3)$$

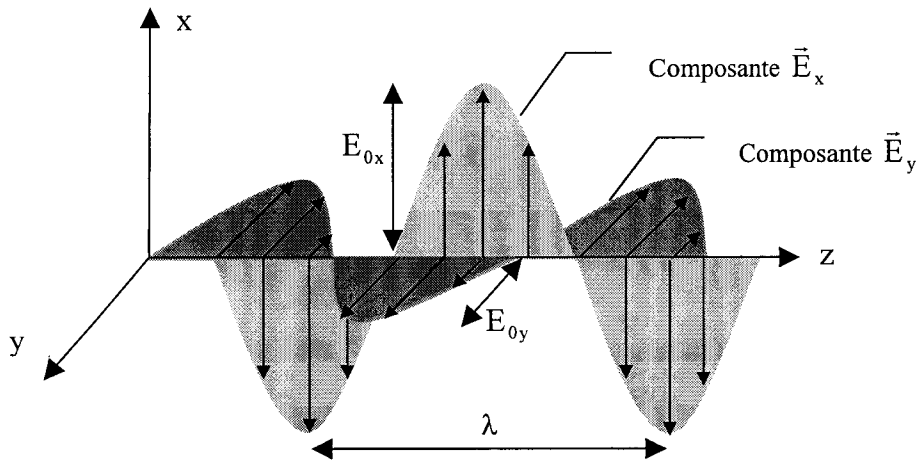


Fig. 1.1 : Décomposition du champ électrique d'une onde lumineuse sur une base orthogonale.

Cette onde lumineuse monochromatique peut être caractérisée par différents paramètres. Certains d'entre eux sont directement estimables qualitativement par l'œil humain dans le cas où la longueur d'onde est comprise entre 400 et 700nm, il s'agit par exemple de l'intensité lumineuse et de la couleur.

En revanche, notre œil est insensible à l'état de polarisation de l'onde, c'est à dire à l'évolution temporelle du champ électrique en un point donné de l'espace. Or, la connaissance de cet état de polarisation apporte des informations sur les différents milieux qui ont interagi avec l'onde lumineuse lors de sa propagation, soit par transmission, soit par réflexion. En effet, cet état de polarisation est sensible, entre autre, à la composition moléculaire des milieux dans lesquels l'onde s'est propagée, à la rugosité des surfaces sur lesquelles l'onde s'est réfléchi et également à l'orientation de ces surfaces.

1.1.2 Polarisation des ondes lumineuses

L'état de polarisation d'une onde lumineuse est lié au déphasage ε intervenant dans l'équation (1.1). Suivant l'évolution temporelle de ce paramètre on distingue classiquement deux états de polarisation extrêmes qui sont l'état « complètement non polarisé » et l'état « complètement polarisé ».

Le premier cas de figure se présente lorsque la différence de phase entre \vec{E}_x et \vec{E}_y , varie de manière purement aléatoire dans le temps. Dans ce cas, le vecteur champ électrique est orienté, à chaque instant, aléatoirement dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation. Ceci se produit, entre autre, pour la lumière naturelle du soleil ou la lumière générée par une ampoule électrique.

Le second cas de figure se présente quant à lui lorsque le déphasage ε est constant au cours du temps. Dans ce cas, si on associe un point N à l'extrémité du vecteur $\vec{E}(z,t)$ de cette onde lumineuse complètement polarisée, ce point décrit en général une ellipse de Lissajous située dans le plan d'onde (plan perpendiculaire à la direction de propagation) [HUARD 94]. Cette ellipse, dont le formalisme mathématique sera décrit en détail au chapitre 3, est souvent appelée : « ellipse de polarisation ». Celle-ci peut cependant, pour certaines valeurs de ε , dégénérer et prendre les formes particulières suivantes :

- Dans le cas où ε est nul ou multiple de $\pm \pi$, c'est à dire lorsque les composantes de polarisation sont en phase, ou en opposition de phase, l'ellipse devient une droite. On parle alors d'état de polarisation linéaire.
- L'ellipse de polarisation prend également la forme particulière d'un cercle lorsque les amplitudes des composantes \vec{E}_x et \vec{E}_y , sont identiques ($E_{0x} = E_{0y} = E_0$) et que le déphasage ε est égal à $\pm \frac{\pi}{2}$ modulo 2π . L'onde lumineuse est dans ce cas dite circulairement polarisée.

Dans la pratique, l'état de polarisation d'une onde lumineuse est rarement complètement polarisé ou complètement non polarisé. Celui-ci évolue toujours entre ces deux cas extrêmes. On dit alors que l'onde est partiellement polarisée et on la considère comme la superposition d'une onde complètement polarisée et d'une onde complètement non polarisée. Le champ électrique de cette onde lumineuse, partiellement polarisée, évolue ainsi aléatoirement autour de la direction de propagation en prenant toutefois des directions privilégiées. La forme décrite par l'extrémité de ce vecteur est, comme dans le cas d'une onde non polarisée, irrégulière et évolue de manière aléatoire dans le temps.

L'état de polarisation d'une onde lumineuse est donc caractérisé par la forme géométrique décrite, dans le plan d'onde, par son vecteur champ électrique. Cependant, en pratique, il n'est pas possible de visualiser directement l'évolution temporelle de ce vecteur car aucun détecteur physique actuel n'a un temps de réponse suffisamment faible (la fréquence de la lumière visible étant de l'ordre de $3 \cdot 10^{14}$ Hz, soit une vitesse angulaire ω voisine de $2 \cdot 10^{15}$ rad.s⁻¹).

De même, les capteurs utilisés en traitement d'images (caméra CCD le plus souvent) ne sont sensibles, comme l'œil humain, qu'à l'intensité du champ électrique de l'onde observée et en aucun cas à son état de polarisation. Pour estimer la polarisation de l'onde lumineuse il est donc nécessaire d'insérer, entre le capteur de vision et l'onde, un système optique (constitué d'un certain nombre de composants) sensible à cette grandeur. L'intensité de l'onde à l'entrée du capteur est ainsi modulée en fonction de l'état de polarisation de l'onde à l'entrée du dispositif optique

Les différents mécanismes d'interaction qui peuvent avoir lieu entre l'onde lumineuse et les matériaux constituant les divers composants formant le dispositif d'analyse sont exposés dans le paragraphe suivant.

1.1.3 Modification de l'état de polarisation de la lumière lors de sa propagation

L'onde lumineuse interagit fortement avec les différents milieux qu'elle rencontre lors de sa propagation. Ce phénomène se traduit par un changement de son état de polarisation. Cette interaction lumière-matière est par conséquent utilisée principalement de deux façons :

- Soit en construisant des matériaux possédant des propriétés particulières qui permettent de modifier l'état de polarisation de la lumière. On réalise ainsi des composants optiques destinés, par exemple, à la mesure de polarisation.
- Soit, au contraire, en se servant des modifications de polarisation qu'a subit l'onde pour remonter à des informations sur les différents milieux que celle-ci a rencontré lors de sa propagation.

La première utilisation repose en général sur les mécanismes de polarisation par double réfraction ou par absorption sélective, alors que la deuxième est basée essentiellement sur la polarisation par diffusion ou par réflexion. Les paragraphes suivants décrivent brièvement les trois premiers mécanismes. Une attention plus particulière est portée au mécanisme de polarisation par réflexion qui constitue le principe fondamental des méthodes utilisant la polarisation de la lumière en traitement d'images, pour l'analyse de scènes.

1.1.3.1 Polarisation par double réfraction

La double réfraction, également appelée biréfringence, se produit dans les cristaux anisotropes comme le quartz, le sucre en solution ou encore la glace. Dans ces derniers, la disposition des atomes est telle que les deux composantes de polarisation de l'onde incidente sur le cristal se propagent à des vitesses différentes à l'intérieur de celui-ci.

Or, l'indice de réfraction n d'un matériau est par définition le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide ($c=3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$) et la vitesse de la lumière dans le matériau (notée v) :

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.4)$$

Par conséquent, chaque composante de polarisation a son propre indice de réfraction à l'intérieur du cristal (n_1 et n_2).

Ces deux indices sont également liés à l'angle d'incidence (θ_1 dans la figure 1.2) et à l'angle de réfraction (θ_2 dans la figure 1.2) par la relation de Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.5)$$

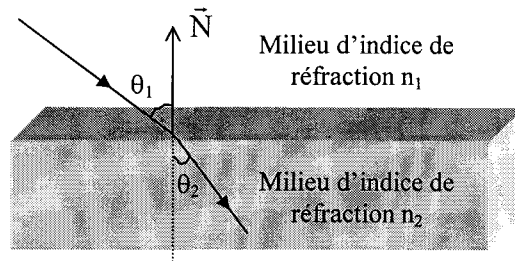


Fig. 1.2 : Illustration de la loi de Descartes

De ce fait, comme les indices de réfractons sont différents pour les deux composantes de polarisation, les angles de réfraction (θ_2 et θ'_2) le sont également. Deux ondes linéairement polarisées, correspondant à chacune des composantes de polarisation de la lumière incidente, émergent donc du cristal en deux endroits différents, comme il est illustré figure 1.3.

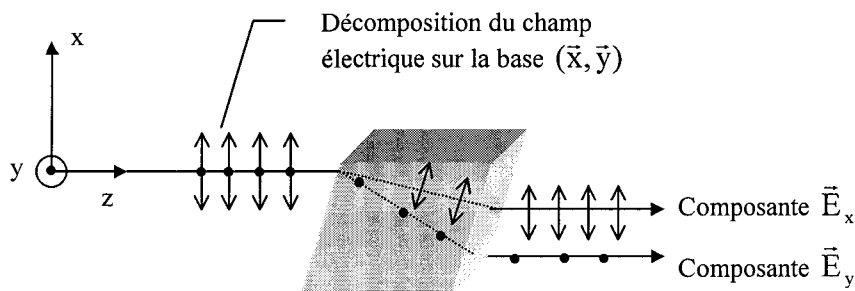


Fig. 1.3 : Principe de polarisation par double réfraction

Ce principe est utilisé pour fabriquer des composants optiques servant à séparer les deux composantes de polarisation de l'onde lumineuse incidente sur le cristal [BURKE96]. Les deux rayons émergents peuvent alors être envoyés sur deux capteurs distincts permettant d'estimer chacune de ces composantes.

Les retardateurs optiques (composants permettant de déphaser entre elles les deux composantes de polarisation) utilisent également de tels cristaux en se servant du fait, qu'à

l'intérieur de ces derniers, la vitesse de propagation des deux composantes de polarisation est différente.

D'un autre côté, ce mécanisme d'interaction lumière-matière est utilisé dans le domaine de la photoélasticité pour mesurer les contraintes mécaniques exercées sur certains objets et les déformations résultantes [ANDRI96]. Cette application repose sur le fait que la plupart des corps transparents isotropes, normalement non biréfringent, le deviennent lorsqu'ils sont soumis à des déformations ou à des contraintes. Ce phénomène est appelé « biréfringence accidentelle ».

1.1.3.2 Polarisation par absorption sélective

Ce mécanisme se produit lorsqu'une onde lumineuse rencontre un réseau de fils parallèles conducteurs. Dans ce cas, la composante du champ électrique dans la direction des fils excite les électrons de ces derniers et par conséquent établit des courants oscillants macroscopiques. Ces courants entraînent un échauffement par effet Joule qui absorbe une partie de l'énergie transportée par l'onde. Le réseau de fils élimine donc la composante de polarisation parallèle aux conducteurs lorsque l'onde le traverse.

En revanche, les courants macroscopiques ne peuvent pas circuler perpendiculairement aux fils, la composante du champ perpendiculaire aux conducteurs est donc essentiellement transmise.

Par conséquent, quelle que soit la polarisation de l'onde incidente sur le réseau, l'onde émergente est toujours linéairement polarisée perpendiculairement aux fils, comme il est illustré figure 1.4.

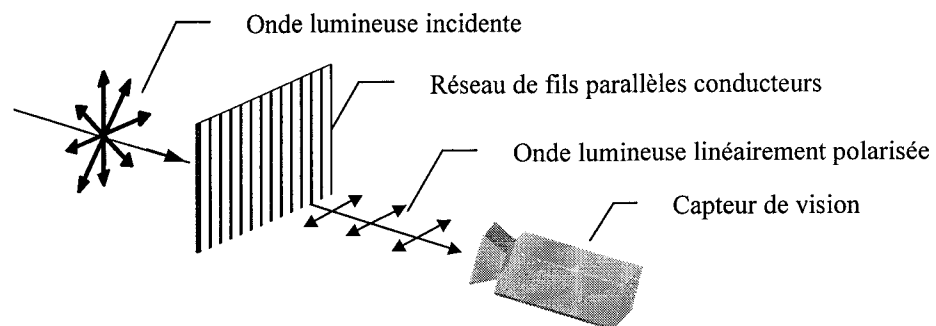


Fig. 1.4 : Principe de polarisation par absorption sélective

La condition nécessaire pour que ce phénomène de polarisation puisse avoir lieu est que les fils soient espacés de moins d'une longueur d'onde [LOCHBI95] ($< 0.4 \mu\text{m}$ pour une onde lumineuse se trouvant dans le domaine visible).

Les filtres polarisant linéaires sont basés sur ce principe, ils sont fabriqués dans un matériau polaroïd (inventé par E. H. Land en 1938) dans lequel les fils sont remplacés par l'alignement de chaînes d'hydrocarbure.

Ce principe est également utilisé, à des fréquences différentes, dans le domaine des hyperfréquences pour contrôler la polarisation des ondes [WU95].

1.1.3.3 Polarisation par diffusion

Lorsqu'une onde lumineuse non polarisée se propage dans un gaz les électrons de chaque atome constituant le gaz oscillent et se mettent en mouvement dans des directions transverses à la direction de propagation. Ces électrons rayonnent de l'énergie en oscillant, on dit que l'onde est diffusée.

Si on observe ce rayonnement dans une direction perpendiculaire au faisceau incident on ne voit pas de composante de champ électrique le long du nouvel axe de propagation (axe y dans le cas particulier de la figure 1.5) car cela impliquerait la présence d'une composante longitudinale de l'onde, ce qui est impossible pour une onde transverse. L'onde observée est donc linéairement polarisée (suivant l'axe x dans le cas de la figure 1.5) car il n'y a pas d'oscillation dans la direction de propagation de l'onde initiale (axe z).

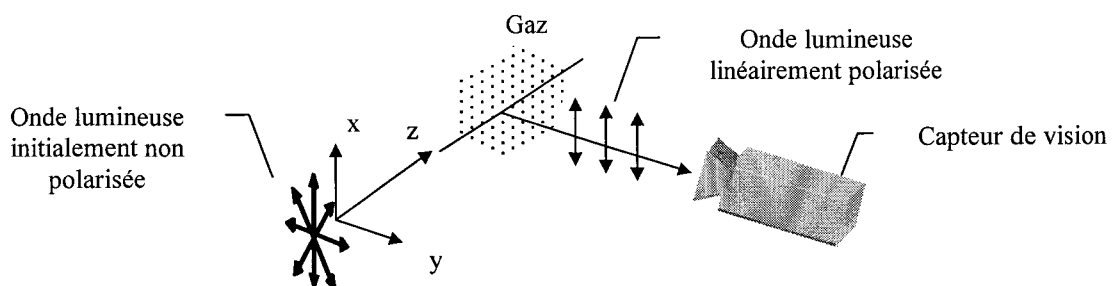


Fig. 1.5 :Principe de polarisation par diffusion

Certains animaux comme les abeilles et les libellules sont sensibles à la polarisation de la lumière [LEHRER98], [HORVA98], ils utilisent ce principe de polarisation par diffusion pour estimer la position du soleil et par conséquent contrôler leur trajectoire. En effet, la détection d'une polarisation linéaire permet de positionner la source lumineuse dans une direction perpendiculaire à la direction observée.

1.2 Réflexion d'une onde lumineuse

Le mécanisme d'interaction lumière-matière le plus utilisé dans le domaine de l'analyse de scènes est la réflexion. En effet, les différents objets observés par un système de vision sont vus parce qu'ils réfléchissent la lumière qui les éclaire. Pour une même source d'éclairage, l'intensité lumineuse de l'onde réfléchie, sa couleur ou son état de polarisation sont différents suivant la nature du matériau constituant l'objet (conductivité, indice de réfraction, pigments de couleurs...), l'orientation de cet objet ou encore son état de surface. Il est alors possible en analysant l'onde lumineuse réfléchie, notamment son état de polarisation dans le cas particulier de notre travail, d'obtenir des informations sur cet objet.

Les paragraphes suivants établissent les diverses relations qui lient les différents paramètres caractérisant les surfaces sur lesquelles il y a eu réflexion à l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie.

1.2.1 Les modèles de réflexion

D'une manière générale, lorsqu'on éclaire une scène, celle-ci réfléchit la lumière dans toutes les directions. Les rayons lumineux qui sont réfléchis dans la direction du capteur de vision forment ainsi l'image de la scène observée. Cette image est ensuite exploitée pour obtenir des informations sur les différents objets sur lesquels l'onde s'est réfléchie avant de parvenir au capteur. L'exactitude et la précision de ces informations sont donc directement liées aux modèles de réflexion utilisés. Ainsi, le domaine de la vision artificielle a sans cesse essayé de développer des modèles de réflexion de plus en plus complexes, prenant de mieux en mieux en considération les différents phénomènes physiques intervenant dans le mécanisme de réflexion. Les modèles faisant référence dans ce domaine sont ceux de Beckmann-Spizzochino [BECKMA63] et Torrance-Sparrow [TORRAN67]. Ceux-ci sont basés sur des approches différentes.

Ainsi, Beckmann et Spizzochino ont utilisé le formalisme de l'optique ondulatoire en considérant l'onde lumineuse comme une onde électromagnétique et en modélisant les différentes interactions lumière-matière à l'aide des équations de Maxwell. Leur modèle est par conséquent très général et très complet et permet de décrire aussi bien une réflexion ayant lieu sur une surface parfaitement lisse que sur une surface rugueuse. En revanche l'inconvénient est que ce modèle a un formalisme mathématique compliqué, difficilement manipulable et par conséquent inapproprié pour des applications d'analyse de scènes visant le temps réel.

Torrance et Sparrow ont quant à eux utilisé une approche basée sur l'optique géométrique. Le formalisme mathématique de leur modèle est donc beaucoup plus simple que celui de Beckmann et Spizzochino. En revanche leur modèle n'est utilisable que dans le cas où la nature électromagnétique de la lumière peut être ignorée, c'est à dire lorsque la longueur d'onde de la lumière incidente est inférieure aux dimensions des irrégularités de surfaces. Ce modèle permet donc de décrire la réflexion lumineuse sur des surfaces rugueuses mais n'est pas exploitable dans le cas de surfaces lisses.

Nayar a par la suite synthétisé ces travaux de manière à obtenir un modèle de réflexion unifié, facilement implantable, permettant à la fois de décrire une réflexion ayant lieu sur une surface lisse ou rugueuse [NAYAR91]. Ce modèle est aujourd'hui largement utilisé dans le domaine de la vision artificielle.

Le principe fondamental de tous ces modèles de réflexion est que la lumière se réfléchit différemment sur un objet suivant son état de surface. Ainsi, une surface parfaitement lisse réfléchit la lumière dans une direction unique (appelée direction spéculaire) alors qu'une surface rugueuse tend à réfléchir la lumière dans toutes les directions avec toutefois des directions privilégiées.

Dans son modèle, Nayar [NAYAR91] considère la surface comme une distribution statistique de micro-facettes supposées parfaitement lisses. La majeure partie de la lumière réfléchie provient alors des quatre phénomènes suivants :

- 1) L'onde lumineuse est réfléchiée, une seule fois, sur une micro-facette dont les dimensions sont supérieures à la longueur d'onde λ de l'onde incidente.
- 2) L'onde lumineuse subit un certain nombre de réflexions sur différentes micro-facettes de dimensions supérieures à la longueur d'onde.
- 3) L'onde pénètre dans le matériau, subit plusieurs réfractions à l'intérieur de ce dernier et est finalement réfractée à l'extérieur du matériau. Ce mécanisme est appelé diffusion interne.
- 4) L'onde est diffractée à partir de micro-facettes de taille inférieure ou égale à la longueur d'onde.

Le premier phénomène est appelé « réflexion spéculaire » alors que les trois derniers sont appelés « réflexion diffuse ». Les intensités lumineuses issues de ces deux types de réflexion sont respectivement notées, par la suite, I_S et I_D .

Dans le cas d'une réflexion sur un matériau diélectrique la réflexion diffuse provient essentiellement du troisième phénomène. Celui-ci est à l'origine de l'apparence colorée de la plupart des diélectriques. En effet, les différentes réflexions et réfractions sur les pigments de couleur se trouvant dans le matériau entraînent une absorption de la lumière plus ou moins importante suivant les longueurs d'onde. L'onde lumineuse, finalement réfractée à l'extérieur du matériau, est donc colorée.

En revanche, dans le cas des métaux, la réflexion diffuse provient uniquement des phénomènes 2) et 4). En effet, comme les métaux possèdent un grand nombre d'électrons libres, dès qu'une onde pénètre dans le matériau celle-ci excite les électrons qui se mettent en mouvement et absorbent l'onde par effet Joule. L'onde lumineuse n'est donc pas réfractée à l'extérieur du matériau. Ce phénomène explique la couleur grisâtre de la plupart des métaux

Nayar a montré que la réflexion spéculaire (phénomène 1) réfléchit l'onde lumineuse dans des directions qui peuvent être représentées géométriquement dans l'espace par un lobe et un pic (appelés respectivement « lobe spéculaire » et « pic spéculaire »), comme il est

illustré figure 1.6. Il a également montré que la réflexion diffuse réfléchit l'onde uniformément dans toutes les directions, également représentées par un lobe appelé « lobe diffus ».

La localisation géométrique de ces lobes et du pic spéculaire est représentée figure 1.6 pour un angle d'incidence fixé (direction de la source). Dans cette représentation, la longueur d'un lobe, dans une direction donnée, correspond à l'intensité de l'onde lumineuse réfléchie dans cette direction par le type de réflexion qu'il représente (spéculaire ou diffuse). L'intensité I réfléchie par la surface dans la direction du capteur correspond alors à la somme des intensités du lobe diffus, du lobe spéculaire et du pic spéculaire dans cette direction et vaut $I_D + I_S$.

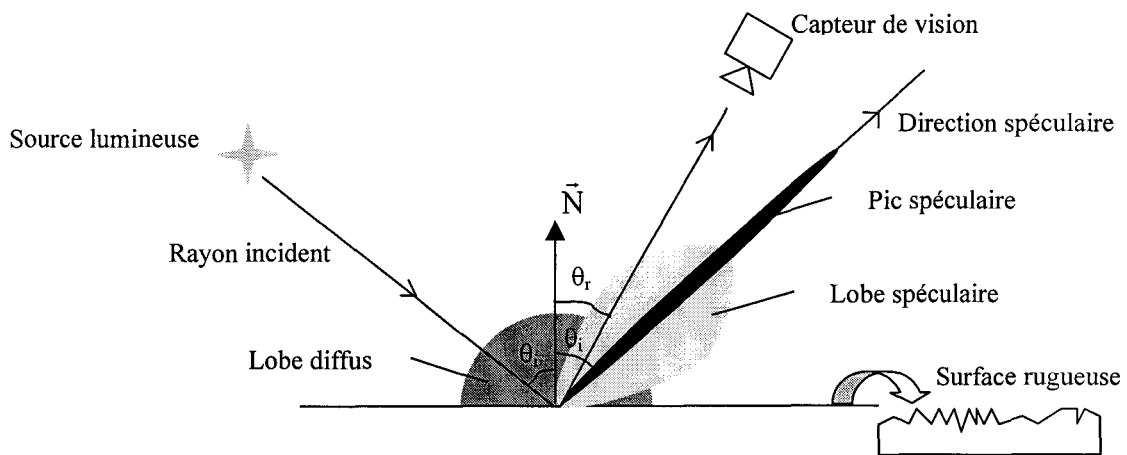


Fig. 1.6: Modèle de réflexion de Nayar

Le lobe diffus du modèle de Nayar est situé autour de la normale à la surface. Il a la forme d'un demi cercle car la réflexion diffuse réfléchit l'onde uniformément dans toutes les directions.

Le lobe spéculaire représente les réflexions uniques sur les micro-facettes constituant la surface. Il tend à être distribué autour de la direction spéculaire (direction dans laquelle serait réfléchie l'onde si la surface était parfaitement lisse). Sa largeur est d'autant plus grande que la surface est rugueuse.

Le pic spéculaire représente quant à lui une réflexion comparable à celle d'un miroir. Il est prépondérant dans le cas de surfaces parfaitement lisses et diminue rapidement lorsque la surface devient rugueuse.

1.2.2 Réflexion spéculaire

Dans le cas général, l'équation en un point r de l'espace d'une onde plane sinusoïdale se propageant dans une direction repérée par un vecteur unitaire \vec{n} est la suivante :

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - k(\vec{n} \cdot \vec{r}))} \quad \text{avec } \vec{r} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

Lorsque cette onde, qui se propage dans un milieu d'indice de réfraction n_1 (suivant une direction \vec{n}_i), rencontre un matériau parfaitement lisse d'indice de réfraction n_2 deux ondes sont créées : une onde est réfléchie dans une direction \vec{n}_r , et une autre est transmise suivant \vec{n}_t (voir figure 1.7). Ce phénomène se produit sur une surface parfaitement lisse, mais également dans le cas d'une surface rugueuse sur chaque micro-facette constituant la surface.

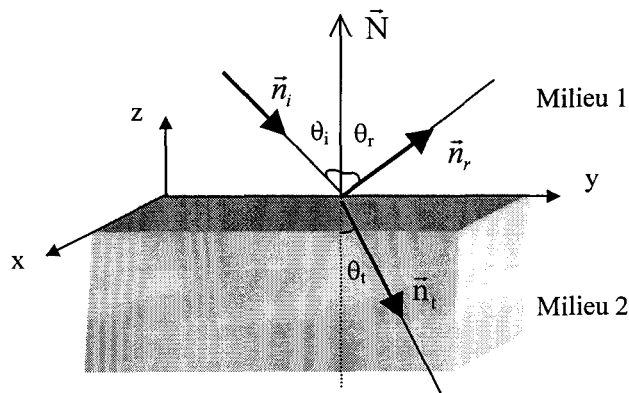


Fig. 1.7 : Réflexion et réfraction d'une onde lumineuse sur une surface

Dans ces conditions, l'équation du champ électrique de l'onde lumineuse incidente peut s'écrire :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{0i} e^{j\omega_i \left(t - \frac{\vec{n}_i \cdot \vec{r}}{v_1} \right)} \quad (1.7)$$

où v_1 est la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu 1.

Les ondes réfléchies et transmises sont quant à elles modélisées par les équations (1.8) et (1.9) :

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{0r} e^{j\omega_r \left(t - \frac{\vec{n}_r \cdot \vec{r}}{v_1} \right)} \quad (1.8)$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} e^{j\omega_t \left(t - \frac{\vec{n}_t \cdot \vec{r}}{v_2} \right)} \quad (1.9)$$

Avec v_2 la vitesse de propagation dans le milieu 2

1.2.2.1 Définition du plan d'incidence

Ces trois ondes doivent vérifier les conditions de continuité des composantes tangentielles des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} à l'interface. C'est à dire que la somme des composantes tangentielles de \vec{E}_i et \vec{E}_r juste au-dessus de l'interface doit être égale à la composante tangentielle de \vec{E}_t juste au-dessous de l'interface. Il en est de même pour le champ \vec{H} . Ceci impose l'existence d'une relation entre \vec{E}_i , \vec{E}_r et \vec{E}_t valable à tout instant t et en tout point \vec{r}_0 de l'interface, ce qui se traduit par les égalités suivantes :

$$\omega_i = \omega_r = \omega_t \quad (1.10)$$

$$\frac{\vec{n}_i \cdot \vec{r}_0}{v_1} = \frac{\vec{n}_r \cdot \vec{r}_0}{v_1} = \frac{\vec{n}_t \cdot \vec{r}_0}{v_2} \quad (1.11)$$

L'équation (1.11) entraîne :

$$(\vec{n}_i - \vec{n}_r) \cdot \vec{r}_0 = 0 \quad (1.12)$$

Pour que l'équation (1.12) soit vérifiée en tout point \vec{r}_0 appartenant à l'interface, le vecteur $(\vec{n}_i - \vec{n}_r)$ doit être normal à l'interface, les composantes tangentielles de \vec{n}_i et \vec{n}_r doivent donc être égales. Cette condition impose que l'angle d'incidence θ_i et l'angle de réflexion θ_r soient égaux.

De plus, puisque le vecteur $(\vec{n}_i - \vec{n}_r)$ est colinéaire à la normale à la surface \vec{N} (ou à la micro-facette), les trois vecteurs \vec{n}_i , \vec{n}_r et \vec{N} sont coplanaires. Le plan contenant ces trois vecteurs est appelé « plan d'incidence ». Dans le cas de la réflexion sur une surface rugueuse, chaque micro-facette a donc son propre plan d'incidence.

De même en utilisant la relation $\frac{\vec{n}_i \cdot \vec{r}_0}{v_1} = \frac{\vec{n}_r \cdot \vec{r}_0}{v_2}$ on peut montrer que $\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = \frac{n_1}{n_2}$, on retrouve alors la loi de Descartes (équation 1.5) énoncée précédemment.

1.2.2.2 Les équations de Fresnel

La nature transverse électromagnétique de l'onde lumineuse incidente implique que son vecteur champ électrique \vec{E} se trouve en permanence dans une direction perpendiculaire au vecteur \vec{n}_i . La décomposition de ce champ en composantes de polarisation est alors généralement réalisée sur une base orthogonale perpendiculaire à la direction de propagation et possédant un vecteur dans le plan d'incidence et un vecteur perpendiculaire à ce plan. Il en est de même pour la décomposition des champs électriques réfléchis et transmis pour lesquels les bases orthogonales de décomposition sont respectivement perpendiculaire à la direction de réflexion et à la direction de transmission (cf. figure 1.8) :

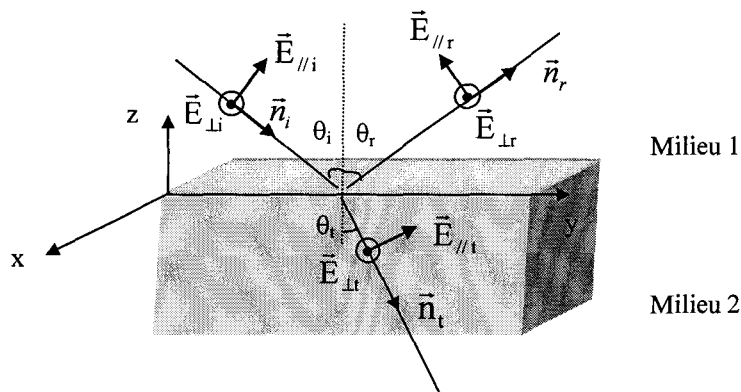


Fig. 1.8 : Projection des champs électriques perpendiculairement et parallèlement au plan d'incidence

Les composantes de polarisation de l'onde incidente ($\vec{E}_{//i}, \vec{E}_{\perp i}$), de l'onde réfléchie ($\vec{E}_{//r}, \vec{E}_{\perp r}$) et de l'onde transmise ($\vec{E}_{//t}, \vec{E}_{\perp t}$) résultant de cette décomposition doivent vérifier un certain nombre de relations de manière à vérifier la continuité des champs électriques et magnétiques à l'interface. Ces relations, appelées équations de Fresnel, dépendent de l'indice de réfraction du matériau sur lequel l'onde lumineuse se réfléchit. Le formalisme est donc différent suivant la nature diélectrique ou métallique du matériau.

1.2.2.2.1 Matériaux diélectriques

Dans le cas où l'onde lumineuse se réfléchit sur une surface diélectrique les équations de Fresnel modélisant la réflexion sont les suivantes (voir détail des calculs dans l'annexe 1) :

- Relation relative aux composantes de polarisation perpendiculaires au plan d'incidence :

$$\frac{E_{\perp 0r}}{E_{\perp 0i}} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (1.13)$$

où $E_{\perp 0r}$ et $E_{\perp 0i}$ correspondent respectivement aux amplitudes des composantes $\vec{E}_{\perp r}$ et $\vec{E}_{\perp i}$.

- Relation relative aux composantes de polarisation parallèles au plan d'incidence :

$$\frac{E_{//0r}}{E_{//0i}} = \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad (1.14)$$

De même, $E_{//0r}$ et $E_{//0i}$ correspondent aux amplitudes des composantes $\vec{E}_{//r}$ et $\vec{E}_{//i}$.

On remarque à partir des équations (1.13) et (1.14) que ces relations dépendent de l'indice de réfraction du matériau n_2 et de l'angle d'incidence θ_i . Ces équations lient donc l'orientation de la surface sur laquelle il y a eu réflexion ainsi que la nature du matériau la constituant à l'état de polarisation de l'onde réfléchie.

On peut de la même manière, en utilisant le principe de continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique, définir les équations de Fresnel relatives à la transmission (par réfraction) de l'onde lumineuse dans le matériau. On obtient alors les relations suivantes :

$$\frac{E_{//0t}}{E_{//0i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} \quad (1.15)$$

$$\frac{E_{\perp 0t}}{E_{\perp 0i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (1.16)$$

1.2.2.2.2 Matériaux métalliques

Les équations de Fresnel modélisant la réflexion restent valables dans le cas d'une réflexion sur une surface métallique. En revanche l'indice de réfraction du matériau devient complexe [BURKE96]. Celui-ci peut alors se noter :

$$n = \eta(1 - i\kappa) \quad (1.17)$$

où κ est appelé « coefficient d'extinction ».

Ainsi, dans le cas où le premier milieu est de l'air (d'indice de réfraction $n_1=1$) et où la réflexion a lieu sur un matériau métallique (d'indice de réfraction complexe n), l'équation de

Fresnel relative à la réflexion de la composante de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence devient :

$$\frac{E_{\perp 0r}}{E_{\perp 0i}} = \frac{\cos\theta_i - n\cos\theta_t}{n\cos\theta_t + \cos\theta_i} \quad (1.18)$$

Cette équation peut également s'écrire différemment de manière à ce qu'elle ne soit plus fonction de l'angle de réfraction θ_t mais uniquement de l'angle d'incidence θ_i et de l'indice de réfraction n . On obtient alors à partir des équations trigonométriques et de la relation de Descartes (1.7) l'expression suivante:

$$\frac{E_{\perp 0r}}{E_{\perp 0i}} = \frac{\cos\theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} \quad (1.19)$$

Cette équation peut être approximée en supposant $n^2 \gg \sin^2\theta_i$ ce qui est vraie pour la plupart des matériaux conducteurs :

$$\Rightarrow \frac{E_{\perp 0r}}{E_{\perp 0i}} = \frac{\cos\theta_i - n}{\cos\theta_i + n} = \frac{(\cos\theta_i - \eta) + i\eta\kappa}{(\cos\theta_i + \eta) - i\eta\kappa} \quad (1.20)$$

On obtient de la même manière l'équation de Fresnel relative à la réflexion de la composante de polarisation parallèle au plan d'incidence:

$$\frac{E_{\parallel 0r}}{E_{\parallel 0i}} = \frac{\left(\frac{1}{\cos\theta_i} - \eta\right) + i\eta\kappa}{\left(\frac{1}{\cos\theta_i} + \eta\right) - i\eta\kappa} \quad (1.21)$$

1.2.2.3 Les coefficients de réflexion de Fresnel

A partir des équations de Fresnel, il est possible de définir des coefficients \mathfrak{R} que l'on appelle « coefficient de réflexion de Fresnel ». Ces derniers correspondent, pour une composante de polarisation donnée (parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence), au rapport entre l'intensité lumineuse réfléchie et l'intensité lumineuse incidente. Mathématiquement, ces coefficients sont obtenus en prenant le module au carré des équations de Fresnel.

On obtient alors, à partir des équations (1.13) et (1.14) :

$$\mathfrak{R}_{\perp} = \left| \frac{E_{\perp 0r}}{E_{\perp 0i}} \right|^2 = \left(\frac{n_1 \cdot \cos \theta_i - n_2 \cdot \cos \theta_t}{n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t} \right)^2 \quad (1.22)$$

$$\mathfrak{R}_{\parallel} = \left| \frac{E_{\parallel 0r}}{E_{\parallel 0i}} \right|^2 = \left(\frac{n_1 \cdot \cos \theta_t - n_2 \cdot \cos \theta_i}{n_1 \cdot \cos \theta_t + n_2 \cdot \cos \theta_i} \right)^2 \quad (1.23)$$

Ces coefficients peuvent être écrits d'une manière différente de façon à ce qu'ils ne soient plus fonction que de l'angle d'incidence θ_i et de l'indice de réfraction du matériau. Dans le cas particulier où le premier milieu est de l'air ($n_1=1$) ces coefficients deviennent :

$$\mathfrak{R}_{\perp} = \left(\frac{\cos \theta_i - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \theta_i}} \right)^2 \quad (1.24)$$

$$\mathfrak{R}_{\parallel} = \left(\frac{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}} - n_2 \cdot \cos \theta_i}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n_2^2}} + n_2 \cdot \cos \theta_i} \right)^2 \quad (1.25)$$

Le graphique 1.9 illustre l'évolution de ces coefficients en fonction de l'angle d'incidence θ_i lors d'une réflexion sur du verre d'indice de réfraction $n_2=1.5$.

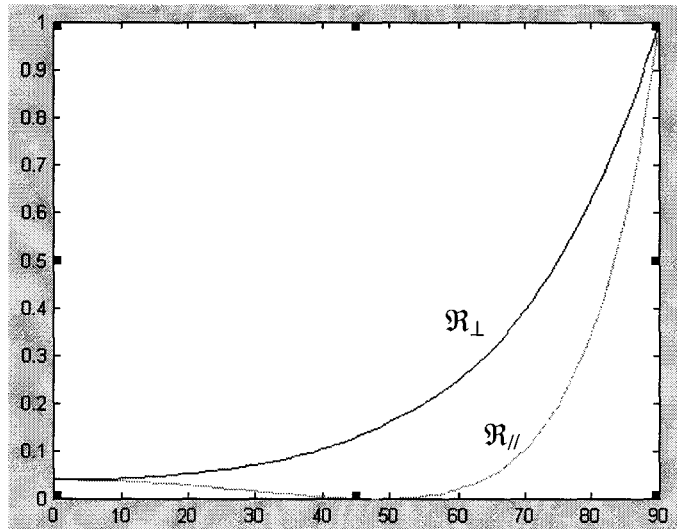


Fig. 1.9 : Evolution des coefficients de réflexion de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence pour du verre d'indice de réfraction $n=1.5$

A partir de ce graphique, et d'une manière générale pour tous les matériaux diélectriques, on peut remarquer que pour des petits angles d'incidence θ_i , les coefficients de réflexion de Fresnel sont à peu près égaux et ont une valeur assez faible. Ceci signifie que pour une incidence proche de la normale l'onde lumineuse est essentiellement transmise et est par conséquent très peu réfléchi.

Ensuite, à partir d'une valeur d'angle d'incidence proche de 10° les deux coefficients de Fresnel suivent des évolutions différentes. Le coefficient \mathcal{R}_{\perp} augmente de manière continue avec l'angle d'incidence jusqu'à prendre une valeur unitaire pour une incidence rasante (90°). En revanche, le coefficient \mathcal{R}_{\parallel} décroît et finit par s'annuler pour un angle d'incidence particulier θ_B , appelé angle de Brewster. Pour cet angle l'onde réfléchi ne possède donc pas de composante de polarisation parallèle, elle est par conséquent complètement linéairement polarisée perpendiculairement au plan d'incidence.

La valeur du coefficient de Fresnel \mathcal{R}_{\parallel} augmente ensuite pour des angles d'incidence allant de l'angle de Brewster à 90° . Pour cette incidence rasante, le coefficient \mathcal{R}_{\parallel} prend lui aussi, comme le coefficient \mathcal{R}_{\perp} , une valeur unitaire. Ceci signifie que pour cette incidence, l'onde lumineuse n'est quasiment pas transmise, elle est essentiellement réfléchi.

On peut également remarquer, à partir de ce graphique, que quelle que soit la valeur de l'angle d'incidence le coefficient de Fresnel \mathfrak{R}_\perp est toujours supérieur ou égal au coefficient \mathfrak{R}_\parallel .

La valeur de l'angle de Brewster θ_B est obtenue en cherchant la valeur de l'angle d'incidence θ_i qui annule l'expression du coefficient de Fresnel \mathfrak{R}_\parallel . C'est à dire en résolvant l'équation (1.26):

$$\sqrt{\left(1 - \frac{\sin^2 \theta_B}{n_2^2}\right)} - n_2 \cdot \cos \theta_B = 0 \quad (1.26)$$

Ce qui donne :

$$\theta_B = \text{actg}(n_2) \quad (1.27)$$

Lorsque la réflexion a lieu sur une surface métallique les coefficients de réflexion de Fresnel sont donnés par les relations (1.28) et (1.29):

$$\mathfrak{R}_\perp = \frac{(\cos \theta_i - \eta)^2 + \eta^2 \kappa^2}{(\cos \theta_i + \eta)^2 + \eta^2 \kappa^2} \quad (1.28)$$

$$\mathfrak{R}_\parallel = \frac{\left(\frac{1}{\cos \theta_i} - \eta\right)^2 + \eta^2 \kappa^2}{\left(\frac{1}{\cos \theta_i} + \eta\right)^2 + \eta^2 \kappa^2} \quad (1.29)$$

Le graphique 1.10 illustre l'évolution de ces coefficients en fonction de l'angle d'incidence lors d'une réflexion sur une surface en aluminium ($\eta=1.44$, $\kappa=3.63$).

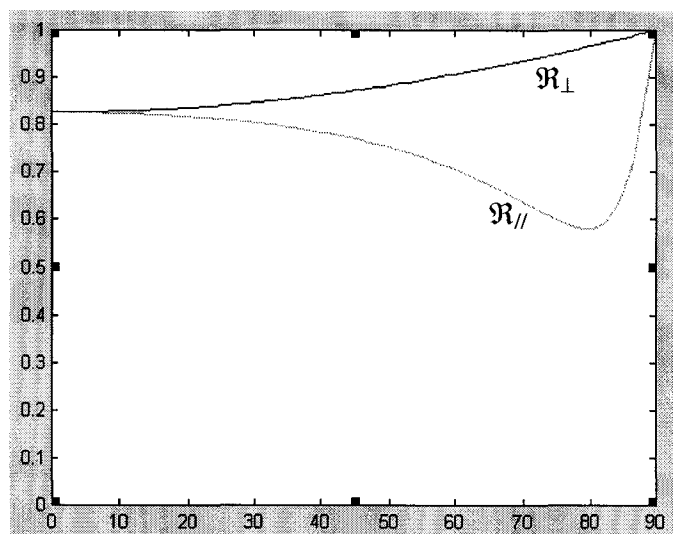


Fig. 1.10 : Evolution des coefficients de réflexion de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence pour une surface en aluminium

On peut remarquer que contrairement au cas des matériaux diélectriques aucun angle d'incidence n'annule le coefficient R_{\parallel} . L'onde réfléchie n'est donc jamais complètement linéairement polarisée perpendiculairement au plan d'incidence. Par contre le coefficient R_{\perp} est, comme dans le cas d'un matériau diélectrique, toujours supérieur ou égal au coefficient R_{\parallel} .

1.2.3 Réflexion diffuse

L'onde lumineuse issue d'une réflexion diffuse provenant de réflexions multiples ou de la diffraction (deuxième et quatrième phénomène énoncés au paragraphe 1.2.1) est toujours considérée comme non polarisée quelle que soit la valeur de l'angle de réflexion θ_r (angle entre la normale à la surface et l'axe optique de la caméra).

En revanche, si l'onde réfléchie provient d'une onde ayant pénétrée dans le matériau avant d'être réfractée à l'extérieur (troisième phénomène énoncé au paragraphe 1.2.1), comme c'est le cas lors d'une réflexion sur un matériau diélectrique inhomogène, celle-ci est partiellement polarisée lorsque l'angle de réflexion avoisine 90° (observation rasante). Ce phénomène, illustré figure 1.11, s'explique par le fait que lorsque l'onde lumineuse incidente (initialement non polarisée) pénètre dans le matériau celle-ci se polarise partiellement. Ce mécanisme de polarisation est alors modélisé par les équations de Fresnel correspondant à la transmission (équation 1.15 et 1.16). Suite aux nombreuses réflexions et réfractions aléatoires

qu'elle subit à l'intérieur du matériau (sur des pigments de couleurs par exemple) cette onde se dépolarise. Elle se repolarise finalement partiellement lors de la réflexion qui va lui permettre de repasser à l'extérieur du matériau (également d'après le modèle de transmission de Fresnel).

Wolff a toutefois montré dans [WOLFF91] que la polarisation de cette onde était négligeable pour un angle de réflexion θ_r inférieur à 60° .

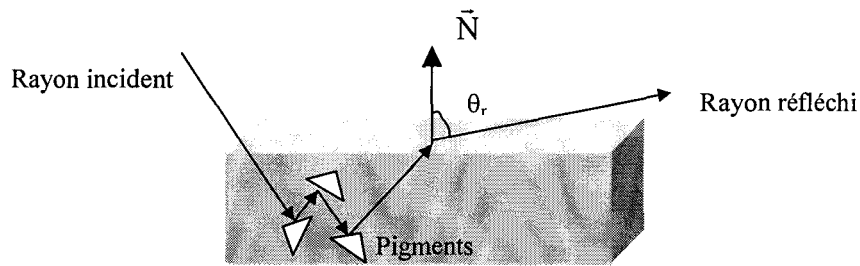


Fig. 1.11 : Mécanisme de diffusion interne

1.2.4 Notion de degré de polarisation

D'une manière générale, l'état de polarisation d'une onde lumineuse réfléchi sur une surface, peut être représenté comme la superposition d'une onde non polarisée et d'une onde complètement elliptiquement polarisée. Si on note I_{NP} et I_P les intensités respectives de ces ondes et I_T l'intensité totale de l'onde réfléchi il est possible de définir un paramètre ρ correspondant au degré de polarisation de cette dernière :

$$\begin{cases} I_T = I_{NP} + I_P \\ \rho = \frac{I_P}{I} \end{cases} \quad (1.30)$$

Lorsque ce paramètre vaut 1 l'onde est complètement polarisée ($I_{NP}=0$) et lorsqu'il vaut 0 l'onde est complètement non polarisée ($I_P=0$). Toute valeur comprise entre ces deux extrêmes signifie que l'onde est partiellement polarisée.

La valeur du degré de polarisation dépend directement de l'importance de la réflexion spéculaire par rapport à la réflexion diffuse et donc de la rugosité de la surface observée. En

effet, dans la majorité des cas, la réflexion diffuse est non polarisée alors que la réflexion spéculaire l'est partiellement pour des angles d'incidence éloignés de 0 et 90°. Ainsi, plus la surface est rugueuse, moins l'intensité du lobe spéculaire dans la direction d'observation est importante et par conséquent plus faible est le degré de polarisation.

D'un autre côté le degré de polarisation est également lié à l'angle d'incidence. En effet, plus l'angle d'incidence se rapproche de l'angle de Brewster, plus la réflexion spéculaire devient linéairement polarisée et par conséquent plus le degré de polarisation se rapproche de la valeur unité. Dans la pratique, cette valeur est rarement atteinte car la réflexion diffuse est toujours présente même de façon résiduelle.

Chapitre 2

Etat de l'art sur l'utilisation
d'informations polarimétriques
en analyse de scènes

2.1 Introduction

Depuis de nombreuses années le domaine de la vision artificielle s'intéresse à la caractérisation des objets appartenant à la scène observée (orientation, nature des matériaux les constituant...) à partir de la modélisation de la réflexion de la lumière sur ces derniers. Il est ainsi possible, à partir de la connaissance préalable du modèle de réflexion et de la mesure de l'intensité lumineuse de l'onde réfléchie, d'obtenir des informations sur l'objet observé.

Les premiers travaux dans ce domaine ont été réalisés par Horn [HORN75] qui a développé une méthode de «shape from shading» permettant, à partir d'une seule image (une seule acquisition pour une position donnée de la source d'éclairage), de déterminer l'orientation dans l'espace d'une surface non spéculaire (pour laquelle il n'existe que le lobe diffus du modèle de réflexion de Nayar présenté au paragraphe 1.2.1).

Les travaux qui ont suivi se sont intéressés à la détermination de l'orientation des surfaces fortement spéculaires (matériaux parfaitement lisse). Ils ont dû pour cela utiliser, contrairement à Horn, plusieurs images acquises pour différentes positions de la source d'éclairage [IKEUCHI81], [NAYAR87], [SANDER88].

Nayar a ensuite synthétisé ces différents travaux, en intégrant ceux de Horn, de manière à présenter une méthode permettant de déterminer l'orientation d'un objet quel que soit son état de surface (rugueuse ou lisse) [NAYAR90].

Un certain nombre de méthodes ont également été développées permettant de déterminer la nature métallique ou diélectrique du matériau constituant l'objet observé à partir de la modification de la couleur d'une onde lumineuse lors de sa réflexion sur celui-ci [HEALEY88], [HEALEY89].

Contrairement à toutes ces méthodes, très utilisées dans le domaine de l'analyse de scènes, qui exploitent uniquement l'intensité lumineuse ou la couleur de l'onde réfléchie sur les objets à caractériser, relativement peu de travaux ont utilisé l'information de polarisation de cette onde. Le premier à avoir utilisé cette information est Koshikawa [KOSHI79] qui s'est intéressé à la détermination de l'orientation d'une surface diélectrique dans l'espace, avec une seule caméra. Pour cela, il a étudié la relation qui existe entre l'orientation de la surface observée et le changement de polarisation, suite à la réflexion sur cette surface, d'une onde incidente initialement circulairement polarisée.

Par la suite, d'autres applications de la polarisation ont également été proposées, telles que la détermination de la nature diélectrique ou métallique de la surface, avec une résolution de l'ordre du pixel [WOLFF90] et [WOLFF91]. Les informations obtenues peuvent être utilisées en contrôle de qualité, par exemple lors de la fabrication de circuits imprimés, mais aussi en reconnaissance d'objets.

Jones [JONES89] a également proposé une méthode polarimétrique permettant la reconnaissance automatique d'objets possédant des surfaces spéculaires. Joubert [JOUBERT93] a proposé lui aussi une méthode polarimétrique, inspirée des travaux de Wolff, permettant de déterminer l'orientation de surfaces. Plus récemment, Chafiqi [CHAFI98] s'est intéressée à la mesure des paramètres de rotation d'un objet par fusion d'informations provenant d'images polarimétriques et radiométriques.

Le paragraphe suivant expose le principe de mise en œuvre de ces différentes techniques polarimétriques.

2.2 Principes fondamentaux des méthodes polarimétriques existantes

2.2.1 Dispositif de mesures couramment utilisé

Toutes les méthodes polarimétriques qui viennent d'être évoquées proposent de remonter aux informations sur l'objet observé en analysant la polarisation partielle de l'onde lumineuse réfléchie. Pour cela ces méthodes utilisent toutes, à l'exception de [KOSHI79], le même dispositif optique afin de caractériser la polarisation de cette onde. Ce dispositif est constitué d'un filtre polarisant linéaire placé devant une caméra CCD comme il est illustré fig. 2.1.

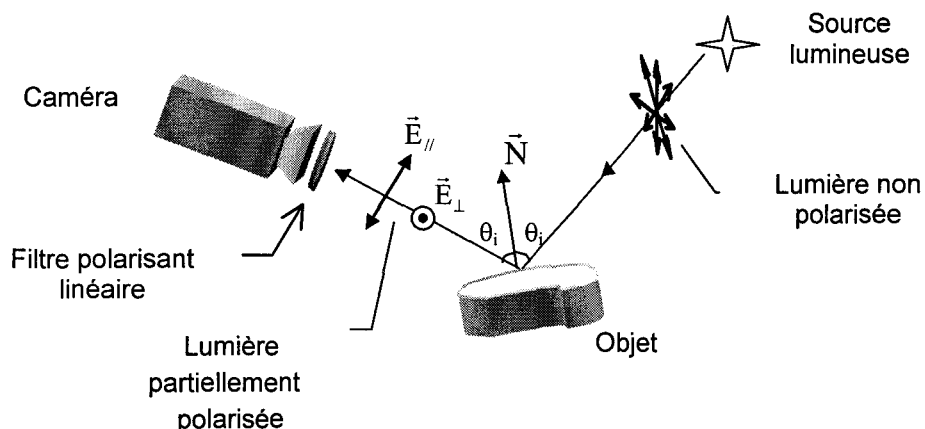


Fig. 2.1: dispositif de mesure permettant de caractériser la polarisation de l'onde lumineuse réfléchie

2.2.2 Modélisation de l'intensité lumineuse mesurée

Ce type de filtre polarisant possède un axe principal, pouvant être tourné d'un angle ψ par rapport à un axe de référence (souvent pris horizontal), sur lequel se projettent les composantes de polarisations (E_{\perp} et E_{\parallel}) du champ électrique de l'onde lumineuse (voir figures 2.2 et 2.3).

On définit alors l'angle de polarisation ϕ comme étant l'orientation de la composante de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence (E_{\perp}) par rapport à l'axe de référence.

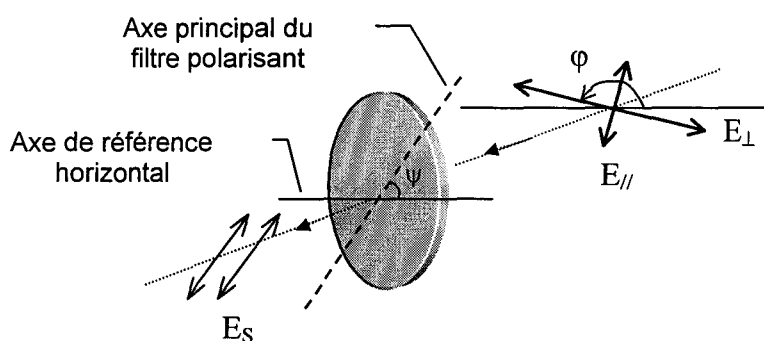


Fig. 2.2: principe de fonctionnement d'un filtre polarisant linéaire

Les deux composantes E_{\perp} et E_{\parallel} du champ électrique de l'onde réfléchi donnent naissance, par addition des projections, à un champ E_S à la sortie du filtre. L'onde transmise est alors linéairement polarisée parallèlement à l'axe principal.

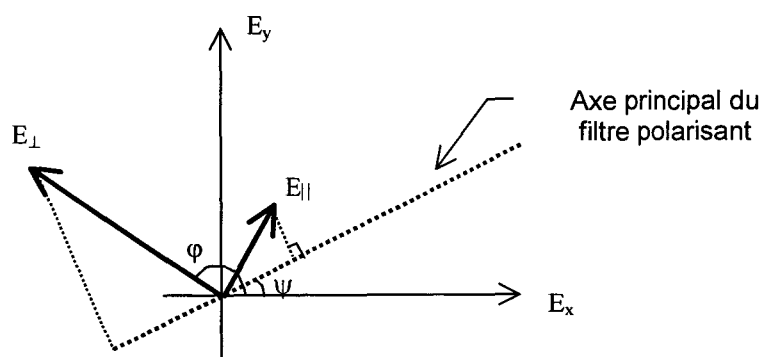


Fig. 2.3: projections des composantes de polarisation sur l'axe principal du filtre polarisant

Les amplitudes de ces projections sont respectivement:

$$E_{\perp PROJ} = E_{\perp} \cos(\psi + \pi - \varphi) \quad (2.1)$$

$$E_{\parallel PROJ} = E_{\parallel} \cos\left(\varphi - \frac{\pi}{2} - \psi\right) \quad (2.2)$$

L'intensité I de l'onde lumineuse mesurée à la sortie du filtre par la caméra CCD vaut donc:

$$I = E_{\perp}^2 \cos^2(\psi + \pi - \varphi) + E_{\parallel}^2 \cos^2\left(\varphi - \frac{\pi}{2} - \psi\right) \quad (2.3)$$

Cette intensité peut également se mettre sous la forme:

$$I = A \cos^2(\psi - \varphi) + B \quad (2.4)$$

Où $A = E_{\perp}^2 - E_{\parallel}^2$ et $B = E_{\parallel}^2$

Pour chaque pixel de l'image, cette intensité évolue donc de manière sinusoïdale en fonction de l'angle de rotation ψ du polariseur, avec une période de 180° . L'intensité maximale I_{MAX} est obtenue lorsque l'axe de transmission du polariseur est aligné avec la composante perpendiculaire ($\psi = \varphi$). L'intensité minimale I_{MIN} est quant à elle obtenue lorsque l'axe de transmission du polariseur est aligné avec la composante parallèle ($\psi = \varphi + \frac{\pi}{2}$).

Wolff, Joubert et Chafiqi [WOLFF 91], [JOUBERT 93], [CHAFI98] ainsi que d'autres auteurs déterminent les paramètres A , B et φ caractérisant la polarisation de l'onde réfléchiée en effectuant au minimum trois acquisitions pour différentes positions ψ du polariseur comprises entre 0 et 180° . Le système d'équations obtenu est alors résolu par une méthode de type moindres carrés. La connaissance de l'angle de polarisation φ et des intensités minimale (B) et maximale ($A+B$) observées est ensuite exploitée pour obtenir des informations sur l'objet observé (voir paragraphe 2.3).

Bien que le formalisme mathématique de l'intensité lumineuse obtenue à la sortie du filtre polarisant linéaire (équation 2.3) permette d'obtenir des informations géométriques sur l'objet observé (par l'intermédiaire de l'angle de polarisation φ), celui-ci ne permet pas de caractériser la nature physique de l'objet (matériau le constituant). En effet, cette équation ne

fait intervenir que les composantes de polarisation de l'onde réfléchie ainsi que la position angulaire du filtre. Le matériau n'intervient donc pas explicitement.

Pour cette raison, Wolff a proposé [WOLFF 90] de faire apparaître les coefficients de réflexion de Fresnel dans le formalisme de cette intensité. De ce fait comme ces derniers sont fonction de l'indice de réfraction du matériau sur lequel l'onde lumineuse s'est réfléchie (voir §1.2.2.3) on obtient une relation liant l'intensité lumineuse mesurée par la caméra à la nature physique du matériau observé.

Pour introduire ces coefficients dans cette équation, il est alors nécessaire de prendre en compte séparément les deux types de réflexion présentés au chapitre 1, à savoir la réflexion spéculaire et la réflexion diffuse. En effet, les équations de réflexion de Fresnel ne permettent de modéliser qu'une réflexion spéculaire, c'est à dire une réflexion unique ayant lieu sur une surface parfaitement lisse ou sur une des micro-facettes constituant une surface rugueuse. Elles ne permettent donc pas de modéliser la réflexion diffuse qui est issue de réflexions multiples ou encore d'une onde ayant pénétrée dans le matériau avant d'être réfractée à l'extérieur.

2.2.2.1 Contribution de la réflexion spéculaire

Si on considère dans un premier temps que l'onde réfléchie est issue uniquement d'une réflexion spéculaire son intensité I_S doit être égale à la somme des intensités des composantes de polarisation perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence (notées respectivement I_{\perp} et I_{\parallel}). D'un autre coté, les équations (1.22) et (1.23) impliquent que le rapport de ces intensités soit égal au rapport des coefficients de réflexion de Fresnel.

On obtient donc le système d'équations suivant:

$$\begin{cases} I_S = I_{\perp} + I_{\parallel} \\ \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \frac{\mathfrak{R}_{\perp}}{\mathfrak{R}_{\parallel}} \end{cases} \quad (2.5)$$

On peut alors exprimer, à l'aide de la relation (2.5), l'intensité de chaque composante de polarisation en fonction des coefficients de réflexion de Fresnel et de l'intensité I_S de l'onde lumineuse réfléchie de manière spéculaire:

$$\begin{cases} I_{\perp} = E_{\perp}^2 = \frac{\mathfrak{R}_{\perp}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} I_S \\ I_{\parallel} = E_{\parallel}^2 = \frac{\mathfrak{R}_{\parallel}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} I_S \end{cases} \quad (2.6)$$

En injectant ces relations dans l'équation (2.4) on obtient l'évolution de l'intensité lumineuse I obtenue lorsque l'onde réfléchie est observée à travers un polariseur linéaire :

$$I = \frac{\mathfrak{R}_{\perp} - \mathfrak{R}_{\parallel}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} I_S \cos^2(\psi - \varphi) + \frac{\mathfrak{R}_{\parallel}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} I_S \quad (2.7)$$

2.2.2.2 Contribution de la réflexion diffuse

Il a été mentionné au chapitre 1 que l'onde lumineuse issue de ce type de réflexion est toujours considérée, dans les travaux existants, comme non polarisée. Or, l'intensité d'une onde lumineuse non polarisée transmise au travers un filtre polarisant linéaire est indépendante de l'orientation de l'axe principal de ce dernier, en revanche elle subit une atténuation de 50% [BURKE96]. L'intensité I_D relative à la partie de la lumière qui a été réfléchie de manière diffuse doit donc être divisée par deux à la sortie du polariseur linéaire au travers duquel est observée la scène.

2.2.2.3 Modèle proposé par Wolff

En prenant en compte à la fois la réflexion diffuse et la réflexion spéculaire, on obtient donc une intensité lumineuse I , à la sortie du polariseur, qui évolue suivant la relation (2.8):

$$\Rightarrow I = I_S \left(\frac{\mathfrak{R}_{\perp} - \mathfrak{R}_{\parallel}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} \cos^2(\psi - \varphi) + \frac{\mathfrak{R}_{\parallel}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} \right) + \frac{I_D}{2} \quad (2.8)$$

Les intensités maximale I_{MAX} et minimale I_{MIN} , obtenues respectivement lorsque l'axe principal du polariseur est aligné avec la composante de polarisation perpendiculaire ($\psi = \varphi$) et avec la composante de polarisation parallèle ($\psi = \varphi + \frac{\pi}{2}$), valent alors :

$$I_{MAX} = I_S \left(\frac{\mathfrak{R}_{\perp}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} \right) + \frac{I_D}{2} \quad (2.9)$$

$$I_{MIN} = I_S \left(\frac{\mathfrak{R}_{\parallel}}{\mathfrak{R}_{\parallel} + \mathfrak{R}_{\perp}} \right) + \frac{I_D}{2} \quad (2.10)$$

Le point fort de ce modèle est qu'il permet de lier des informations radiométriques (les différentes intensités lumineuses mesurées par la caméra au travers du filtre polarisant linéaire) à des informations physiques sur l'objet observé. Wolff a donc apporté au domaine de l'analyse de scène, grâce à son modèle d'intensité, l'avantage de pouvoir caractériser de manière passive (sans contrôler l'éclairage) la nature d'un matériau à distance, uniquement à partir d'une caméra et d'un filtre polarisant linéaire.

Les paragraphes suivants illustrent les différentes applications potentielles de ce modèle qui sont entre autres la classification d'objets suivant la nature des matériaux les constituants mais également la détermination de l'orientation des objets dans l'espace.

2.3 Utilisation d'informations polarimétriques en analyse de scènes

2.3.1 Classification d'objets suivant leur nature métallique ou diélectrique

La classification d'objets suivant la nature des matériaux les constituant (métallique ou diélectrique) apporte une information de haut niveau dans l'analyse de scène. Cette information est exploitée, entre autre, dans l'industrie pour le contrôle de qualité. En effet, il y a un certain nombre de tâches pour lesquelles l'opérateur humain peut être aidé par un système automatique permettant de distinguer des surfaces métalliques et diélectriques. Citons par exemple le cas de l'industrie du circuit imprimé, où il est très fréquent d'avoir à

vérifier le placement et la continuité des pistes en cuivre sur une plaque d'époxy, qui est un matériau diélectrique.

Contrairement à Healey [HEALEY88], [HEALEY89] qui utilise la répartition spectrale de l'onde réfléchie sur un objet (c'est à dire sa couleur) pour déterminer la nature du matériau le constituant, Wolff utilise l'information de polarisation [WOLFF90], [WOLFF91] en se servant du fait que les surfaces diélectriques polarisent beaucoup plus fortement la lumière incidente, suite à une réflexion spéculaire, que les surfaces métalliques. L'avantage principal de l'approche de Wolff par rapport à celle de Healey est qu'il n'est pas nécessaire de contrôler la source d'éclairage.

2.3.1.1 Principe de la méthode

Wolff propose d'utiliser le rapport des coefficients de réflexion de Fresnel $\frac{\mathfrak{R}_{\perp}}{\mathfrak{R}_{\parallel}}$ pour classifier les matériaux observés en fonction de leur nature métallique ou diélectrique. Son raisonnement est basé sur le fait que ces coefficients sont fonction de l'indice de réfraction du matériau (voir paragraphe 1.2.2.3), l'évolution de leur rapport en fonction de l'angle d'incidence est donc différente suivant la nature métallique ou diélectrique du matériau comme on peut le constater sur les figures 2.4 et 2.5.

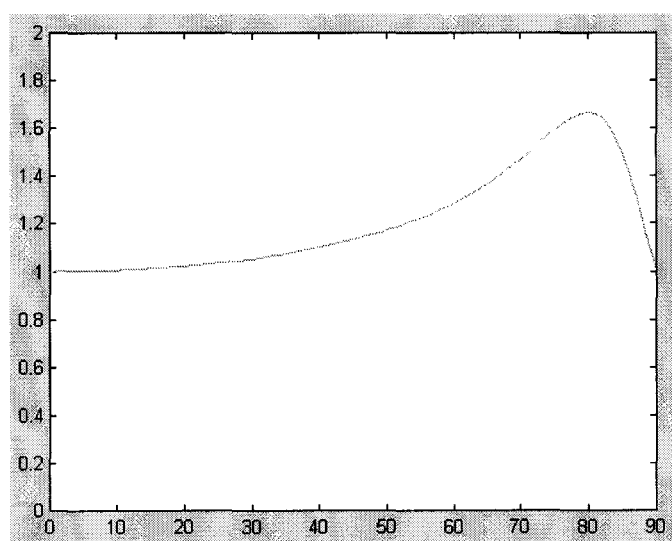


Fig. 2.4: Evolution du rapport des coefficients de réflexion de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence pour une surface en aluminium ($\eta=1.44$, $\kappa=3.63$)

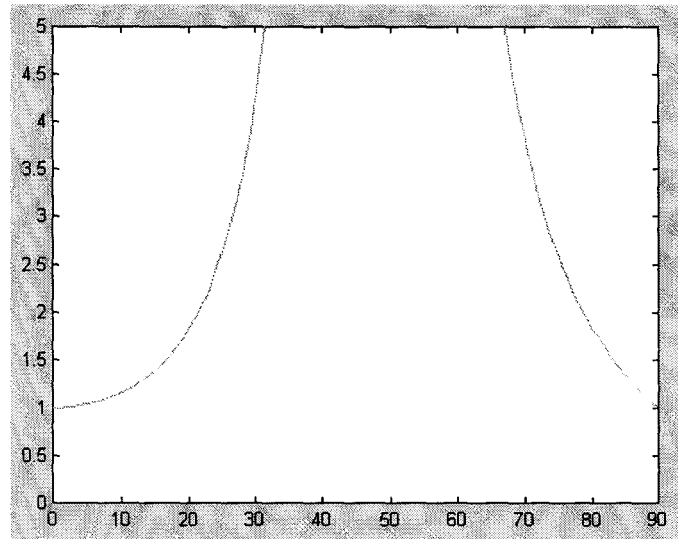


Fig. 2.5: Evolution du rapport des coefficients de réflexion de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence pour une surface en verre ($n=1.5$)

En effet, à partir de ces graphiques et d'une manière générale, on peut remarquer que dans le cas d'une surface diélectrique le rapport $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{\parallel}}$ est toujours supérieur à 2 pour des angles d'incidence compris entre 20 et 80° et il est toujours supérieur à 3 pour des angles d'incidence compris entre 30 et 70°. Il devient même infini à l'angle de Brewster (défini au chapitre 1).

En revanche, ce rapport est inférieur à 2 pour la plupart des matériaux métalliques et ceci quelle que soit la valeur de l'angle d'incidence.

Wolff a ainsi décidé de classer les matériaux observés suivant leur nature métallique ou diélectrique en comparant le ratio $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{\parallel}}$ à un seuil qu'il a empiriquement fixé à 2 [WOLFF90]. Les matériaux pour lesquels le rapport des coefficients de réflexion de Fresnel est supérieur à ce seuil sont classés dans la famille des diélectriques alors que ceux pour lesquels ce rapport est inférieur au seuil de décision sont classés dans la famille des métaux.

Le tableau 2.6 donne, en fonction de l'angle d'incidence θ_i , la valeur maximale du rapport des coefficients de Fresnel $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{\parallel}}$ pour les métaux les plus courants. Ces valeurs ont été calculées à partir des indices de réfractifs de ces matériaux donnés dans [GRAY72].

Matériau	$\theta_i < 50^\circ$	$\theta_i < 60^\circ$	$\theta_i < 70^\circ$	$\theta_i < 80^\circ$	$\theta_i < 90^\circ$
aluminium	1.17	1.23	1.41	1.63	1.63
argent	1.02	1.02	1.03	1.03	1.03
cuivre	1.33	1.48	1.57	1.58	1.58
fer	1.63	2.18	3.35	4.47	4.58
or	1.46	1.74	1.89	1.89	1.89
plomb	1.42	1.70	2.12	2.32	2.32
zinc	1.31	1.49	1.67	1.71	1.71

Fig. 2.6: Valeur maximale du rapport des coefficients de Fresnel $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ pour différentes plages d'angles

On constate donc que ce seuil de décision fixé à 2 est valide pour la plupart des métaux excepté pour le fer et le plomb lorsque l'angle d'incidence est supérieur à 60° .

Cette limitation due à l'angle d'incidence se rencontre également dans le cas des matériaux diélectrique. En effet, pour ces derniers, lorsque l'angle d'incidence est très faible (vue frontale), le rapport des coefficients de Fresnel peut devenir inférieur à 2 et la classification devient erronée.

Une amélioration possible de la méthode proposée par Wolff consisterait donc à rendre le seuil de décision variable en fonction de l'angle d'incidence. On pourrait par exemple envisager d'utiliser la logique floue. La décision de classer le matériau dans la famille métallique ou diélectrique pourrait alors tenir compte d'un certain nombre de paramètres comme par exemple le degré de polarisation (défini au paragraphe 1.2.4) et l'angle d'incidence qui serait alors calculé par une autre méthode polarimétrique (voir paragraphe 2.3.2.2).

2.3.1.2 Estimation du rapport des coefficients de réflexion de Fresnel

Wolff a montré que le ratio $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ peut être estimé expérimentalement en observant les matériaux à caractériser au travers un filtre polarisant linéaire et en effectuant plusieurs acquisitions pour différentes positions angulaires de ce filtre (voir paragraphe 2.2). En effet il

est possible, à partir des équations (2.9) et (2.10), d'exprimer, pour chaque pixel de l'image de la scène observée, le rapport des coefficients de Fresnel en fonction des intensités maximale et minimale mesurées à la sortie du polariseur. La relation obtenue est la suivante:

$$\frac{\mathfrak{R}_{\perp}}{\mathfrak{R}_{\parallel}} = \frac{I_{MAX} - \frac{I_D}{2}}{I_{MIN} - \frac{I_D}{2}} \quad (2.11)$$

Ce rapport est donc fonction à la fois des intensités minimale et maximale observées mais également de la valeur de l'intensité I_D correspondant à la réflexion diffuse.

Les intensités maximale et minimale sont estimées expérimentalement, pour chaque pixel, en effectuant plusieurs acquisitions pour différentes positions angulaires du polariseur et en déterminant, à l'aide d'une méthode des moindres carrés, la valeur des inconnues de l'équation (2.4). En revanche, il n'existe pas de méthode permettant de prédire "au niveau pixel" la valeur de I_D .

Wolff [WOLFF90] a donc proposé, dans un premier temps, d'approximer sous certaines conditions le rapport des coefficients de réflexion de Fresnel par le rapport des intensités I_{MAX} et I_{MIN} :

$$\frac{\mathfrak{R}_{\perp}}{\mathfrak{R}_{\parallel}} \approx \frac{I_{MAX}}{I_{MIN}} \quad (2.12)$$

Pour cela il suppose que l'intensité de la réflexion diffuse est négligeable par rapport à l'intensité minimale observée au travers du polariseur ($I_D \ll I_{MIN}$) et par conséquent à l'intensité maximale ($I_D \ll I_{MAX}$). Ceci implique que l'intensité observée provienne essentiellement de la composante de réflexion spéculaire I_S ($I_D \ll I_S$). D'un point de vue pratique cette hypothèse est vérifiée lorsque la direction d'observation se trouve dans le lobe spéculaire. Cependant, dans le cas particulier de matériaux diélectriques, il faut en plus que la direction d'observation soit éloignée de l'angle de Brewster. En effet, pour ces matériaux si l'angle d'incidence, et par conséquent l'angle de réflexion (relation de Descartes $\theta_i = \theta_r$), est proche de l'angle de Brewster le coefficient \mathfrak{R}_{\parallel} s'annule. A partir de l'équation (2.10) on

constate alors que $I_{MIN} = \frac{I_D}{2}$ quelle que soit la valeur de l'intensité I_S . Ce qui entraîne $\frac{\mathcal{R}_\perp}{\mathcal{R}_\parallel} \gg \frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$. Il faut donc que l'angle d'incidence soit éloigné de cette valeur particulière pour pouvoir négliger I_D devant I_{MIN} .

En résumé, si la direction d'observation est proche de la direction spéculaire et si dans le cas de matériaux diélectriques l'angle d'incidence est éloigné de l'angle de Brewster, l'approximation (2.12) est vérifiée.

Cependant, en pratique, bien que cette approximation soit fautive lorsque l'angle d'incidence est proche de l'angle de Brewster, cette configuration ne pose pas de problème pour effectuer la classification métal-diélectrique. En effet, pour cette valeur particulière d'angle d'incidence, le ratio $\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$ est très grand ($I_{MIN} = \frac{I_D}{2}$ est très faible) et est supérieur au seuil de décision. Le fait que le rapport des coefficients de Fresnel soit sous estimé ne risque donc pas de classer le matériau diélectrique avec les métaux.

Pour effectuer correctement la classification il est donc nécessaire de vérifier une seule condition: $I_D \ll I_S$, c'est à dire observer le matériau suivant la direction spéculaire. Cette hypothèse ne peut toutefois pas être vérifiée dans le cas de matériaux faiblement spéculaire comme le papier qui ne possèdent qu'un lobe de réflexion diffus. De tels matériaux sont donc classés par erreur avec les métaux.

La seconde approche proposée [WOLFF91] consiste à déterminer le rapport des coefficients de Fresnel en prenant en compte l'intensité I_D de la réflexion diffuse mais en supposant que celle-ci reste constante sur un voisinage de points. Pour cela l'intensité maximale I_{MAX} est exprimée, à partir des équations (2.9) et (2.10), sous la forme:

$$I_{MAX} = \frac{\mathcal{R}_\perp I_{MIN}}{\mathcal{R}_\parallel} + \frac{I_D}{2} \left(1 - \frac{\mathcal{R}_\perp}{\mathcal{R}_\parallel} \right) \quad (2.13)$$

La méthodologie est alors la suivante. Dans un premier temps, on calcule les intensités I_{MAX} et I_{MIN} pour chaque pixel appartenant à une région pour laquelle on considère I_D et $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ constants. On représente ensuite les points de coordonnées (I_{MIN}, I_{MAX}) dans un graphique à deux dimensions, comme il est illustré sur la figure 2.7:

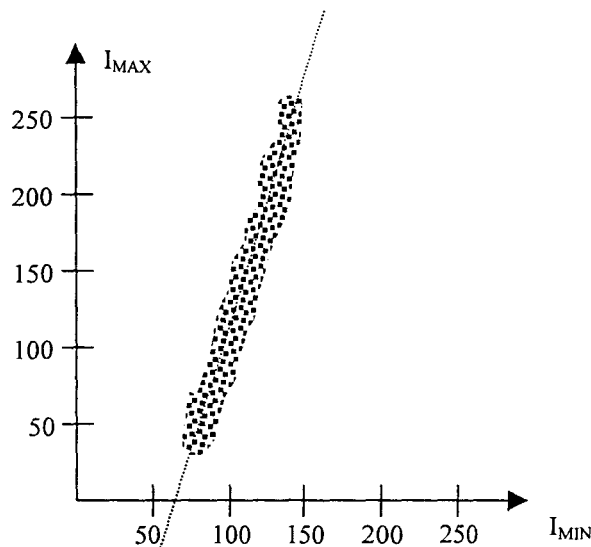


Fig. 2.7: méthode permettant de déterminer la valeur du ratio $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$

Le modèle mathématique de la répartition des points est une droite (équation 2.13) de coefficient directeur $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ et d'ordonnée à l'origine $\frac{I_D}{2} \left(1 - \frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel} \right)$. La valeur de ces deux paramètres peut être estimée en utilisant une méthode des moindres carrés. Le coefficient directeur qui correspond au rapport des coefficients de Fresnel $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ est ensuite comparé comme précédemment à un seuil, de façon à discerner les matériaux métalliques et diélectriques.

2.3.1.3 Limitations des deux approches proposées par Wolff

La principale limitation de la première approche réside dans le fait que les résultats de la classification ne sont correctes que si la réflexion diffuse est négligeable par rapport à la réflexion spéculaire. Cette hypothèse n'est pas vérifiée pour un grand nombre de matériaux

diélectriques présentant un aspect mat comme le papier, le carton, le plâtre,... Ces matériaux sont alors classés dans la famille des métaux.

D'un autre côté, dans le cas d'une surface rugueuse illuminée par un éclairage étendu, plusieurs rayons lumineux issus de réflexion sur des micro-facettes différentes, n'ayant pas forcément la même orientation, risquent de parvenir sur le même pixel de la CCD. L'intensité du pixel considéré correspond alors à la superposition des intensités de ces différents rayons lumineux qui fluctuent, à la sortie du filtre polarisant, de manière sinusoïdale (d'après l'équation 2.8) mais avec des phases et des amplitudes différentes. La modélisation par l'équation (2.8) de l'évolution de l'intensité du pixel en fonction de la position angulaire du polariseur se dégrade donc lorsque la surface devient rugueuse. Les intensités minimale et maximale observées ne permettent plus, par conséquent, une classification fiable de la nature du matériau observé.

En ce qui concerne la seconde approche, celle-ci effectue la classification non plus au niveau pixel mais au niveau d'une région dans laquelle on considère l'intensité I_D et le rapport des coefficients de Fresnel $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ constants. Cette technique requiert donc contrairement à la première approche soit d'effectuer une segmentation préalable de l'image en zones vérifiant ces deux propriétés (homogénéité de I_D et $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$), soit d'utiliser un processus itératif qui construit la carte de segmentation et qui calcule la valeur des paramètres simultanément. Des approches de ce type (segmentation-estimation) ont été proposées dans la littérature, dans des domaines tels que l'estimation de mouvement ou la restauration d'images [BOUTHE87] [BOUTHE93]. Ces techniques pourraient être appliquées au cas de la classification métal-diélectrique.

Une autre limitation de cette méthode, réside dans le fait que la fenêtre d'étude doit être suffisamment grande de manière à ce que le bruit de mesure de la caméra ne fausse pas la détermination du coefficient directeur de la droite modélisée par l'équation (2.13). Donc pour avoir une estimation robuste et pouvoir appliquer cette méthode, il faut des objets présentant des caractéristiques d'homogénéité suffisamment grande à l'échelle de l'image.

Par ailleurs, la méthode ne fournit une solution au problème qu'à la condition de disposer d'un nombre suffisant de points distincts pour effectuer l'estimation de la pente de la droite permettant d'accéder au rapport $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ (les intensités (I_{MIN} , I_{MAX}) doivent varier d'un pixel à l'autre). Compte tenu de l'unicité supposée du matériau dans la zone d'estimation de ce rapport, la seule possibilité permettant d'obtenir une variation d'intensité d'un pixel à l'autre ne peut provenir que de la nature rugueuse de la surface (constituée de micro-facettes). La variation d'orientation des micro-facettes conduit en effet à des angles d'incidence qui peuvent être très différents d'un pixel à son voisin, ce qui entraîne des intensités variables d'un pixel à l'autre. Toutefois, ce phénomène peut également entraîner des résultats erronés si des rayons lumineux ayant été réfléchis sur des micro-facettes orientées différemment parviennent sur le même pixel.

2.3.2 Détermination de l'orientation d'une surface dans l'espace

La détermination de l'orientation des objets dans l'espace est une application très importante du domaine de la vision artificielle notamment en robotique. En effet, prenons l'exemple d'un robot dont la tâche consiste à prendre un objet dans une caisse. Pour effectuer cette action celui-ci doit alors déterminer l'orientation de l'objet de manière à positionner sa pince correctement afin de saisir l'objet.

Ceci explique pourquoi, depuis le début des années 70, un grand nombre de travaux se sont intéressés à la détermination de l'orientation des objets dans l'espace. Ces travaux ont établi des relations liant l'orientation de l'objet observé aux intensités des ondes lumineuses incidente et réfléchie sur celui-ci [HORN75], [IKEUCHI81], [NAYAR87], [SANDER88], [NAYAR90]. L'objet est alors éclairé par un certain nombre de sources lumineuses dont l'orientation est contrôlée. Cette première approche radiométrique du problème nécessite donc de maîtriser parfaitement l'éclairage (position et intensités des différentes sources lumineuses).

2.3.2.1 Principe général de l'approche polarimétrique du problème

La deuxième approche du problème [WOLFF89], [WOLFF91], [JOUBERT93], [CHAFI98] [SAITO99] consiste à utiliser non pas l'intensité de l'onde lumineuse réfléchie mais son état de polarisation. Un des avantages par rapport à l'approche radiométrique est qu'il n'est plus nécessaire de contrôler l'éclairage ce qui simplifie considérablement la mise en œuvre. Cette approche polarimétrique repose sur le principe qu'une lumière initialement non polarisée (correspondant à un éclairage classique) devient partiellement polarisée lorsqu'elle se réfléchit de manière spéculaire sur une surface.

Les méthodes polarimétriques précédemment citées proposent alors d'obtenir des informations géométriques sur cette surface en déterminant pour chaque pixel de l'image la localisation du plan d'incidence (plan défini par le rayon incident et le rayon réfléchi). La détermination de ce plan apporte effectivement une information sur l'orientation de la surface sur laquelle il y a eu réflexion par le fait que la normale à cette surface a la propriété d'appartenir à ce plan.

Pour effectuer la détermination du plan d'incidence, ces méthodes observent l'onde lumineuse réfléchie au travers un filtre polarisant linéaire (voir paragraphe 2.2) et estiment la valeur de l'angle de polarisation φ en résolvant l'équation (2.4) au sens des moindres carrés

Le plan d'incidence est ensuite défini mathématiquement par deux vecteurs directeurs (voir figure 2.8) qui sont d'une part le vecteur \vec{V}_1 allant du centre optique au point image et d'autre part le vecteur normé \vec{V}_2 correspondant à l'intersection entre le plan recherché et le plan image. Par définition, ce dernier vecteur forme un angle égal à l'angle de polarisation φ augmenté de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à une référence horizontale.

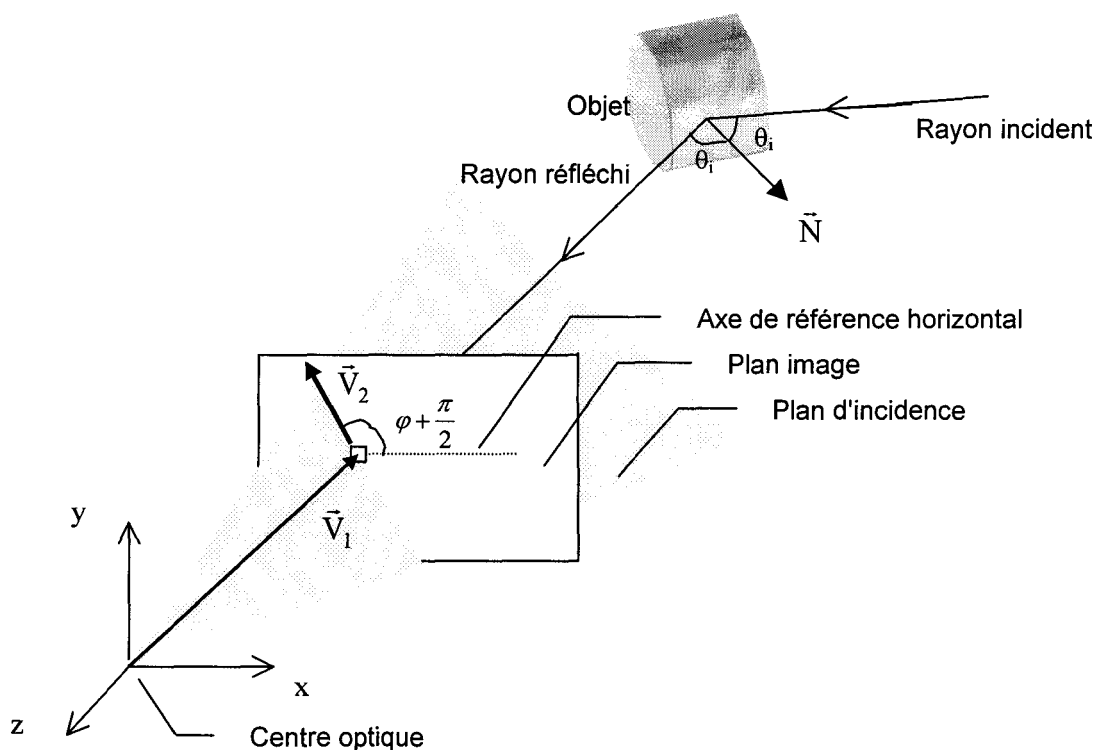


Fig. 2.8: caractérisation du plan d'incidence

Les coordonnées des vecteurs \vec{V}_1 et \vec{V}_2 sont les suivantes dans le référentiel ayant pour origine le centre optique:

$$\vec{V}_1 = \begin{pmatrix} x_p \\ y_p \\ -f \end{pmatrix} \text{ et } \vec{V}_2 = \begin{pmatrix} \cos(\varphi + \frac{\pi}{2}) \\ \sin(\varphi + \frac{\pi}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

où (x_p, y_p) désigne les coordonnées du pixel par rapport au centre optique, f la distance focale entre le centre optique et le plan image et φ l'angle de polarisation.

Pour chaque pixel de l'image, le plan d'incidence défini par ces deux vecteurs a la propriété de contenir le vecteur normal à l'élément de surface observé. La détermination de l'orientation de la surface consiste alors à déterminer la localisation de la normale dans ce plan. Pour cela il y a deux méthodes possibles:

2.3.2.2 Méthode mono-caméra

La première approche proposée par les méthodes existantes [WOLFF91], [SAITO99] consiste à déterminer l'angle d'incidence θ_i (angle entre la normale et le rayon réfléchi) en utilisant le rapport des coefficients de réflexion de Fresnel et en supposant connu l'indice de réfraction du matériau.

Ces méthodes utilisent l'expression analytique (développé par Siegel [SIEGEL81]) de ce ratio $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ en fonction de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction du matériau:

$$\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel} = \frac{a^2 + b^2 + 2a \sin \theta_i \tan \theta_i + \sin^2 \theta_i \tan^2 \theta_i}{a^2 + b^2 - 2a \sin \theta_i \tan \theta_i + \sin^2 \theta_i \tan^2 \theta_i} \quad (2.15)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} 2a^2 = [(\eta^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i)^2 + 4\eta^2 k^2]^{1/2} + \eta^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i \\ 2b^2 = [(\eta^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i)^2 + 4\eta^2 k^2]^{1/2} - (\eta^2 - k^2 - \sin^2 \theta_i) \end{cases}$$

Or ce ratio peut être estimé dans le cas où la direction d'observation est proche de la direction spéculaire et où l'angle d'incidence est éloigné de l'angle de Brewster par le rapport $\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$ des intensités maximale et minimale mesurées à la sortie du filtre polarisant d'analyse (voir §2.3.1).

Dans le cas où ces conditions sont vérifiées, il est alors possible à partir de la connaissance de l'indice de réfraction du matériau constituant la surface et des intensités I_{MAX} et I_{MIN} mesurées de déterminer l'angle d'incidence θ_i en résolvant l'équation (2.16):

$$\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}} = \frac{a^2 + b^2 + 2a \sin \theta_i \tan \theta_i + \sin^2 \theta_i \tan^2 \theta_i}{a^2 + b^2 - 2a \sin \theta_i \tan \theta_i + \sin^2 \theta_i \tan^2 \theta_i} \quad (2.16)$$

Le problème est que cette équation est vérifiée pour deux angles d'incidence différents comme on peut le constater sur la figure 2.9.

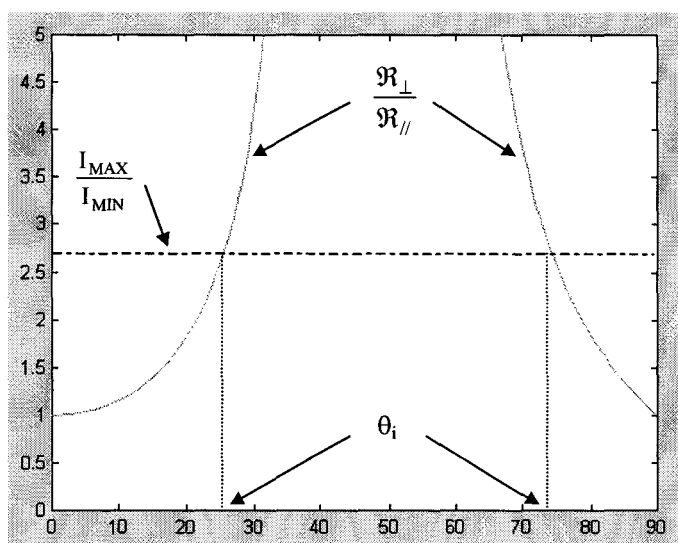


Fig. 2.9: Détermination de l'angle d'incidence dans le cas d'une réflexion sur une surface en verre ($n=1.5$)

En effet, dans le cas d'un matériau diélectrique le coefficient de réflexion de Fresnel \mathcal{R}_{\parallel} s'annule lorsque l'angle d'incidence est égal à l'angle de Brewster θ_B , ce qui entraîne un ratio $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{\parallel}}$ infini. Pour un rapport $\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$ donné, il existe alors deux valeurs possibles de l'angle d'incidence, une comprise dans la plage $[0^\circ ; \theta_B]$ et l'autre dans la plage $[\theta_B ; 90^\circ]$.

Dans le cas des métaux le ratio $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{\parallel}}$ ne devient jamais infini mais l'évolution de ce rapport en fonction de l'angle d'incidence n'est pas bijective comme on peut le constater fig. 2.4. Il y a donc également deux valeurs possibles de l'angle d'incidence pour un rapport $\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$ donné.

2.3.2.3 Méthode stéréoscopique

La deuxième façon de caractériser complètement l'orientation de la normale consiste à déterminer la localisation géométrique d'un autre plan d'incidence à partir d'une caméra positionnée à un autre endroit [WOLFF89], [JOUBERT93], [CHAFI98]. La droite définie par l'intersection de ces plans donne alors la direction de la normale (voir fig. 2.10). Cette approche nécessite une étape préalable de mise en correspondances car les pixels utilisés dans les deux images pour déterminer les plans d'incidence doivent correspondre au même point de l'objet.

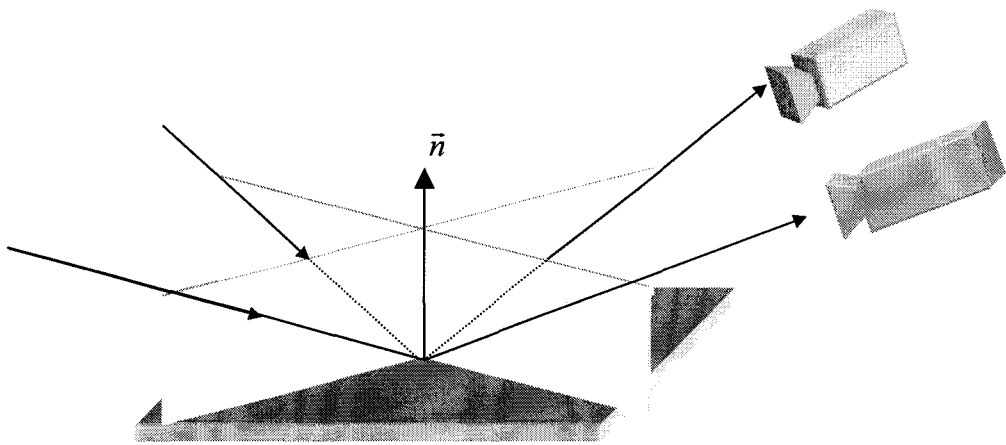


Fig. 2.10: détermination de la normale à la surface par l'intersection de deux plans d'incidence

L'observation en stéréovision permet donc de décrire, pour chaque point de la scène, quatre vecteurs directeurs (deux pour chaque angle de vue). Ces vecteurs sont notés $(\vec{V}_{1G}, \vec{V}_{2G})$ pour les vecteurs directeurs définissant le plan d'incidence de l'image gauche et $(\vec{V}_{1D}, \vec{V}_{2D})$ pour les vecteurs directeurs définissant le plan d'incidence de l'image droite, comme il est illustré figure 2.11.

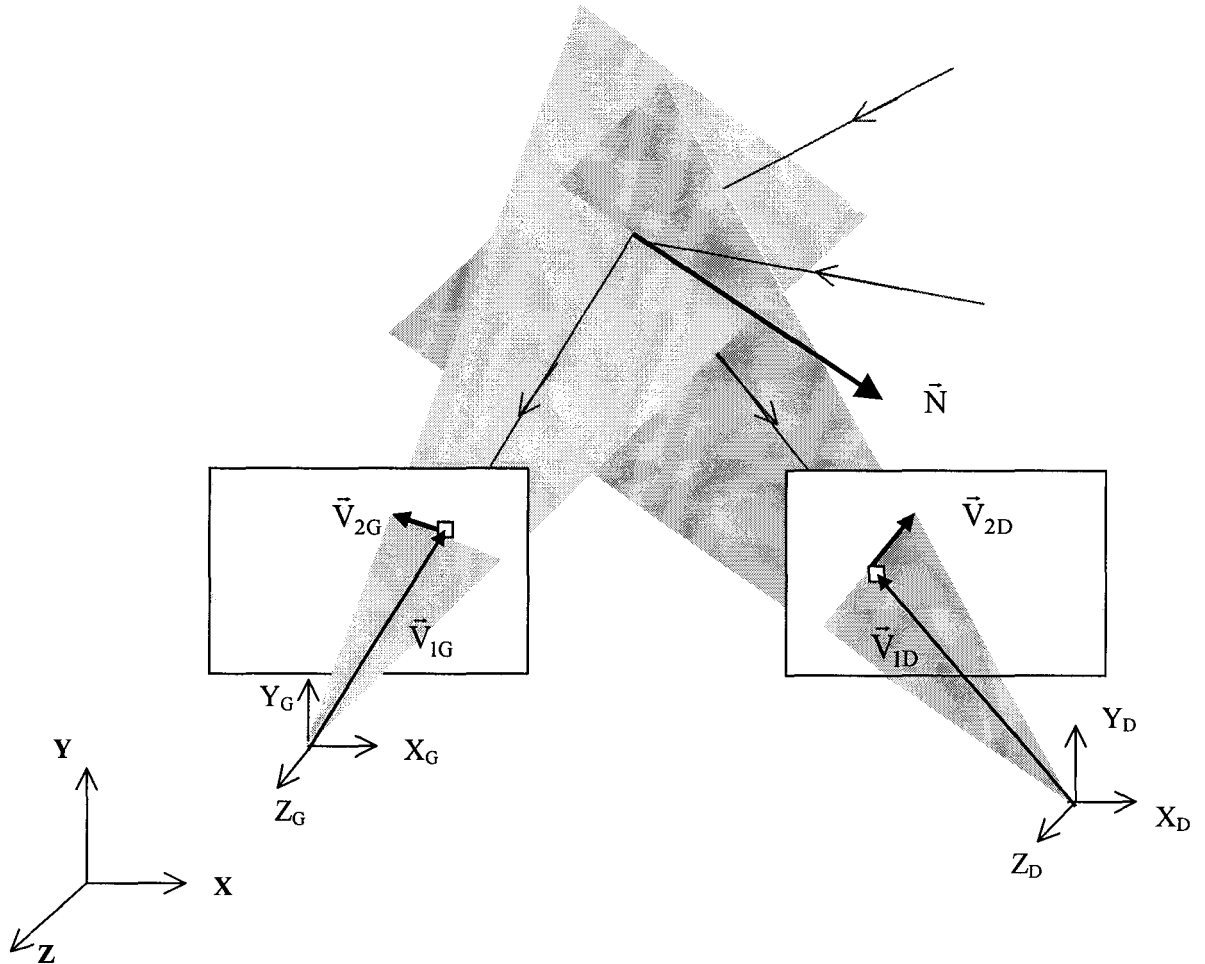


Fig. 2.11: détermination de deux plans d'incidence pour deux pixels correspondant au même point de la scène

Les coordonnées de ces quatre vecteurs sont déterminées dans un repère de référence extérieur (X, Y, Z) . Celles-ci sont alors notées $(\vec{V}_{1Gref}, \vec{V}_{2Gref})$ et $(\vec{V}_{1Dref}, \vec{V}_{2Dref})$

Les coordonnées du vecteur \vec{N} normal à l'élément de surface au point considéré de l'objet observé sont alors obtenues par l'équation (2.17) (intersection des deux plans d'incidence).

$$\vec{N} = (\vec{V}_{1Dref} \wedge \vec{V}_{2Dref}) \wedge (\vec{V}_{1Gref} \wedge \vec{V}_{2Gref}) \quad (2.17)$$

2.3.2.4 Importance du calibrage des caméras

Le point commun de ces deux méthodes est qu'elles requièrent toutes les deux une étape préalable de calibrage de la (ou des) caméra(s) utilisée(s). Ce calibrage permet de connaître, pour chaque caméra, la position du centre optique dans un référentiel extérieur ainsi que la position du pixel considéré par rapport à ce centre optique.

Dans le cas où on veut se passer de cette étape préalable, on peut supposer que la projection est orthographique [WOLFF90], [SAITO 99] c'est à dire que tous les rayons lumineux arrivent sur la CCD parallèlement entre eux et perpendiculairement au plan image. Le tableau ci-dessous compare alors l'erreur commise sur l'estimation de l'orientation de la normale à la surface observée pour différents matériaux et pour deux objectifs n'ayant pas la même distance focale (tiré de [WOLFF90]).

	Distance focale:75mm	Distance focale:12.5mm
Plastique	2.5°	4.5°
Aluminium poli	4°	10°
Aluminium rugueux	7°	15°

Fig. 2.12: erreur commise avec l'hypothèse d'une projection orthographique en fonction du matériau et de la focale

On remarque que plus la distance focale est courte, moins l'hypothèse d'une projection orthographique est vérifiée et par conséquent plus l'erreur commise est importante.

2.3.2.5 Avantages et limitations de l'approche polarimétrique

2.3.2.5.1 Cas général

Le principal avantage d'utiliser une approche polarimétrique (contrairement à l'approche radiométrique) pour résoudre le problème de l'estimation de l'orientation des objets dans l'espace est qu'il n'est pas nécessaire de contrôler la position et l'intensité des sources lumineuses éclairant la scène. L'intensité de ces sources ne doit cependant pas varier entre les différentes acquisitions permettant d'estimer la valeur de l'angle de polarisation ϕ . En effet, si l'éclairage fluctue durant la période d'analyse, l'estimation de la valeur de cet angle risque d'être erronée et il en va par conséquent de même de la localisation du plan d'incidence.

L'autre avantage est que la modification de l'état de polarisation de la lumière réfléchie sur un objet est essentiellement due à un phénomène de surface. Le dispositif de mesures n'est donc pas influencé par la couleur, la transparence ou l'opacité du matériau constituant l'objet. De ce fait, l'approche polarimétrique est utilisable, contrairement aux méthodes

radiométriques, pour déterminer l'orientation de surfaces transparentes comme une vitre ou une bouteille en verre.

De plus, cette méthode de détermination de l'orientation géométrique d'une surface donne des résultats au niveau pixel. Cette résolution peut être utilisée pour détecter des défauts, comme par exemple une rayure sur un substrat de semi-conducteur ou une bulle d'air sur un flacon. Saito [SAITO99] a ainsi mis en évidence des rayures de $100\mu\text{m}$ de large sur une plaque de verre en détectant les pixels pour lesquels le calcul de la normale donne des résultats éloignés de l'orientation moyenne de la surface observée.

En revanche, la validité des résultats d'orientation obtenus par les méthodes polarimétriques dépend, comme dans le cas de l'application à la classification des matériaux métalliques ou diélectriques, de l'état de surface de l'objet observé. En effet, il peut arriver dans le cas de surfaces rugueuses que la composante spéculaire de la lumière réfléchie arrive sur un pixel donné de la CCD à partir de plusieurs plans d'incidence (relatifs aux différentes micro-facettes) ayant des orientations différentes. La validité du modèle (2.4) permettant de prédire l'évolution de l'intensité lumineuse de ce pixel en fonction de l'orientation angulaire du filtre polarisant est dans ce cas dégradée. Il n'est alors plus possible de déterminer précisément l'angle de polarisation φ en résolvant cette équation au sens des moindres carrés et par conséquent la détermination de l'orientation du plan d'incidence et de la normale à la surface observée risque d'être erronée.

D'un autre côté l'indice de réfraction du matériau constituant cette surface ainsi que l'angle d'incidence ont une influence sur la précision de l'estimation de l'orientation de la normale. En effet, dans le cas d'une surface diélectrique, la précision est maximale lorsque l'angle d'incidence est proche de l'angle de Brewster car dans ce cas la différence entre les intensités maximale et minimale est importante. La détermination de l'orientation angulaire du polariseur d'analyse donnant l'intensité maximale (angle de polarisation φ) est alors beaucoup plus robuste au bruit de mesures. En revanche, pour des surfaces métalliques, cette différence d'intensités est moins importante, ce qui entraîne une diminution de la précision comme on peut le constater dans le tableau 2.12.

2.3.2.5.2 Cas particulier de l'approche mono-caméra

Les deux méthodes polarimétriques qui ont été présentées ont toutefois leurs propres avantages et limitations. Ainsi, la première apporte l'avantage de déterminer l'orientation d'une surface à l'aide d'une seule caméra. De ce fait, le dispositif de mesures est très simple à mettre en œuvre car il n'y a pas de problème de mise en correspondance entre différentes vues. Par contre il est nécessaire de connaître l'indice de réfraction du matériau observé, une connaissance préalable des différents objets constituant la scène est donc requise.

L'autre limitation de cette méthode réside dans le fait que la détermination de l'angle d'incidence θ_i n'est pas unique (deux plages de valeurs possibles). La normale peut donc se trouver dans deux directions différentes, appartenant toutes les deux au plan d'incidence. Cette méthode est donc utile si on connaît préalablement, de manière approximative, l'orientation de la normale et si on cherche à la déterminer précisément.

De plus, puisque cette détermination repose sur l'approximation du rapport des coefficients de réflexion de Fresnel $\frac{\mathcal{R}_\perp}{\mathcal{R}_\parallel}$ par le rapport $\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$ des intensités maximale et minimale mesurées, la détermination n'est valide que dans le cas où les hypothèses présentées au paragraphe 2.3.1 sont vérifiées. C'est à dire lorsque la direction d'observation est proche de la direction spéculaire et l'angle d'incidence est éloigné de l'angle de Brewster.

2.3.2.5.3 Cas particulier de l'approche stéréoscopique

L'avantage de la deuxième méthode est que la connaissance d'un couple d'angles de polarisation obtenus depuis des points de vue différents permet de définir le vecteur normal de façon unique sans nécessité de connaissance à priori sur le matériau sur lequel il y a eu réflexion. En revanche cette méthode nécessite une phase de mise en correspondance entre les deux vues. Ceci complique la mise en œuvre expérimentale par rapport à la méthode précédente.

2.4 Séparation des composantes de réflexion diffuse et spéculaire

Il ressort des applications présentées au § 2.3 que le problème de la séparation des composantes diffuse et spéculaire représente un élément fondamental de l'approche polarimétrique en analyse de scène. En effet, la composante spéculaire est toujours partiellement ou totalement polarisée à l'inverse de la composante diffuse qui est toujours considérée comme non polarisée dans les travaux existants. La partie non polarisée de la composante spéculaire ainsi que la composante diffuse sont donc modifiées de la même façon par le dispositif de mesure sans qu'il soit possible de les séparer. De plus celles-ci ne subissent qu'un affaiblissement d'un facteur 0.5 indépendamment du réglage du dispositif et n'apportent donc pas d'information polarimétrique sur la scène observée.

Les informations polarimétriques ne proviennent ainsi que de la partie complètement polarisée de la composante de réflexion spéculaire. Il est alors intéressant de séparer les deux composantes de réflexion de manière à n'utiliser que la réflexion spéculaire pour caractériser la scène observée. Un exemple typique de la nécessité d'effectuer cette séparation diffus-spéculaire est le cas de l'application de la classification de la nature métallique ou diélectrique des matériaux (voir paragraphe 2.3.1). En effet pour cet exemple d'application l'équation (2.11) nécessite de connaître la valeur I_D de l'intensité de la composante diffuse.

D'un autre côté, la séparation des composantes de polarisation permet d'éviter un certain nombre de résultats erronés dans les algorithmes de traitement d'images. En effet, la concentration d'énergie lumineuse se trouvant dans le lobe de réflexion spéculaire peut causer des éblouissements dans l'image de la scène observée. Il existe alors des zones de l'image pour lesquelles la CCD peut être saturée, ce qui rend impossible l'utilisation des informations radiométriques pour les pixels concernés. La réflexion spéculaire est donc souvent indésirable dans les algorithmes utilisant uniquement l'information radiométrique. En revanche dans le cas où il n'y a pas saturation, cette information est essentielle pour l'approche polarimétrique. Par contre la composante de réflexion diffuse n'apporte aucune information.

Ainsi un certain nombre de travaux se sont intéressés à l'estimation de la valeur de ces deux types de réflexion.

2.4.1 Méthode colorimétrique

La première approche du problème proposée par Shafer [SHAFER85] consiste à utiliser le fait que, dans le cas de matériaux diélectriques, les composantes de réflexion spéculaire et diffuse ont des distributions spectrales différentes. En effet, la réflexion spéculaire est un phénomène de surface qui ne modifie pas la couleur de l'onde lumineuse incidente. La lumière réfléchiée par ce type de réflexion possède donc la même couleur que celle de la source lumineuse illuminant la scène. C'est pourquoi un objet observé par l'intermédiaire d'un miroir, qui correspond au cas idéal d'une surface purement spéculaire, (surface parfaitement lisse ne présentant pas de lobe de réflexion diffuse) conserve sa couleur.

En revanche, dans le cas de l'observation d'un matériau diélectrique, la composante de réflexion diffuse est essentiellement due aux rayons lumineux ayant pénétré à l'intérieur du matériau avant d'être réfractés à l'extérieur de celui-ci. L'onde lumineuse rencontre alors, lors de sa propagation dans le matériau, des pigments de couleur qui absorbent, de façon sélective, une partie des ondes électromagnétiques la constituant et modifient par conséquent sa répartition spectrale. La lumière qui n'est pas absorbée par les pigments est ensuite transmise à l'extérieur du matériau et porte l'information de couleur de ce matériau.

Shafer exploite ainsi le fait que les composantes de réflexion spéculaire et diffuse ont chacune leur propre couleur. Pour cela il représente la couleur d'un pixel donné de l'image de l'objet observé, dans un espace colorimétrique 3D, par un vecteur résultant de la somme de deux vecteurs ayant des directions différentes (un vecteur représentant la composante diffuse et un autre représentant la composante spéculaire). Il effectue alors l'estimation de ces deux composantes dans l'espace de représentation 3D, à l'aide d'une méthode géométrique complexe.

Cependant cette méthode est très restrictive car la séparation diffus-spéculaire n'est pas effectuée au niveau pixel mais au niveau d'une région pour laquelle les composantes de réflexion diffuse et spéculaire sont supposées homogènes (en couleur et en intensité). L'orientation de la surface de l'objet observé ne doit donc pas varier dans cette zone, de même que le matériau le constituant. Cette hypothèse pose également un problème pour les objets texturés.

2.4.2 Méthode polarimétrique

D'un autre côté, Wolff [WOLFF91] propose d'estimer ces deux composantes en utilisant uniquement l'information de polarisation de l'onde réfléchie. Il affirme que le problème de la séparation des composantes diffuse et spéculaire d'une onde lumineuse réfléchie sur un matériau, peut être ramené à la résolution d'un système de deux équations à deux inconnues. Ces deux équations correspondent aux intensités maximale et minimale obtenues en observant l'onde au travers un polariseur linéaire (2.9) et (2.10).

Or pour résoudre ce système il est nécessaire de connaître les coefficients de réflexion de Fresnel, ce qui implique la connaissance de l'angle d'incidence et de l'indice de réfraction du matériau pour chaque pixel. Cette condition n'est donc pas satisfaite sous un environnement non contrôlé.

Pour cette raison, Wolff propose d'exprimer ce système d'équations en fonction du rapport des coefficients de réflexion de Fresnel qu'il pose égal à q ($q = \frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$). Le système devient donc:

$$\begin{cases} I_{MAX} = \frac{q}{1+q} I_S + \frac{1}{2} I_D \\ I_{MIN} = \frac{1}{1+q} I_S + \frac{1}{2} I_D \end{cases} \quad (2.18)$$

Wolff détermine dans un premier temps ce rapport q au niveau d'une région en utilisant la méthode présentée au paragraphe 2.3.1.2 consistant à déterminer le coefficient directeur de la droite (2.13). Il en découle les mêmes hypothèses et limitations que celles évoquées précédemment, à savoir la nécessité d'une forte variation d'un pixel à l'autre de la composante spéculaire dans la région considérée et l'uniformité de la composante diffuse ainsi que du rapport des coefficients de réflexion de Fresnel dans cette région.

Wolff estime ensuite les intensités I_D et I_S , à partir de la connaissance du rapport $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$ en résolvant le système (2.18)

Le principal inconvénient de cette méthode est que l'estimation des intensités des composantes diffuse et spéculaire est effectuée au niveau d'une région. Il est donc nécessaire, comme dans le cas de la classification de la nature des matériaux, d'effectuer une étape préalable de segmentation en zones homogènes (uniformité de I_D et de $\frac{\mathfrak{R}_\perp}{\mathfrak{R}_\parallel}$), ce qui n'est pas facile à réaliser.

2.4.3 Méthode hybride

Nayar a synthétisé les travaux de Shafer et de Wolff de manière à présenter une méthode permettant d'estimer les intensités (I_D et I_S) de chacune des composantes de réflexion diffuse et spéculaire [NAYAR97] en utilisant à la fois l'information de polarisation et de couleur de l'onde réfléchi. L'avantage de sa méthode par rapport aux précédentes est que la séparation diffus-spéculaire est effectuée au niveau pixel. De ce fait, il n'existe plus de condition d'homogénéité.

Nayar observe alors (comme Wolff) l'onde lumineuse réfléchi au travers un filtre polarisant linéaire et représente (comme Shafer) l'intensité mesurée par un vecteur dans un espace colorimétrique tridimensionnel. Il exprime également l'équation (2.8) de l'intensité mesurée pour une position angulaire ψ du polariseur de la manière suivante:

$$\bar{I} = \bar{I}_{SV} \cos 2(\psi - \varphi) + \bar{I}_{SC} + \frac{\bar{I}_D}{2} \quad (2.19)$$

où \bar{I}_{SV} et \bar{I}_{SC} caractérisent la réflexion spéculaire et \bar{I}_D la réflexion diffuse.

Cette intensité mesurée \bar{I} correspond donc dans l'espace colorimétrique à la somme vectorielle de trois vecteurs dont l'un (\bar{I}_{SV}) a un module qui varie en fonction de la position angulaire du polariseur. Les vecteurs \bar{I}_{SV} et \bar{I}_{SC} caractérisant tous deux la réflexion spéculaire ont la propriété d'être alignés dans l'espace colorimétrique 3D car ceux-ci représentent la même couleur mais avec des intensités différentes.

Nayar propose de mesurer, dans un premier temps, les intensités maximale et minimale observées à la sortie du filtre polarisant linéaire. Il détermine ensuite, à partir de la mesure de ces intensités et de leur formalisme mathématique (équations 2.20), l'orientation du vecteur correspondant à la couleur de la composante de réflexion spéculaire. Cette orientation est donnée par le vecteur \vec{k} obtenu en effectuant la différence entre les intensités I_{MAX} et I_{MIN} mesurées (équation 2.21).

$$\begin{cases} \bar{I}_{MAX} = \bar{I}_{SV} + \bar{I}_{SC} + \frac{\bar{I}_D}{2} \\ \bar{I}_{MIN} = \bar{I}_{SC} - \bar{I}_{SV} + \frac{\bar{I}_D}{2} \end{cases} \quad (2.20)$$

$$\vec{k} = \bar{I}_{MAX} - \bar{I}_{MIN} = 2\bar{I}_{SV} \quad (2.21)$$

L'extrémité du vecteur \vec{I} se déplace alors sur une droite L de vecteur directeur \vec{k} en fonction la position angulaire ψ du filtre polarisant linéaire (voir figure 2.13).

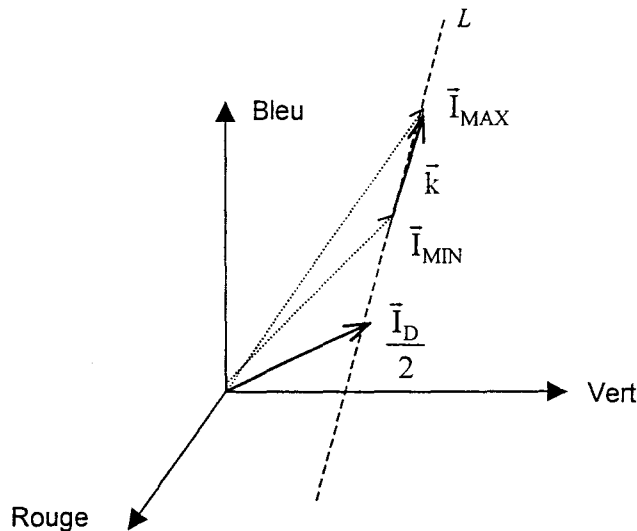


Fig. 2.13: principe de la méthode de séparation des composantes de réflexion proposée par Nayar

La détermination de cette droite apporte une contrainte sur la localisation du vecteur $\frac{\bar{I}_D}{2}$ caractérisant la réflexion diffuse par le fait que l'extrémité de ce vecteur doit se trouver sur cette droite.

Nayar a montré que le vecteur $\frac{\bar{I}_D}{2}$ peut être défini par l'équation (2.22) en fonction des vecteurs \bar{I}_{MIN} et \bar{k} et d'une constante p , qui est elle-même obtenue par l'équation (2.23)

$$\frac{\bar{I}_D}{2} = \bar{I}_{MIN} - p\bar{k} \quad (2.22)$$

$$p = \frac{A(Q^v I_{MIN}^b - Q^b I_{MIN}^v) + B(Q^b I_{MIN}^r - Q^r I_{MIN}^b) + C(Q^r I_{MIN}^v - Q^v I_{MIN}^r)}{A(Q^v k^b - Q^b k^v) + B(Q^b k^r - Q^r k^b) + C(Q^r k^v - Q^v k^r)} \quad (2.23)$$

$$\text{avec } \begin{cases} A = k^v I_{MIN}^b - k^b I_{MIN}^v \\ B = k^b I_{MIN}^r - k^r I_{MIN}^b \\ C = k^r I_{MIN}^v - k^v I_{MIN}^r \end{cases}$$

Les indices r , v , b intervenant dans ces formules correspondent respectivement aux composantes des vecteurs considérés sur les axes rouge, vert et bleu de l'espace colorimétrique tridimensionnel.

Le vecteur \bar{Q} correspond quant à lui à la valeur de la composante de réflexion diffuse d'un des pixels voisins du pixel considéré. En effet, la principale limitation de cette méthode réside dans le fait qu'elle nécessite la connaissance de la valeur de la composante diffuse d'un autre pixel relativement proche du pixel considéré. Il faut donc que ce pixel voisin vérifie une des deux conditions suivantes:

- 1) Soit présenter un faible degré de polarisation de manière à ce qu'on puisse considérer que son intensité I provient uniquement d'une réflexion diffuse ($\bar{Q} = \bar{I}$ car $\bar{I}_S = 0$).
- 2) Soit avoir été déjà traité lors d'une itération précédente. Dans ce cas on affecte à \bar{Q} la valeur $\frac{\bar{I}_D}{2}$ précédemment calculée.

Nayar calcule ainsi, pour un pixel donné de l'image, les différentes valeurs p_j de p pour toutes les valeurs des composantes diffuses \bar{Q}_j des N pixels voisins satisfaisant à une de ces conditions. Il obtient alors le vecteur solution $\{p_j \mid j=1,2,\dots,N\}$ dont il calcule la moyenne pondérée suivante:

$$\bar{p} = \frac{\sum_{j=1}^N \|\bar{Q}_j\| p_j}{\sum_{j=1}^N \|\bar{Q}_j\|} \quad (2.24)$$

Cette valeur moyenne \bar{p} est ensuite utilisée pour calculer, à l'aide de la relation (2.22) la valeur $\frac{\bar{I}_D}{2}$ de la composante de réflexion diffuse du pixel considéré.

Une première limitation de cette méthode est qu'elle est itérative. Le temps de calcul peut donc devenir très grand lorsque l'image comporte des "zones spéculaires" de grande taille car les pixels appartenant à ces zones n'ont pas de voisins qui vérifient la condition 1). Il est donc dans ce cas nécessaire d'effectuer un grand nombre d'itérations avant que tous les points de ces zones soient traités.

Cette méthode repose également sur l'hypothèse que la composante de réflexion diffuse est non polarisée. En effet, dans le cas contraire le vecteur $\frac{\bar{I}_D}{2}$ varie en fonction de la position angulaire du polariseur ce qui rend impossible sa détermination.

Il faut de même que la couleur de la composante spéculaire soit différente de celle de la composante diffuse (les vecteurs \bar{I}_D et \bar{I}_S ne doivent pas être colinéaires).

Et enfin, il ne doit pas y avoir de réflexions multiples car dans ce cas l'objet est éclairé par un rayon lumineux issu d'une réflexion sur un objet voisin. Les deux composantes de réflexion spéculaire et diffuse risquent alors d'avoir la même couleur.

2.5 Réalisations technologiques

Toutes les applications qui viennent d'être présentées proposent de remonter à des informations sur l'objet observé en utilisant la polarisation de l'onde réfléchie sur ce dernier. Le fait d'être sensible à la polarisation de la lumière permet donc d'analyser beaucoup plus pertinemment la scène observée. Or, en tant qu'être humain (contrairement à certains animaux) nous sommes insensibles à cette grandeur physique. Bien que cette information ne nous soit pas essentielle, on peut penser que le fait de disposer d'un capteur permettant de la visualiser automatiquement et en temps réel puisse être utile dans le sens où cette information apporte une dimension supplémentaire à notre perception visuelle.

Un certain nombre de travaux ont ainsi été réalisés dans le but de fabriquer un capteur sensible à la polarisation de la lumière. Kalayjian et Chen [KALAY97], [CHEN97] ont ainsi implanté le dispositif de mesures présenté au paragraphe 2.2 sur une rétine. Ils ont alors réalisé un capteur miniature permettant d'estimer l'angle de polarisation φ automatiquement. Wolff à quant à lui construit une caméra polarimétrique permettant de visualiser la polarisation de la lumière.

2.5.1 Rétine sensible à la polarisation de la lumière

Kalayjian s'est intéressé à la fabrication d'un capteur polarimétrique [KALAY97] en réalisant une rétine permettant d'estimer l'angle de polarisation φ en temps réel. D'un point de vue technologique, cette rétine intègre deux films polarisant linéaires qui recouvrent deux régions de photodiodes. Les axes principaux de ces filtres sont orientés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre, comme il est illustré sur la figure 2.14:

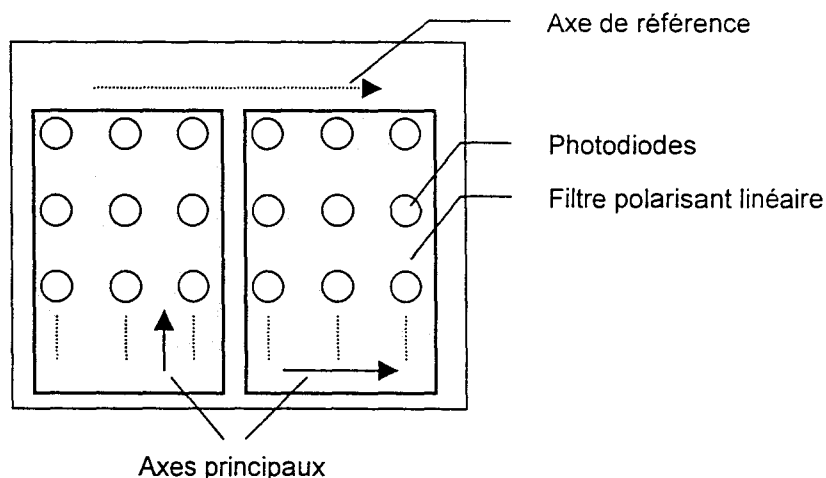


Fig. 2.14: rétine polarimétrique développée par Kalayjian

Chacun des réseaux de photodiodes génère ainsi un courant électrique proportionnel à l'intensité lumineuse transmise au travers du filtre polarisant le recouvrant. Ces courants sont respectivement notés I_{90} et I_0 pour les filtres dont les axes de transmission sont orientés à 90° (filtre de gauche sur la figure 2.14) et à 0° (filtre de droite sur la figure) par rapport à l'axe de référence. Ces derniers sont ensuite envoyés sur un circuit analogique (également implanté sur la rétine) formé de transistor MOS qui génère également un courant électrique dont l'intensité I est donnée par l'équation (2.25).

$$I = \frac{I_{90} - I_0}{I_{90} + I_0} \quad (2.25)$$

Cette intensité électrique peut également être exprimée par l'équation (2.26) en utilisant le modèle (2.4) permettant de prédire l'intensité lumineuse à la sortie d'un filtre polarisant linéaire en fonction de l'orientation de son axe de transmission

$$I = -K \cos 2\varphi \quad (2.26)$$

où K est une constante et φ l'angle de polarisation.

Il est alors possible, à partir de la mesure de ce courant, de remonter à la valeur de l'angle de polarisation φ . Cependant une ambiguïté persiste sur la valeur de l'estimation de cet angle car l'équation (2.26) n'est pas bijective (voir figure 2.15). Il y a donc deux valeurs possibles d'angles de polarisation pour une intensité donnée.

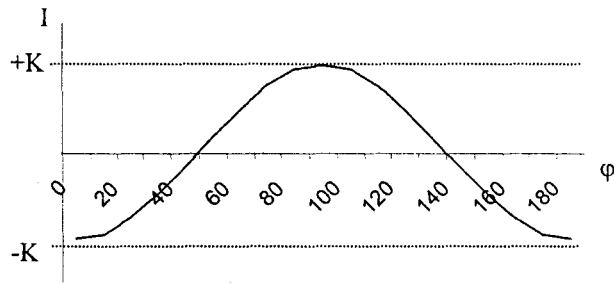


Fig. 2.15: évolution de l'intensité du courant électrique I généré par le circuit en fonction de l'angle de polarisation φ de l'onde lumineuse observée

Chen [CHEN97] a résolu ce problème en développant un capteur basé sur le même principe mais en utilisant cette fois trois paires de filtres polarisants linéaires recouvrant six réseaux de photodiodes (un réseau par filtre). A la différence de Kalayjian, Chen utilise un réseau de fils conducteurs parallèles entre eux pour réaliser les polariseurs (voir paragraphe 1.1.3.2). Chaque paire est alors constituée de deux polariseurs linéaires orientés dans la même direction mais avec un espacement entre les fils différent (200 et 600nm). Les axes de transmission de chacune des paires de filtres sont orientés à -45° , 0° et $+45^\circ$ par rapport à l'axe de référence (voir fig. 2.16).

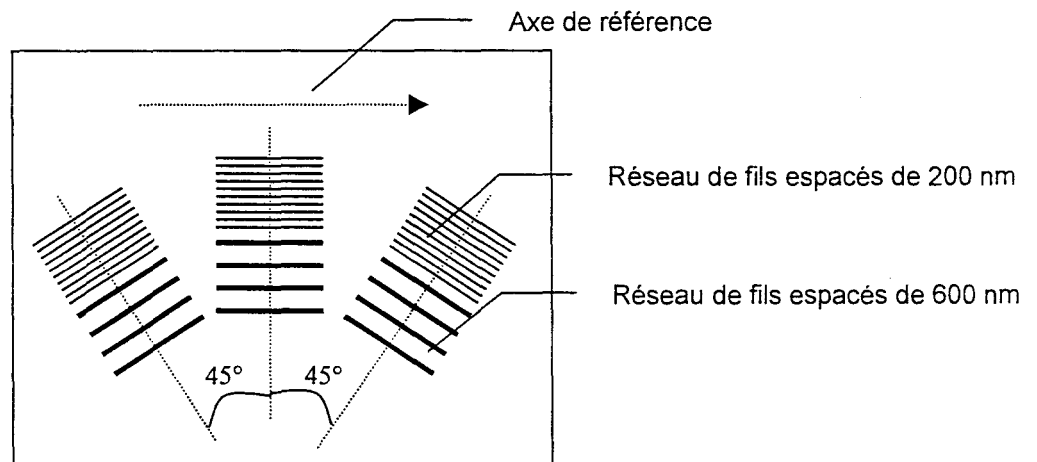


Fig. 2.16: rétine polarimétrique développée par Chen

Pour chaque paire de filtres Chen définit un paramètre ρ correspondant au rapport entre le courant généré par les photodiodes recouvertes par le réseau espacé de 600nm (I_{600}) et le courant (I_{200}) généré par les photodiodes recouvertes par le réseau espacé de 200nm

($\rho = \frac{I_{600}}{I_{200}}$). Chen propose alors de générer un courant électrique dont l'intensité Γ est donnée par l'équation (2.27).

$$\Gamma = \frac{\rho_{+45} - \rho_{-45}}{|\rho_{+45} + \rho_{-45}|} (\rho_0 - \min(\rho_0)) \quad (2.27)$$

où ρ_{-45} , ρ_0 et ρ_{+45} correspondent respectivement aux valeurs du paramètre ρ calculées pour les paires de filtre orientées à -45 , 0 et $+45^\circ$ par rapport à l'axe de référence.

Contrairement à l'équation (2.26), l'évolution de l'équation (2.27) en fonction de l'angle de polarisation est monotone sur une plage de 180° . Il est donc possible à partir d'une mesure donnée de l'intensité Γ de remonter, sans ambiguïté, à la valeur de l'angle de polarisation φ . La précision obtenue est de 0.2° .

2.5.2 Caméra polarimétrique

Wolff a également développé un système complètement automatisé utilisant à la fois la technologie des caméras CCD et la technologie des cristaux liquides [WOLFF97]. L'originalité de ce dispositif consiste à ne pas à faire tourner le polariseur d'analyse par rapport aux composantes de polarisation de l'onde réfléchie (voir paragraphe 2.2) mais à faire tourner ces composantes par rapport au polariseur maintenu dans une position de référence. Ceci est possible grâce à l'utilisation de composants à cristaux liquides particuliers ("twisted nematic liquid crystal"). En revanche, l'inconvénient de ce système est qu'il ne fonctionne, de part la nature de ces composants, que pour analyser une onde partiellement linéairement polarisée, qui correspond d'après Waterman [WATER81] à l'état de polarisation le plus fréquent dans la nature (en milieu extérieur sous un environnement non contrôlé).

2.5.2.1 Principe de fonctionnement des composants utilisés

Lorsque ces composants à cristaux liquides sont à l'état passif (non alimentés) ceux-ci ont la propriété de faire tourner d'un angle χ donné (déterminé à la fabrication du composant)

le plan de polarisation d'une onde partiellement linéairement polarisée. L'angle de polarisation φ de cette onde est donc augmenté de χ , comme il est illustré fig. 2.17.

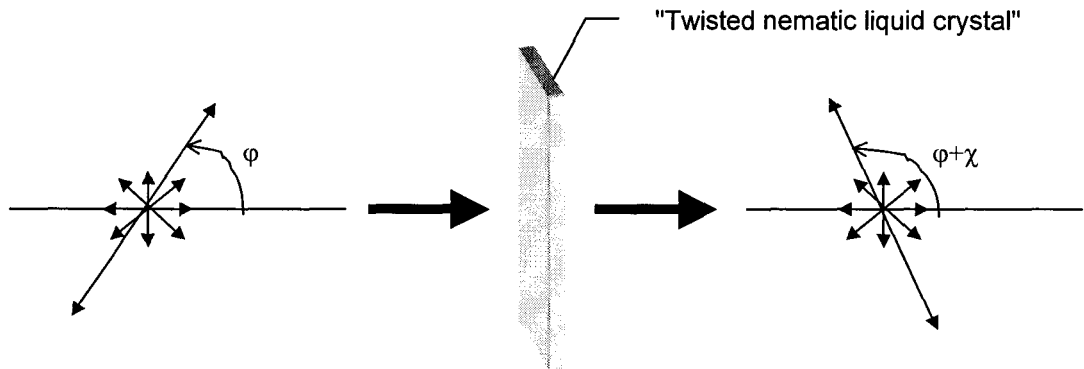


Fig. 2.17: modification de l'angle de polarisation φ d'une onde partiellement linéairement polarisée à l'aide d'un "twisted nematic liquid crystal"

En revanche lorsque ces composants sont alimentés par une tension alternative la rotation n'a pas lieu. Ils n'ont par conséquent, dans ce cas, aucune influence sur la polarisation de l'onde les traversant.

Ce phénomène s'explique par la structure moléculaire hélicoïdale du matériau constituant ces composants. En effet, à l'état passif, les molécules sont toutes alignées dans une direction donnée sur la face avant du composant. Cette direction d'alignement tourne ensuite progressivement dans le matériau jusqu'à ce que les molécules soient alignées sur la face arrière du composant dans une direction formant un angle χ par rapport à l'orientation initiale de la face avant (voir fig. 2.18). Lorsqu'une tension électrique alternative est appliquée entre les deux faces de ce composant l'arrangement des molécules cesse d'être hélicoïdal la polarisation de l'onde lumineuse traversant le composant n'est donc plus modifiée.

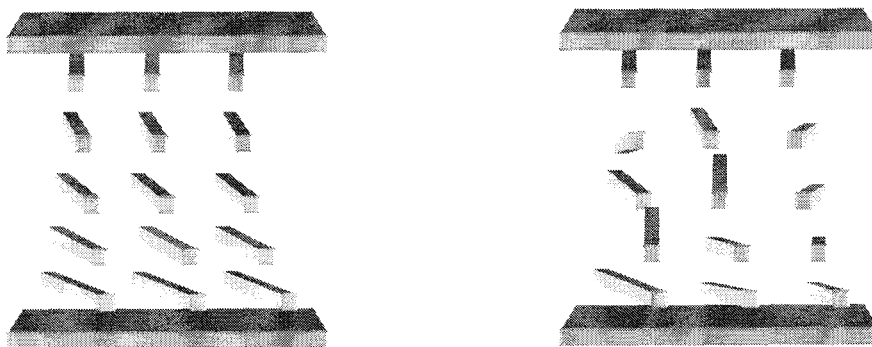


Fig. 2.18: Structure moléculaire d'un twisted nematic liquid crystal (gauche: état passif, droite: alimenté)

2.5.2.2 Dispositif de mesures

Le dispositif de mesures proposé par Wolff [WOLFF97] est constitué de deux "twisted nematic liquid crystal" suivi d'un filtre polarisant linéaire dont l'axe principal est orienté horizontalement et d'une caméra CCD (voir figure 2.19).

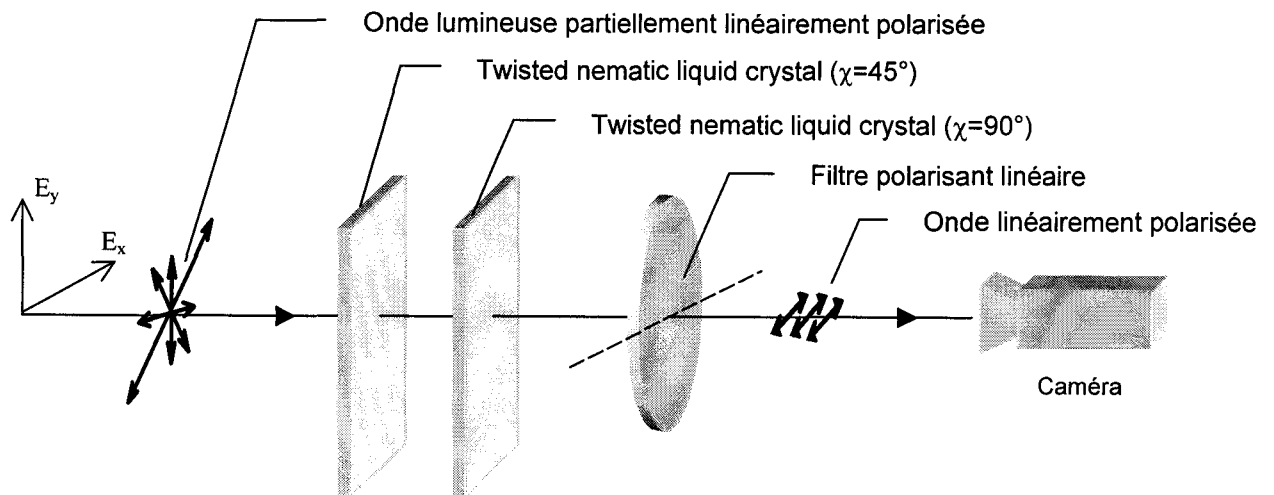


Fig. 2.19: Caméra polarimétrique de Wolff

Les deux composants à cristaux liquides utilisés ont des angles de rotation χ différents, 45° pour le premier et 90° pour le second. Il est donc possible en contrôlant l'alimentation électrique de ces deux composants de simuler quatre positions angulaires du filtre polarisant linéaire, comme l'illustre le tableau 2.20.

Composant pour lequel $\chi=45^\circ$:	Composant pour lequel $\chi=90^\circ$:	Rotation du plan de polarisation:
Alimenté	Alimenté	0°
Non alimenté	Alimenté	45°
Alimenté	Non alimenté	90°
Non alimenté	Non alimenté	135°

Fig. 2.20: Valeurs possibles de rotation du plan de polarisation en fonction de l'alimentation électrique des deux composants à cristaux liquides

Wolff effectue ainsi trois acquisitions I_0 , I_{45} et I_{90} pour des rotations du plan d'incidence valant respectivement 0 , 45 et 90° . Il détermine ensuite, pour chaque pixel de l'image les paramètres qu'il définit de la façon suivante:

- Angle de polarisation: $\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{actg} \left(\frac{I_0 + I_{90} - 2I_{45}}{I_{90} - I_0} \right)$ (2.28)

Cette valeur doit être modifiée dans le cas où $I_{90} < I_0$. Elle doit dans ce cas être augmenté de 90° ($\varphi = \varphi + 90$) si $I_{45} < I_0$ et diminuée de 90° ($\varphi = \varphi - 90$) si $I_{45} > I_0$.

Remarque: cette formule est obtenue en résolvant au sens des moindres carrés l'équation (2.4) modélisant l'intensité lumineuse d'une onde observée au travers d'un filtre polarisant linéaire.

- Intensité: $I_T = I_0 + I_{90}$ (2.29)

- Degré de polarisation partielle: $\rho = \frac{I_{90} - I_0}{(I_{90} + I_0) \cos 2\varphi}$ (2.30)

Ce paramètre varie entre les valeurs 0 et 1 qui correspondent aux cas extrêmes d'une onde complètement non polarisée et d'une onde complètement linéairement polarisée.

2.5.2.3 Visualisation de l'information polarimétrique

Wolff a décidé, en s'appuyant sur les travaux de Bernard et Wehner [BERNA77], de coder l'information de polarisation sous forme de couleurs de manière à obtenir une "caméra polarimétrique" permettant de visualiser la polarisation de la lumière, grandeur physique à laquelle l'homme était jusque là insensible. Pour cela il utilise le standard Intensité-Saturation-Teinte [MARCUS95], [VANDEN00].

Wolff affecte ainsi au paramètre intensité I la valeur de l'intensité lumineuse obtenue à partir de l'équation (2.29), à la saturation S le degré de polarisation partielle (2.30) et enfin à la teinte T la valeur de l'angle de polarisation (2.28) multipliée par deux. En effet, comme

l'angle de polarisation est compris entre 0 et 180°, en multipliant cette valeur par deux on balaye l'ensemble des couleurs représentées sur un cercle (voir fig. 2.21)

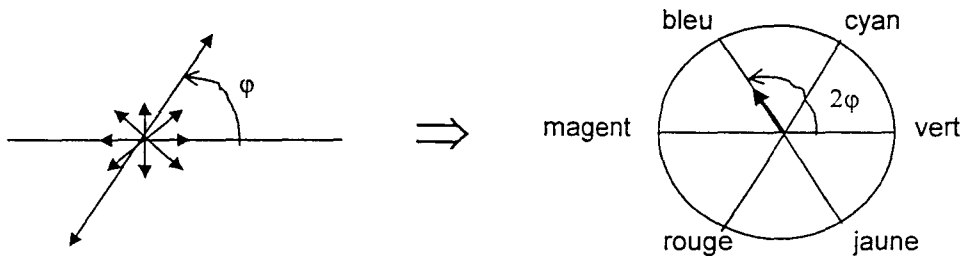


Fig. 2.21: Codage de la couleur

- L'interprétation de l'image générée est alors la suivante:

- Le codage par une couleur révèle l'existence d'une polarisation linéaire. La saturation de cette couleur révèle le degré de polarisation. Dans le cas où l'onde lumineuse parvenant au pixel est non polarisée ce pixel est codé de manière achromatique.
- Comme la couleur est fonction de l'angle de polarisation φ celle-ci apporte une information sur l'orientation des objets observés (l'angle de polarisation correspond à $\frac{\pi}{2}$ près à l'orientation du plan d'incidence contenant la normale). Une couleur verte correspond par exemple à un angle de polarisation nul, c'est à dire à une polarisation horizontale. La normale à la surface sur laquelle il y a eu réflexion appartient donc dans ce cas à un plan vertical.

Les images 2.22 et 2.23 (extraites de [WOLFF95]) illustrent les applications potentielles de cette caméra polarimétrique dans le domaine militaire. On constate sur l'image 2.22 que la lumière réfléchiée sur un char d'assaut est partiellement polarisée (présence de couleur). Il est alors possible de détecter ce dernier même si celui-ci est caché derrière des branches d'arbres, comme dans le cas de l'image 2.23. Il faut cependant que certaines zones du

char ne soient pas recouvertes de manière à ce que des rayons lumineux puissent se réfléchir sur ce dernier avant de parvenir au capteur.

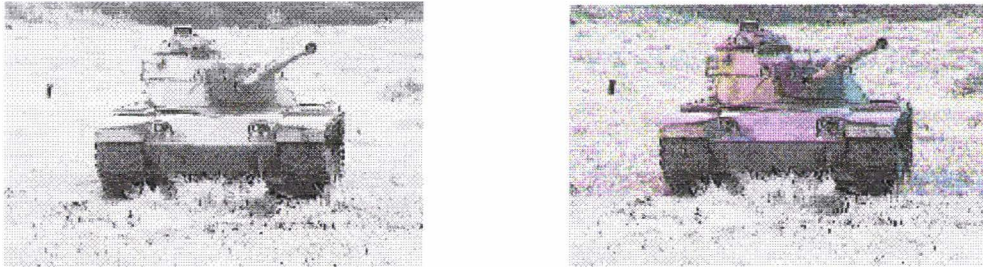


Fig. 2.22: mise en évidence de la nature polarisée d'une onde lumineuse réfléchie sur un char (à gauche: image radiométrique, à droite: image polarimétrique)

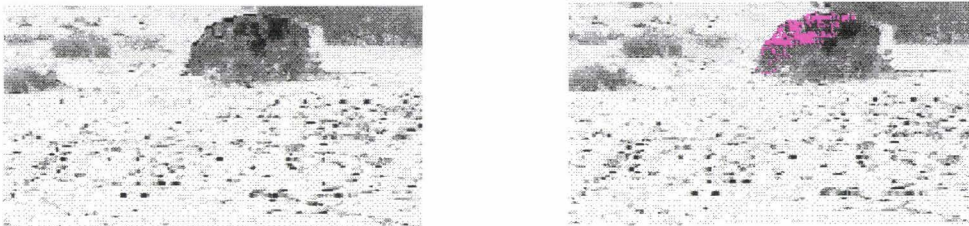


Fig. 2.23: détection du char derrière son camouflage (à gauche: image radiométrique, à droite: image polarimétrique)

2.5.2.4 *Avantages et limitations*

Le principal avantage de ce système, par rapport à la méthode nécessitant une rotation du polariseur (voir paragraphe 2.2), est que le temps séparant les différentes acquisitions requises afin d'estimer l'angle de polarisation est considérablement réduit. De ce fait, les fluctuations d'intensité éventuelles entre les différentes acquisitions deviennent quasiment négligeables ce qui augmente la précision. De plus, le fait qu'il n'y ait plus de rotations mécaniques des éléments optiques limite les risques d'erreur et augmente la fiabilité du système.

En revanche, l'inconvénient est que ce dispositif de mesures ne permet de caractériser que la polarisation d'une onde lumineuse partiellement linéairement polarisée. Bien que ce type de polarisation soit le plus fréquent, l'onde lumineuse réfléchie n'est pas toujours partiellement linéairement polarisée, notamment lorsqu'il y a des multiples réflexions.

2.6 Limitations des méthodes existantes et perspectives

2.6.1 Limitations

Outre les limitations propres à chacune des méthodes précédemment présentées, celles-ci ont toutes le point commun, à l'exception de la caméra polarimétrique de Wolff et des rétines de Kalayjian et Chen, de nécessiter la rotation d'un filtre polarisant linéaire pour caractériser la polarisation de l'onde lumineuse observée. La caméra de Wolff ne nécessite pas de rotations mécaniques mais en contre partie elle ne permet de caractériser que la polarisation d'une onde partiellement linéairement polarisée.

Les rétines de Kalayjian et Chen correspondent quant à elles à un cas très particulier de capteur dans le sens où elles ne permettent d'estimer que l'angle de polarisation φ d'une onde lumineuse. Elles ne permettent pas d'obtenir en un point donné du capteur les intensités maximale I_{MAX} et minimale I_{MIN} définies par les équations (2.9) et (2.10) en fonction des coefficients de réflexions de Fresnel. En effet, pour ces rétines les polariseurs linéaires (films ou grilles) sont situés à des endroits géométriquement différents, les informations polarimétriques ne sont donc pas obtenues localement mais globalement pour toute la zone sensible du capteur.

Dans le cas général, la précision d'estimation de l'angle de polarisation et des intensités minimale et maximale est donc directement liée au positionnement angulaire ψ du polariseur d'analyse. Les méthodes existantes supposent que ces angles de rotation Ψ sont connus avec une précision infinie. Toutefois, cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée car il est très difficile de garantir un positionnement parfait du polariseur. La qualité d'estimation de l'angle de polarisation φ en est alors affectée, ce qui entraîne une analyse erronée de la scène observée.

En revanche, la caméra polarimétrique de Wolff n'est pas confrontée à ce problème car les rotations du plan de polarisation sont effectuées par des composants à cristaux liquides commandés électriquement. Il se peut cependant que les angles de rotations χ de ces composants fluctuent avec la température, notamment lors d'applications dans un environnement industriel (telles que la classification de matériaux ou la détection de défauts

sur la surface d'un objet). Les résultats d'estimation des paramètres caractérisant la polarisation de l'onde réfléchie sur les objets observés sont alors également erronés.

Une autre limitation réside dans le fait que le modèle (2.4) et (2.8) permettant de prédire l'évolution de l'intensité mesurée à la sortie du polariseur linéaire en fonction de l'orientation de son axe principal ne permet pas de savoir dans quel état de polarisation se trouve l'onde lumineuse se présentant à l'entrée du filtre polarisant. Ainsi, une onde lumineuse non polarisée et une onde circulairement polarisée produisent le même effet sur le système sans qu'il soit possible de les distinguer, car dans les deux cas l'intensité mesurée par la caméra est indépendante de l'angle de rotation du polariseur. En effet, dans le cas d'une onde circulairement polarisée, les amplitudes des champs E_{\perp} et E_{\parallel} sont identiques. Ceci entraîne l'annulation du paramètre A de l'équation (2.4) et par conséquent l'intensité mesurée correspond au paramètre $B = E_{\parallel}^2$.

La dernière remarque concerne la séparation des composantes de réflexion spéculaire et diffuse. Les méthodes colorimétrique [SHAFER85] et polarimétrique [WOLFF91] présentées au paragraphe 2.3.3 effectuent cette séparation au niveau d'une région pour laquelle on suppose la couleur ou la polarisation uniforme. Or le fait d'effectuer un traitement au niveau d'une région et non pas au niveau d'un pixel est un inconvénient dans le sens où il est nécessaire de vérifier l'hypothèse d'uniformité sur la région considérée ce qui nécessite une segmentation (préalable ou simultanée) en zones homogènes. Il y a alors un risque d'obtenir des résultats erronés si l'hypothèse n'est pas vérifiée dans la zone de traitement. La qualité de la segmentation est donc directement liée à la précision des résultats obtenus. Il y a donc un compromis difficile à trouver entre le temps de calcul nécessaire pour effectuer la segmentation et la qualité de cette segmentation. En effet, le temps de calcul doit être suffisamment court pour envisager une application industrielle de contrôle de qualité ou de vision artificielle dans le cas de la robotique.

D'un autre côté Nayar a proposé une méthode utilisant simultanément l'information de polarisation et de couleur de l'onde à caractériser dans le but d'effectuer la séparation diffus-séculaire au niveau pixel. Or l'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne travaille pas réellement au niveau pixel puisqu'elle nécessite la connaissance de la composante diffuse des pixels voisins. De plus, cette méthode est itérative, le temps de calcul n'est donc pas maîtriser

car il dépend de l'image de la scène observée. Ce temps de calcul est beaucoup plus important dans le cas d'une image présentant de nombreuses zones de reflets (réflexion spéculaire) que dans le cas d'une image relativement matte (réflexion diffuse). En effet, dans le premier cas, les pixels appartenant aux zones de reflets n'ont pas de voisins pour lesquels la valeur de la composante de réflexion diffuse est connue. Il est donc nécessaire, dans ce cas, d'effectuer un grand nombre d'itérations avant que tous les points de ces zones soient traités.

2.6.2 Présentation de notre contribution

La contribution de notre travail qui va être présentée dans le chapitre suivant consiste, d'après les limitations des méthodes existantes qui viennent d'être évoquées, à proposer un dispositif de mesures permettant:

- De s'affranchir de la connaissance des angles de rotations ψ du polariseur d'analyse. L'utilisation d'une méthode d'autocalibrage est ainsi présentée. Cette dernière permet de se passer d'un ajustement précis des rotations appliquées au polariseur et de remédier à un éventuel décalage de l'axe principal (offset sur les angles de rotation). La précision et la fiabilité de l'estimation des paramètres de polarisation (angle de polarisation ϕ , intensité minimale I_{MIN} et maximale I_{MAX}) seront alors accrues.
- De caractériser complètement, l'état de polarisation de n'importe quelle onde lumineuse. C'est à dire d'estimer dans un premier temps le degré de polarisation de cette onde de manière à séparer ses composantes polarisée et non polarisée et de déterminer ensuite la forme décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique de la partie complètement polarisée (voir chapitre 1). Le dispositif de mesure présenté permettra alors, comme la caméra polarimétrique de Wolff, d'obtenir des informations visuelles sur l'état de polarisation de l'onde lumineuse observée. En revanche le dispositif ne sera pas limité au cas particulier d'une onde partiellement linéairement polarisée. Ces informations polarimétriques pourront ensuite être exploitées pour obtenir des informations sur la scène observée.

Chapitre 3

Dispositifs de mesures polarimétriques proposés

3.1 Estimation robuste et précise de l'angle de polarisation d'une onde lumineuse

3.1.1 Problématique

Nous avons vu au chapitre précédent que les méthodes polarimétriques existantes, appliquées en analyse de scène, utilisent l'état de polarisation d'une onde lumineuse réfléchie sur un objet dans le but d'obtenir des informations sur ce dernier. Pour cela, la majorité d'entre elles observent la scène au travers un filtre polarisant linéaire. Elles estiment alors, pour chaque pixel de l'image, l'angle de polarisation φ de l'onde lumineuse réfléchie et utilisent ce paramètre pour déterminer l'orientation géométrique des objets constituant la scène observée.

L'intensité mesurée pour une orientation angulaire ψ donnée de l'axe principal du polariseur est modélisée par l'équation (2.4) qui comporte trois inconnues A , B et φ . D'un point de vue mathématique ces inconnues peuvent être estimées en effectuant uniquement trois acquisitions, pour trois positions angulaires différentes ψ du filtre, et en résolvant le système d'équations (3.1)

$$\begin{cases} I_1 = A \cos^2(\psi_1 - \varphi) + B \\ I_2 = A \cos^2(\psi_2 - \varphi) + B \\ I_3 = A \cos^2(\psi_3 - \varphi) + B \end{cases} \quad (3.1)$$

Cependant, en pratique, à cause du bruit de mesure (fluctuation de l'intensité d'éclairage, bruit électronique de la caméra,...) il est souvent nécessaire d'augmenter ce nombre d'acquisitions et de résoudre le système au sens des moindres carrés. Ainsi, dans la littérature, le nombre d'acquisitions effectuées varie considérablement d'une méthode à l'autre. Joubert [JOUBERT 93] et Chafiqi [CHAFI98] utilisent par exemple quatre acquisitions, pour des orientations de l'axe principal du polariseur de 0, 45, 90 et 135° par rapport à la position de référence, alors que Saito [SAITO 99] effectue trente six acquisitions, une tout les 5°. D'une manière générale, ces approches réalisent un compromis entre la rapidité du processus de mesure et la robustesse de la solution obtenue.

Néanmoins, malgré un nombre d'acquisitions élevé, il peut arriver que l'estimation des inconnues A , B et φ soit erronée. Cela s'explique par le fait que la précision d'estimation de

ces paramètres ne dépend pas uniquement des perturbations extérieures, elle est également directement liée à précision des rotations ψ appliquées au polariseur. Or il est difficile de garantir un positionnement parfait de l'axe principal du polariseur dans une orientation ψ donnée. Il est encore plus difficile de garantir un ajustement précis dans le temps. En effet, il se peut qu'au cours du temps le polariseur tourne dans son support d'un certain angle noté β . Dans ce cas, lorsque la graduation "0°" de la partie mobile du support est alignée avec le repère de la partie fixe, l'axe principal du filtre n'est plus dans la position de référence horizontale (voir figure 3.1):

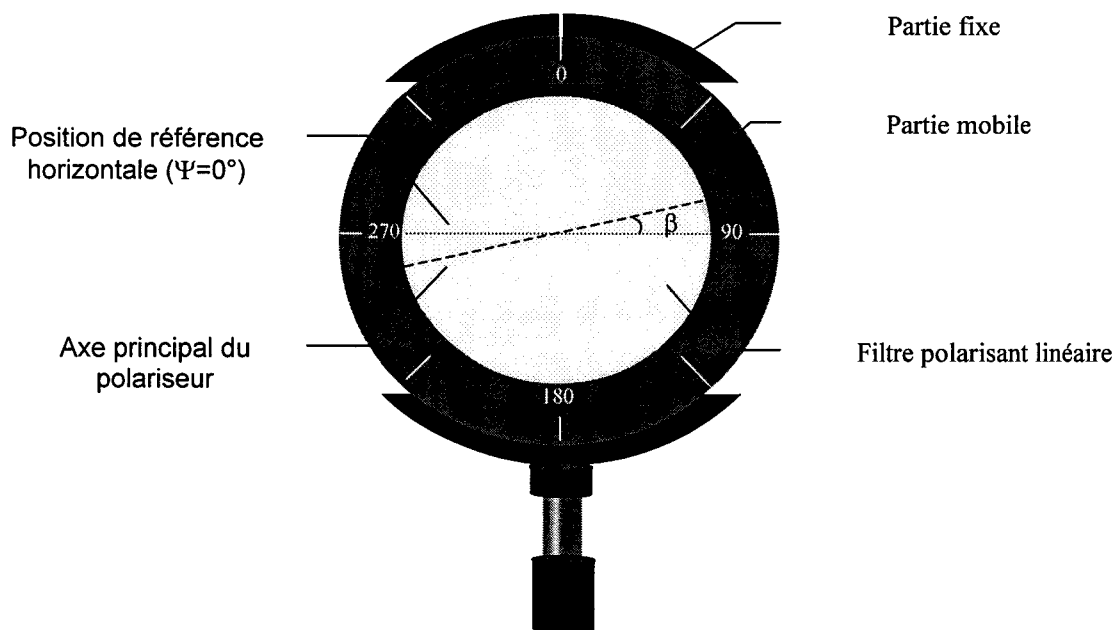


Fig 3.1: Décalage du filtre polarisant linéaire dans son support

Dans le cas où les différentes rotations sont effectuées à l'aide d'un moteur pas à pas [CHAFI98] il se peut également que l'axe du moteur se décale légèrement au cours du temps.

Le problème majeur du dispositif de mesures utilisé par les méthodes polarimétriques précédemment citées est donc qu'il est difficile de garantir un positionnement parfait de l'axe principal du polariseur dans une position horizontale lorsque l'angle de rotation ψ est fixé à 0° . Dans le cas où la position angulaire de l'axe principal est décalée, les rotations réellement appliquées au polariseur valent $\psi + \beta$ et non ψ ce qui entraîne un biais de mesures et par conséquent une estimation erronée des paramètres A , B et φ . Une augmentation du nombre

d'acquisitions n'a, dans ce cas, aucune influence sur la précision d'estimation car ces dernières sont alors obtenues pour des rotations comportant toutes un offset.

Le dispositif de mesures, utilisant des composants à cristaux liquides, proposé par Wolff (voir paragraphe 2.4.2) n'apporte qu'une solution partielle à ce problème. En effet, l'avantage de ce dispositif est qu'il ne nécessite pas d'action mécanique sur les composants optiques et par conséquent limite le risque de décalage de l'axe principal du polariseur utilisé (maintenu dans une position de référence). En revanche, les composants à cristaux liquides sont sensibles à la température (à titre d'exemple, on peut citer une dérive de 0.4% par °C pour les composants Meadowlark). Les rotations appliquées par ces composants aux composantes de polarisation de l'onde lumineuse, autour de la direction de propagation, peuvent donc évoluer et devenir imprécises avec l'élévation de température dans des conditions de mesures particulières, tel que le milieu industriel. Ce phénomène peut alors entraîner une estimation erronée des inconnues.

3.1.2 Principe d'autocalibrage du dispositif

Dans le but de remédier à ce problème et par conséquent d'augmenter la précision d'estimation de l'angle de polarisation φ , qui est directement lié à détermination de l'orientation des objets observés, nous proposons de considérer les angles de rotation ψ inconnus. Dans ce cas, tous les paramètres du modèle (2.4) permettant de prédire la valeur de l'intensité observée I en fonction de la position angulaire du polariseur deviennent inconnus.

En effectuant, sous cette condition, N acquisitions pour différentes positions du polariseur on obtient N équations (I_1, I_2, \dots, I_N) pour $N+3$ inconnues $(A, B, \varphi, \psi_1, \psi_2, \dots, \psi_N)$. Ce système d'équations est donc sous-déterminé quel que soit le nombre d'acquisitions et ne peut par conséquent pas être résolu. Ce problème peut être caractérisé par la définition d'un paramètre r , appelé redondance du système, correspondant à la différence entre le nombre d'équations et le nombre d'inconnues. Dans le cas présent, r est négatif car il y a plus d'inconnues que d'équations.

Notre objectif consiste donc à proposer une méthode de mesures permettant de considérer les angles de rotation ψ inconnus, tout en obtenant une valeur du paramètre r

positive de manière à pouvoir résoudre le système d'équations [TERRIER01a]. D'un point de vue conceptuel, une solution permettant d'augmenter l'observabilité du système consiste à réaliser une projection du modèle suivant différents axes. Chaque projection fournit alors une nouvelle équation et donc une observation supplémentaire du système. Dans notre application particulière, cela peut être réalisé en projetant, au moyen d'un dispositif approprié, la sortie du dispositif précédent suivant deux directions de polarisation.

3.1.2.1 Dispositif de mesures proposé

Le dispositif de mesures que nous proposons est représenté figure 3.3. Celui-ci est constitué, pour sa partie avant, d'un filtre polarisant linéaire, dont l'axe principal peut être tourné mécaniquement d'un angle ψ par rapport à l'horizontale. Ce filtre est ensuite suivi par un "Polarizing cube beamsplitter", composant optique que nous appellerons par la suite "PCB".

D'un point de vue technologique, le PCB est formé de deux prismes à angles droits, accolés l'un à l'autre par leurs hypoténuses. Un empilement de films diélectriques est placé entre ces deux prismes de façon à ce que le composant ainsi réalisé ait la propriété de décomposer le champ électrique d'une onde lumineuse incidente sur une base orthogonale. Le principe de fonctionnement d'un tel composant est illustré fig. 3.2. Cette représentation correspond à une vue de dessus.

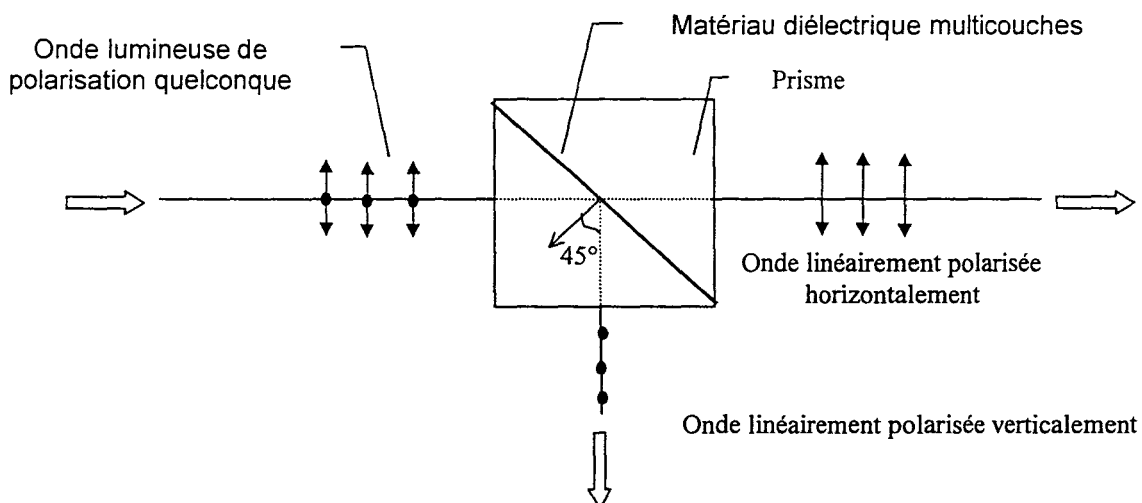


Fig. 3.2: Principe de fonctionnement d'un cube séparateur de composantes de polarisation (vue de dessus)

Lorsqu'une onde lumineuse arrive perpendiculairement sur la face avant du PCB, cette onde pénètre dans le premier prisme et rencontre l'empilement de films diélectriques. L'angle d'incidence entre le rayon incident et la normale aux films vaut alors 45° . Or l'indice de réfraction du matériau diélectrique constituant ces films est choisi de manière à ce que l'angle de Brewster soit égal à 45° . L'onde réfléchi sur ce matériau est alors complètement linéairement polarisée (d'après les équations de Fresnel) perpendiculairement au plan d'incidence (qui est horizontal), c'est à dire verticalement. Comme l'angle de réflexion est égal à l'angle à l'angle d'incidence, celui-ci vaut également 45° . L'onde lumineuse réfléchi, linéairement verticalement polarisée, émerge donc sur la face latérale du composant.

L'onde transmise au travers du matériau diélectrique est quant à elle complètement linéairement polarisée parallèlement au plan d'incidence, c'est à dire horizontalement.

Ce composant permet donc de décomposer le champ électrique d'une onde lumineuse sur une base orthogonale dont un axe est horizontal et l'autre vertical, il sépare ainsi les composantes de polarisation de cette onde.

Deux caméras CCD sont placées derrière les faces arrière et latérale du PCB, de manière à mesurer les intensités I_{VERTI} et I_{HORI} des ondes lumineuses réfléchi et transmise par celui-ci (voir fig. 3.3).

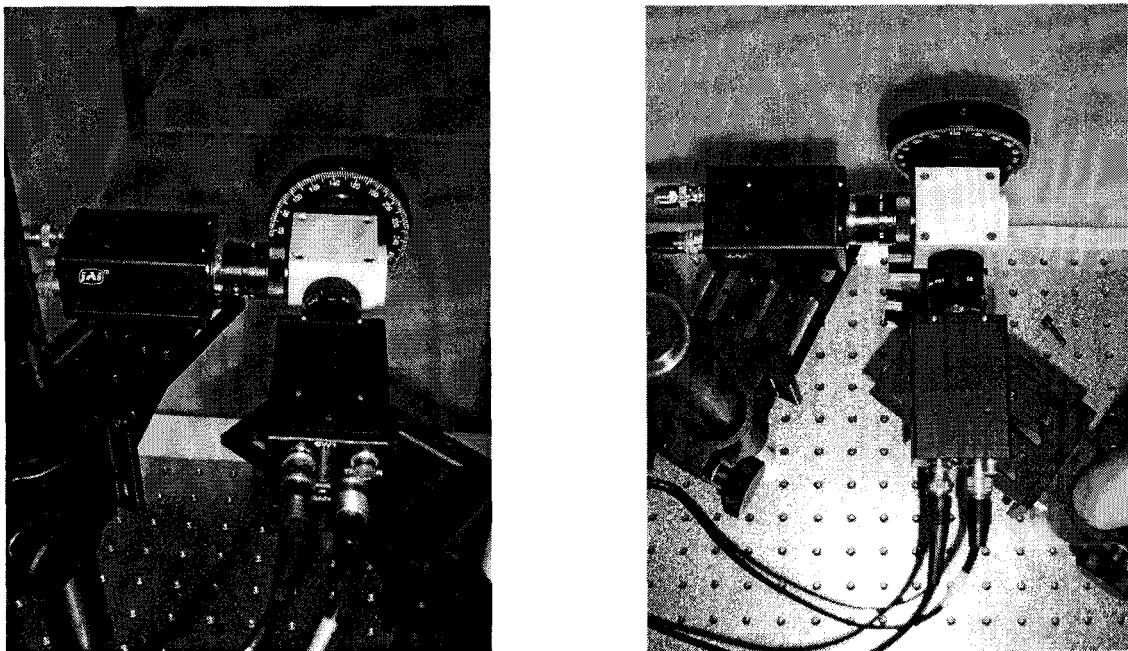


Fig. 3.3: Dispositif de mesures proposé

3.1.2.2 Modélisation des intensités mesurées

Les composantes de polarisation E_{\perp} et $E_{//}$ de l'onde lumineuse se présentant à l'entrée du dispositif sont dans un premier temps projetées sur l'axe principal du polariseur comme il est illustré figure 3.4.

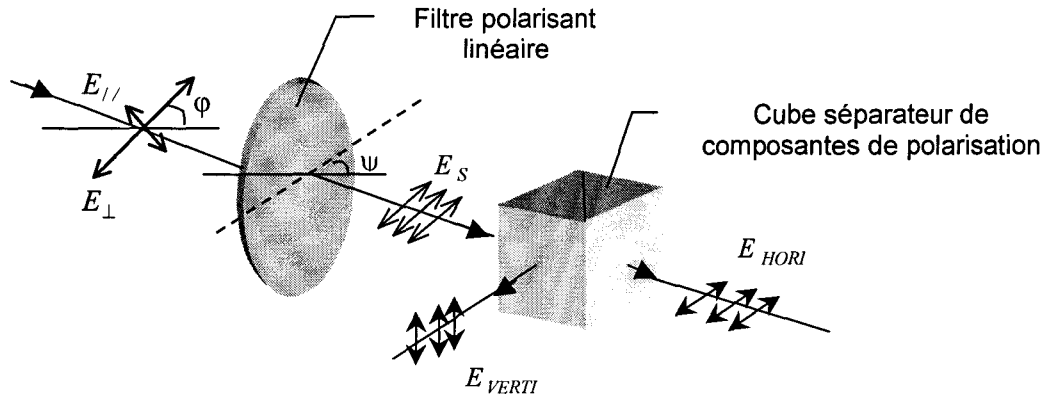


Fig. 3.4: Dispositif de mesures proposé

Les projections respectives $E_{\perp PROJ}$ et $E_{// PROJ}$ de ces composantes de polarisation (équations (2.1) et (2.2)) sont ensuite décomposées, par le cube séparateur de composantes de polarisation, sur la base orthogonale définie par un axe vertical et l'autre horizontal. Cette décomposition est illustrée par les figures 3.5 et 3.6:

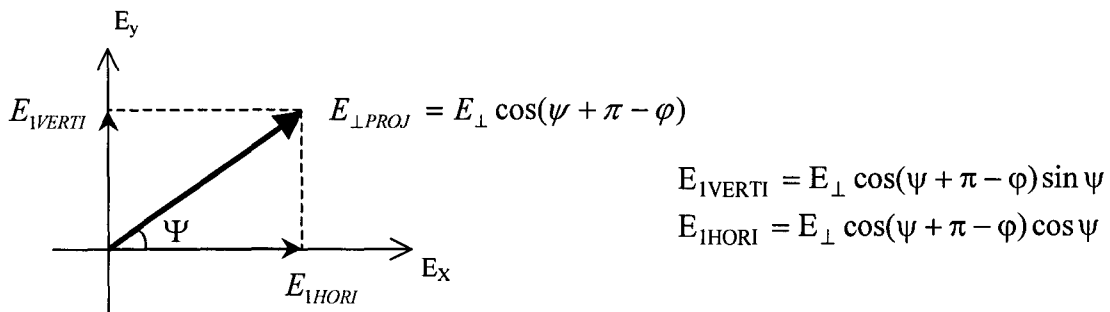
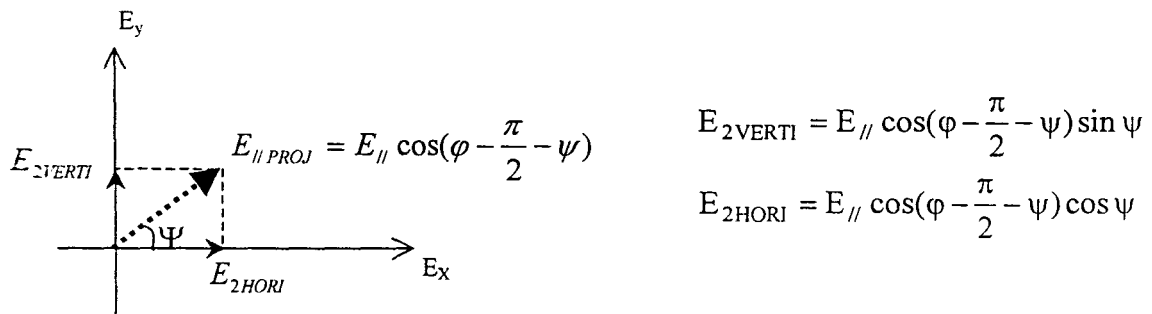


Fig. 3.5 : Décomposition orthogonale du champ électrique $E_{\perp PROJ}$ par le cube séparateur

Fig. 3.6 : Décomposition orthogonale du champ électrique $E_{//\text{PROJ}}$ par le cube séparateur

Les intensités mesurées par les caméras, placées respectivement derrière la face latérale et la face arrière du cube, sont alors données, d'après le principe de sommation des énergies, par les équations suivantes:

$$I_{\text{VERTI}} = E_{\perp}^2 \cos^2(\varphi - \psi) \sin^2(\psi) + E_{//}^2 \cos^2\left(\varphi - \frac{\pi}{2} - \psi\right) \sin^2(\psi) \quad (3.2)$$

$$I_{\text{HORI}} = E_{\perp}^2 \cos^2(\varphi - \psi) \cos^2(\psi) + E_{//}^2 \cos^2\left(\varphi - \frac{\pi}{2} - \psi\right) \cos^2(\psi) \quad (3.3)$$

Ces intensités peuvent également s'écrire sous la forme:

$$I_{\text{VERTI}} = A \sin^2(\psi) [\cos^2(\varphi - \psi) + B] \quad (3.4)$$

$$I_{\text{HORI}} = A \cos^2(\psi) [\cos^2(\varphi - \psi) + B] \quad (3.5)$$

Où $A = E_{\perp}^2 - E_{//}^2$ et $B = \frac{E_{//}^2}{E_{\perp}^2 - E_{//}^2}$ dans ce nouveau modèle.

Dans le but de prendre en compte la différence d'ouverture des iris des deux caméras et également la différence entre les atténuations que subissent les ondes lumineuses réfléchies et transmises lors de leur propagation au travers du PCB, il est nécessaire d'introduire une constante α dans le modèle précédent. Celui-ci devient donc:

$$\begin{cases} I_{\text{VERTI}} = \alpha A \sin^2(\psi) [\cos^2(\varphi - \psi) + B] \\ I_{\text{HORI}} = A \cos^2(\psi) [\cos^2(\varphi - \psi) + B] \end{cases} \quad (3.6)$$

3.1.2.3 Estimation robuste et précise de l'angle de polarisation φ

En considérant que les angles de rotations Ψ appliquées au polariseur ne peuvent pas être connus précisément on obtient, en effectuant une acquisition, un système de deux équations (I_{VERTI} et I_{HORI}) à cinq inconnues (α , A , B , φ et Ψ). Pour pouvoir estimer la valeur de ces inconnues, et notamment celle de l'angle de polarisation φ , il est donc nécessaire d'effectuer plusieurs acquisitions de manière à obtenir une redondance r positive.

L'avantage du dispositif de mesures proposé par rapport à celui utilisé dans les méthodes existantes est que le nombre d'équations augmente plus rapidement que le nombre d'inconnues lorsqu'on augmente le nombre d'acquisitions. Ainsi, avec N mesures, obtenues pour N positions différentes du filtre polarisant linéaires, on obtient $2N$ équations et $N+4$ inconnues (α , A , B , φ et N valeurs de Ψ) pour chaque pixel de l'image de la scène observée. La redondance du système r vaut dans ce cas $2N-(N+4) = N-4$ (nombre d'équations moins nombre d'inconnues). Par conséquent, la valeur des inconnues peut être déterminée en effectuant au minimum quatre acquisitions ($r \geq 0$). Plus ce nombre d'acquisitions sera élevé, plus l'estimation des inconnues sera précise.

3.1.2.4 Avantages et limitations de ce dispositif de mesures

Le point fort du dispositif proposé est qu'il ne nécessite pas un ajustement précis des angles de rotations appliquées au polariseur car il est basé sur le principe d'autocalibrage [MAYBA92], [LONG97]. Cela signifie que les paramètres de réglage du dispositif sont estimés en même temps que les inconnues caractérisant l'état de polarisation de l'onde lumineuse observée. La précision d'estimation est ainsi insensible au fait que le polariseur puisse éventuellement être décalé dans son support et par conséquent que les rotations appliquées puissent être mesurées avec un biais.

En revanche, les propriétés polarimétriques du PCB se dégradent rapidement lorsque les rayons lumineux incidents s'écartent de $\pm 2^\circ$ par rapport à la normale à la face avant (voir figure 3.7). Cela est dû au fait que l'angle d'incidence du rayon lumineux sur l'empilement de films diélectriques doit être proche de l'angle de Brewster (45°) de manière à ce que l'onde

réfléchi soit complètement linéairement polarisée. Cette limitation impose de travailler au centre de l'image de la scène observée.

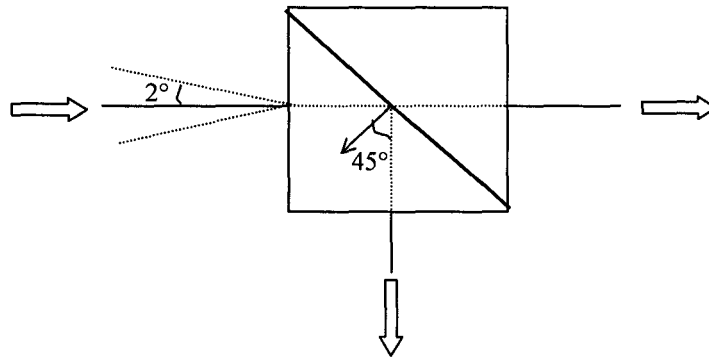


Fig. 3.7: Champ d'observation du cube séparateur de composantes de polarisation

L'autre limitation du dispositif proposé est qu'il requiert l'utilisation de deux caméras. Il est donc nécessaire d'effectuer une étape de mise en correspondance entre les images obtenues par ces caméras.

3.1.3 Mise en œuvre expérimentale du dispositif

3.1.3.1 Choix des composants optiques

Le filtre polarisant linéaire utilisé est un modèle Polaroid de type HN32 dont les caractéristiques en fonction de la longueur d'onde sont illustrées figure 3.8:

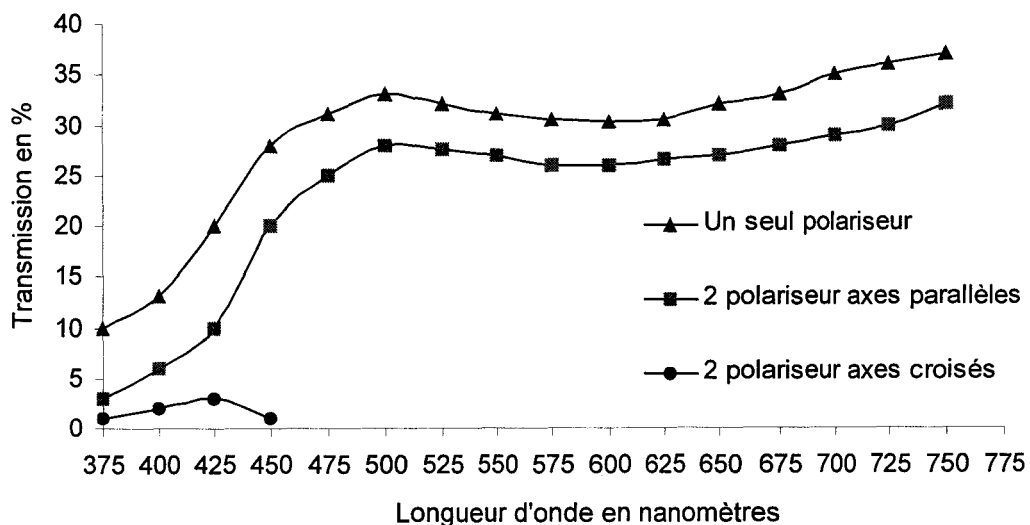


Fig. 3.8: Caractéristiques spectrales du filtre polarisant linéaire HN32

Ce polariseur présente l'avantage d'offrir une bonne atténuation en mode croisé. L'intensité résiduelle est dans ce cas de l'ordre de 0.005%. Les caractéristiques sont également relativement constantes en fonction de la longueur d'onde dans le domaine du visible.

Le cube séparateur de composantes de polarisation (modèle 03PBB005 du fabricant Melles Griot) présente lui aussi des caractéristiques de fonctionnement indépendantes de la longueur d'onde dans le domaine du visible (voir fig. 3.9).

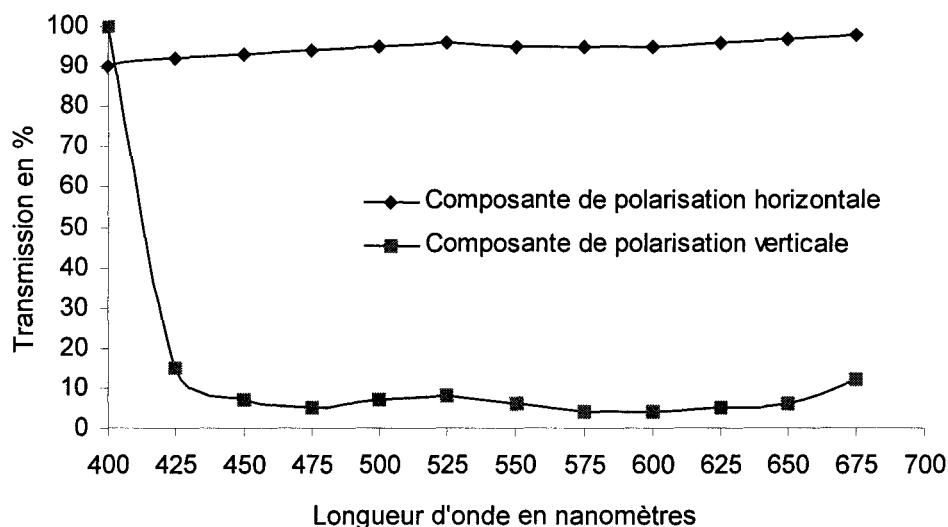


Fig. 3.9: Caractéristiques spectrales du cube séparateur de composantes de polarisation pour une onde lumineuse incidente linéairement horizontalement polarisée

Les caméras employées sont de marque JAI modèle CV-M300. Celles-ci ont l'avantage d'avoir un très bon rapport signal sur bruit (supérieur à 58 dB) et une forte sensibilité (intensité minimale 0.05 lux) ce qui fait qu'elles sont particulièrement bien adaptées à l'estimation des paramètres de polarisation. En effet, l'onde lumineuse subit une forte atténuation lors de sa propagation au travers des divers composants optiques avant de parvenir à la caméra. La sensibilité de cette dernière doit donc être importante. D'un autre côté, les mesures d'intensité doivent également être robustes au bruit car la précision d'estimation des paramètres polarimétriques est directement liée à la précision de ces mesures. Les caméras doivent donc avoir un rapport signal sur bruit élevé. Ces caméras ont de plus une commande automatique de gain qui peut être débrayée (critère de choix essentiel) et possède une résolution de 752*582 pixels avec une CCD de taille 2/3 de pouce.

3.1.3.2 Mise en correspondance des images obtenues par les deux caméras

Avant de pouvoir résoudre le système d'équations (3.6) il est nécessaire d'effectuer une étape de recalage des images obtenues par les deux caméras. Le but est que les intensités I_{VERTI} et I_{HORI} , mesurées pour un pixel de coordonnées (x,y) dans chacune des images, correspondent après recalage au même point de la scène.

La méthode utilisée consiste à observer une mire comportant un certain nombre de points et à trouver la transformation géométrique qui permet de superposer l'image de ces points obtenue par une caméra à l'image des points obtenue par l'autre caméra.

La méthodologie est alors la suivante:

Dans un premier temps, il est nécessaire de retourner l'image formée par les rayons lumineux d'intensité I_{VERTI} par rapport à un axe vertical, passant par le centre de l'image, de façon à annuler l'effet miroir.

Une fois cette image retournée, la procédure de recalage proprement dite consiste à sélectionner, dans chacune des images de la mire, la position de M points. Les coordonnées de ces points sont alors notées $\bar{p}_1, \bar{p}_2, \dots, \bar{p}_M$ dans l'image transmise (I_{HORI}) et $\bar{P}_1, \bar{P}_2, \dots, \bar{P}_M$ dans l'image réfléchie (I_{VERTI}).

$$\text{Avec } \bar{p} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \text{ et } \bar{P} = \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

On fait alors l'hypothèse que la transformation géométrique permettant de superposer les points p_i et P_i est une transformation 2D, constituée uniquement d'une rotation R et d'une translation T . Cette hypothèse est vérifiée si les axes optiques de chacune des caméras sont perpendiculaires aux faces du cube séparateur de composantes de polarisation. Ce modèle de déformation rigide, bien qu'assez rudimentaire, fournit des résultats suffisants pour l'application qui nous concerne. Un modèle d'ordre supérieur pourrait être mis en œuvre dans le but d'obtenir une mise en correspondance plus fine, si nécessaire.

En supposant le modèle précédent vérifié, on définit une distance d_i de la façon suivante

$$d_i = \left\| \overrightarrow{R \cdot \vec{P}_i + \vec{T} - \vec{p}_i} \right\| \quad (3.8)$$

Où R est une matrice de rotation et T est un vecteur de translation donnés par les relations suivantes:

$$R = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

$$\text{et } \vec{T} = \begin{bmatrix} T_x \\ T_y \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

L'étape de recalage revient ensuite à estimer la valeur des trois paramètres θ , T_x et T_y qui minimisent l'expression D donnée par:

$$D = \sum_{i=1}^M d_i \quad (3.11)$$

Après avoir estimé ces paramètres on applique la rotation R et la translation T à tous les pixels de l'image réfléchie (I_{VERTI}).

Les figures 3.10, 3.11 et 3.12 illustrent le recalage effectué à partir d'une mire comportant vingt six croix (numérotées de 1 à 26 dans la figure 3.9). Treize croix (numéros impairs) ont été sélectionnées ($M=13$) pour estimer les paramètres θ , T_x et T_y . Treize autres croix (numéros pairs) ont également été sélectionnées pour estimer la précision du recalage.

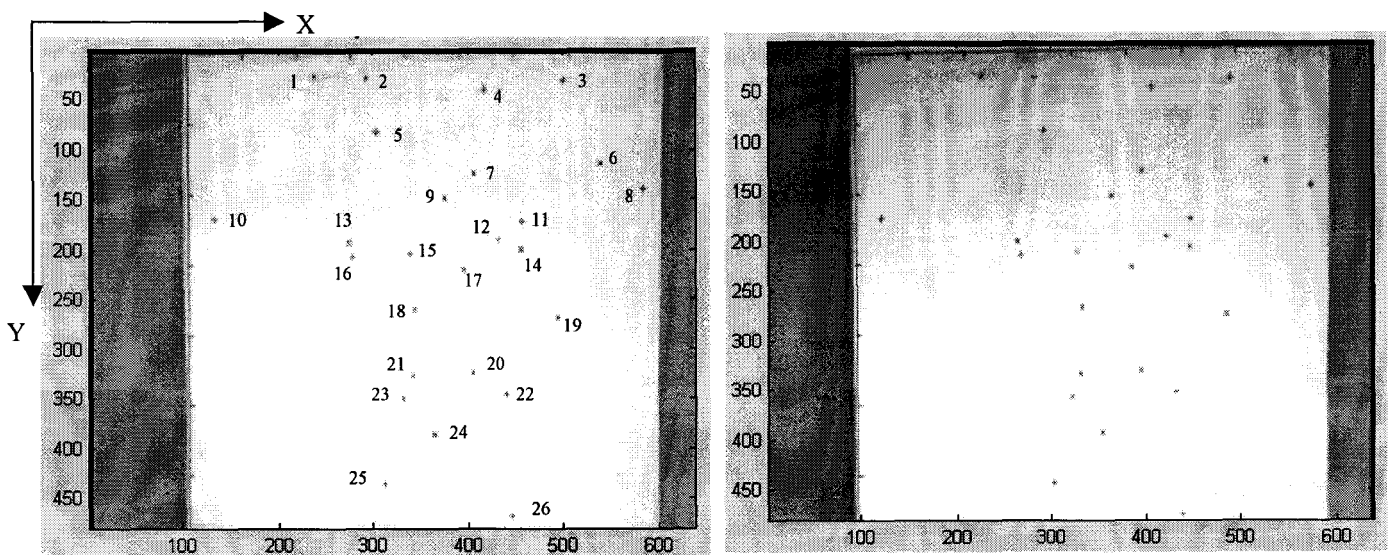


Fig. 3.10: Positions initiales des croix de la mire (image transmise à gauche et image réfléchie retournée à droite)

La position des centres de gravité (notée (x,y) dans l'image transmise et (X,Y) dans l'image réfléchie retournée) de ces différentes croix est ensuite déterminée dans les deux images. Ces couples de coordonnées (x,y) et (X,Y) sont reportés dans le tableau de la figure 3.11.

Point	IMAGE TRANSMISE		IMAGE REFLECHIE (avant recalage)		IMAGE REFLECHIE (après recalage)	
	x	y	X	Y	X	Y
1	236.4	27.27	224.7	33.98	236.1	27.1
2	292.3	29.02	280.7	35.31	292.1	28.8
3	498.7	31	487.4	36.14	498.8	30.8
4	415	40	403.8	45.5	415.14	39.7
5	303.2	82.53	292	86.6	303.1	82.1
6	536.7	113.8	526	119	536.9	113.8
7	404.2	123.2	393.5	129.1	404.4	123.2
8	581.5	139.1	570.9	143.8	581.7	138.9
9	373	147.5	362.3	153.6	373	147.5
10	131.9	168.2	120.9	175.9	131.5	168.4
11	455.3	171.4	444.9	176.7	455.5	171.1
12	430.1	188.8	419.7	194.7	430.2	188.9
13	273.9	192.2	263.2	199.5	273.7	192.9
14	455	199.1	444.6	204.7	455	199.1
15	337.5	203.5	327.1	209.7	337.5	203.4
16	277.5	206.5	267	213.4	277.4	206.8
17	393.6	219.4	383	225.5	393.3	219.5
18	342.4	259.1	332	265.6	342.1	259.3
19	493	267.6	483	273	493	267.6
20	402.6	323	393	329	402.7	323.1
21	340.8	325.7	331	332.4	340.7	326.1
22	439.6	344.5	430	350.5	439.6	344.8
23	331.4	348.7	321.4	355.3	331	349
24	363.3	384.5	353.5	391	362.9	384.9
25	312.4	434	303	441	312.1	434.6
26	445.4	466.1	436	472.3	444.9	466.6

Fig. 3.11: Position des centres de gravité des croix de la mire dans chacune des images avant et après recalage (en pixels)

On s'aperçoit dans ce tableau, qu'après estimation et application de la transformation géométrique du recalage, que les coordonnées (x,y) des centres de gravité des croix de l'image transmise sont très proches de celles des centres de gravité (X,Y) des croix de l'image réfléchie recalée.

Pour cet exemple, la distance moyenne initiale (prise avec $\theta = 0$, $T_x = 0$, $T_y = 0$) des valeurs d_i est de 12.2 pixels avec un écart type de 0.57 pour les points de traitement (numéros impairs) et de 12.1 pixels avec un écart type de 0.69 pour les points de contrôle (numéros pairs).

Les valeurs des paramètres θ , T_x et T_y qui minimisent l'expression D (eq. 3.11) sont dans ce cas respectivement 0.32 degrés, 11.6 et -8.14 pixels. Après application de cette transformation géométrique la distance moyenne entre les points de traitement devient 0.33 pixels avec un écart type de 0.21 et 0.33 pixels avec un écart type de 0.18 pour les points de contrôle.

La figure 3.12 illustre la superposition des points de contrôle dans les deux images après application du recalage.

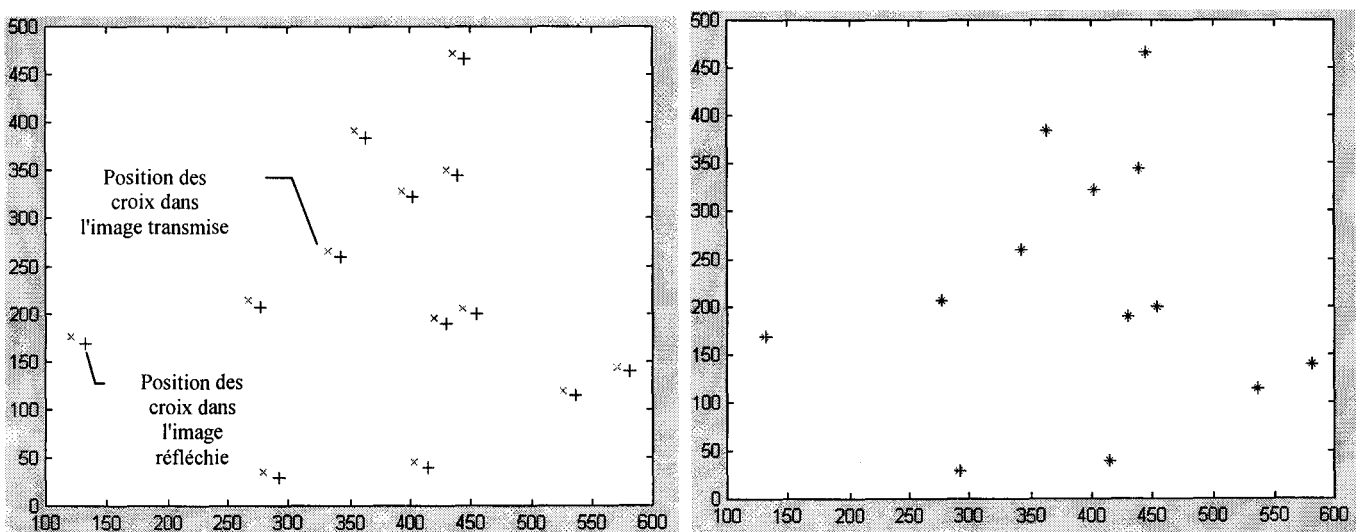


Fig. 3.12: Position des croix dans l'image réfléchie et dans l'image transmise avant (à gauche) et après (à droite) recalage

3.1.3.3 Initialisation des inconnues

Après avoir effectué cette étape de recalage il est possible de résoudre, pour un couple donné de pixels, le système d'équations (3.6). Pour cela, un algorithme de résolution numérique des moindres carrés non linéaires de type Levenberg-Marquardt [MORE77] est utilisé.

Cet algorithme détermine la valeur des paramètres α , A , B , φ et Ψ_i avec $i=1$ à N (où N correspond au nombre d'acquisitions) qui minimisent l'expression Y définie de la façon suivante:

$$Y = \sum_{i=1}^N (\alpha A \sin^2(\psi_i) [\cos^2(\varphi - \psi_i) + B] - I_{\text{VERT}i})^2 + \sum_{i=1}^N (A \cos^2(\psi_i) [\cos^2(\varphi - \psi_i) + B] - I_{\text{HORI}i})^2 \quad (3.12)$$

D'un point de vue algorithmique, pour effectuer l'estimation de ces paramètres il est dans un premier temps nécessaire de les initialiser:

- La valeur de α est initialisée 1, c'est à dire qu'on suppose que l'ouverture des iris des deux caméras est identique, de même que les atténuations provoquées par le cube séparateur de composante de polarisation.
- Les angles de rotations ψ_i sont initialisés avec les valeurs mesurées sur le support du filtre polarisant, considérées comme premières approximations des valeurs exactes des angles de rotations réellement appliquées au polariseur.
- Les paramètres A , B , et φ sont quant à eux estimés approximativement en supposant les angles ψ_i connus et en résolvant analytiquement les expressions

$$\frac{dY}{dA} = 0, \quad \frac{dY}{dB} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dY}{d\varphi} = 0 \quad (\text{voir annexe 2}).$$

On cherche ainsi à déterminer la valeur de A , B et φ qui minimise la fonctionnelle Y (eq. 3.12), c'est à dire celle qui permet d'obtenir la meilleure adéquation entre le modèle mathématique et les intensités mesurées, dans le cas où les angles de rotation du polariseur sont connus avec précision



Dans le but de simplifier ces calculs analytiques, nous n'utilisons que quatre acquisitions pour déterminer la valeur d'initialisation des paramètres A , B et φ . Les quatre angles ψ_i sont choisis de manière à obtenir une bonne excursion du filtre polarisant. Nous avons ainsi décidé d'effectuer des acquisitions pour des positions du polariseur de 0 , 45 , 90 et 135° par rapport à la position de référence, de manière à répartir ces angles uniformément sur la période angulaire du filtre polarisant qui est de 180° .

Le problème est que la valeur des paramètres A , B et φ qui annule l'expression de la dérivée de la fonction Y (eq 3.12) par rapport à chacun des paramètres ($\frac{dY}{dA}$, $\frac{dY}{dB}$ et $\frac{dY}{d\varphi}$) ne peut pas être estimée uniquement à partir des intensités mesurées (I_{VERT_i} et I_{HORI_i}). En effet, la valeur de A dépend également de celle de B et de φ (eq. A.2.9) alors que la valeur de B et de φ dépend quant à elle de celle de A (eq. A.2.13 et A.2.21). La valeur d'initialisation des paramètres A , B et φ de l'équation (3.12) est donc calculée par un processus itératif qui consiste, pour une itération donnée, à estimer cette valeur à l'aide des relations (A.2.9), (A.2.13) et (A.2.21) en utilisant la valeur de A , B et φ calculée à l'itération précédente. Ce processus itératif convergent est stoppé lorsque la différence entre les valeurs des paramètres calculées pour deux itérations successives est inférieure à 0.01 .

3.1.4 Validation du dispositif de mesures proposé

Afin de valider le dispositif proposé et d'évaluer sa pertinence, nous avons dans un premier temps effectué des simulations informatiques dans le but de vérifier la capacité de l'algorithme développé à résoudre le problème posé. L'amélioration de l'estimation des paramètres du modèle, lorsque les angles de rotation du polariseur sont biaisés, a ainsi été mise en évidence par rapport au dispositif précédent. Dans un deuxième temps, nous avons effectué des mesures expérimentales de manière à vérifier la réelle adéquation entre le modèle proposé et la nature du phénomène physique.

3.1.4.1 Simulations

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'erreur commise par les méthodes existantes sur l'estimation de l'angle de polarisation φ lorsque la position de référence du polariseur est décalée. Nous avons ainsi effectué des simulations informatiques de l'estimation des paramètres du modèle (2.4) proposé par ces méthodes en supposant les valeurs des angles de rotations ψ du polariseur connues et égales à 0, 45, 90 et 135° [JOUBERT 93] alors qu'elles présentent en réalité un offset.

Une première série d'images de synthèse a donc été créée pour différentes valeurs de φ variant de 0 à 180° et pour des angles ψ fixés à 1, 46, 91 et 136° (offset de 1°). Une seconde série a également été créée pour les mêmes valeurs de φ mais avec des angles ψ fixés cette fois à 2, 47, 92 et 137° (offset de 2°). Pour chaque valeur de φ quatre images ont ainsi été générées d'après le modèle (2.4). Ces images ont également été bruitées avec un bruit gaussien de valeur moyenne nulle et d'écart type 2.

La figure 3.13 illustre l'évolution de la moyenne des erreurs commises en valeur absolue (moyenne des valeurs absolues des erreurs pour tous les pixels de l'image) sur l'estimation de l'angle de polarisation φ en fonction de la valeur réelle de ce paramètre. On peut constater que plus l'offset est important plus l'erreur d'estimation est grande.

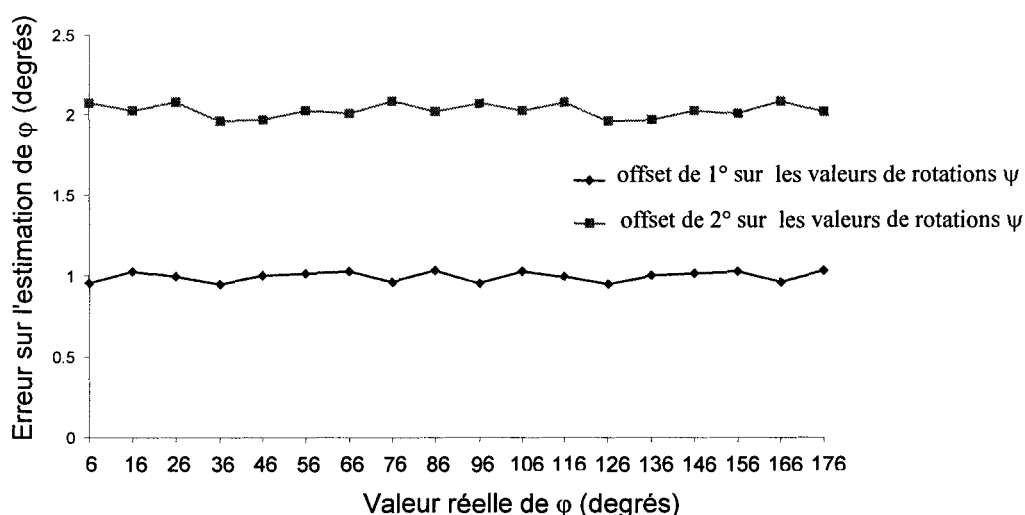


Fig. 3.13: Erreur commise par les méthodes existantes sur l'estimation de φ lorsque les rotations ψ présentent un offset

Dans un deuxième temps, nous avons estimé, dans les mêmes conditions, l'erreur commise avec le dispositif proposé. Pour cela nous avons simulé, à partir des équations (3.6), quatre acquisitions et par conséquent généré huit images de synthèse simulant les images obtenues par les deux caméras. Les résultats d'estimation de l'angle de polarisation ϕ illustrés figure 3.14 montrent que, contrairement au dispositif précédent, le dispositif proposé fournit une estimation correcte de ce paramètre sans nécessiter un ajustement précis des angles de rotations ψ appliqués au polariseur. De plus, on constate que l'erreur commise sur l'estimation est indépendante de l'erreur de mesure de ces angles (les résultats sont à peu près identiques pour un décalage de l'axe principal du filtre polarisant de 1° et 2°).

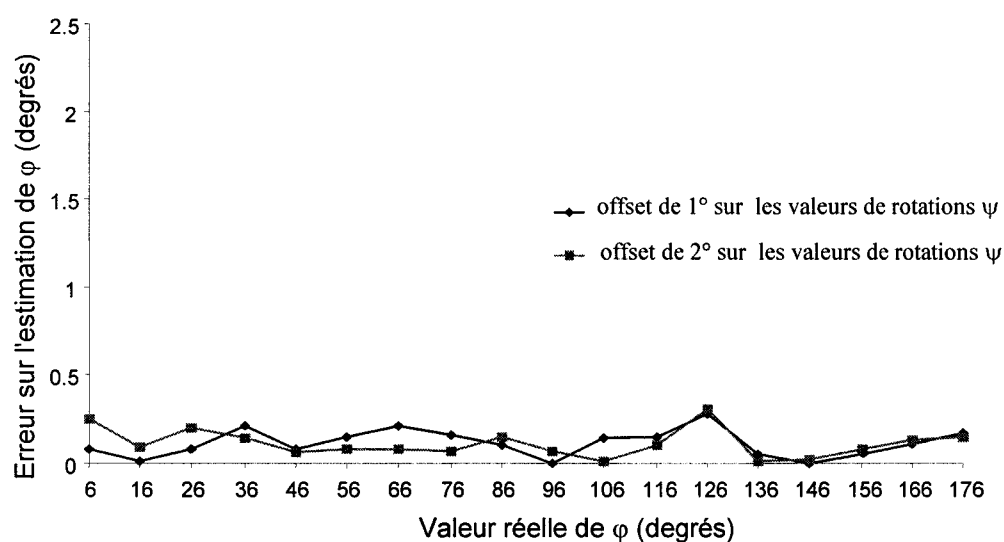


Fig. 3.14: Erreur commise par le dispositif proposé sur l'estimation de ϕ lorsque les rotations ψ présentent un offset

Nous avons constaté expérimentalement que le dispositif proposé permet d'obtenir une estimation correcte de l'angle de polarisation ϕ tant que l'écart entre les valeurs d'initialisation des angles ψ et leurs valeurs réelles reste inférieur à une dizaine de degrés. Au-delà le processus d'optimisation converge vers un minimum local de la fonctionnelle Y (éq. 3.12). Cette limitation est accentuée par le processus d'initialisation utilisé, qui à partir de valeurs fortement erronées des angles ψ conduit à une mauvaise initialisation des paramètres A, B et ϕ , augmentant ainsi le risque de convergence vers un minimum local.

3.1.4.2 Expérimentations

Après cette validation, par simulations, du dispositif proposé, nous avons effectué une série de mesures qui consiste à éclairer le dispositif avec une onde linéairement polarisée dont l'angle de polarisation est parfaitement connu et réglable. Cette onde lumineuse incidente est générée en éclairant un filtre polarisant linéaire par une source lumineuse standard (voir figure 3.15).

L'orientation de l'axe principal de ce polariseur par rapport à la référence horizontale est alors équivalente à l'angle de polarisation φ d'une onde lumineuse réfléchie sur un objet. La valeur de cet angle peut ainsi être contrôlée et ajustée mécaniquement.

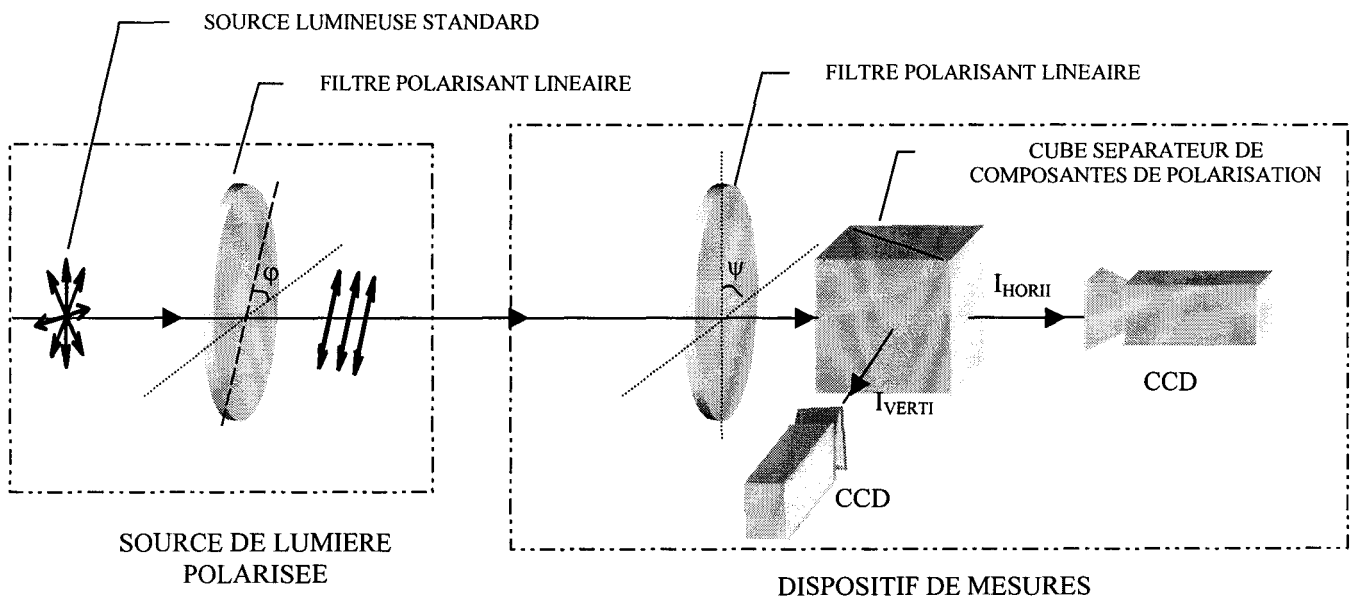


Fig. 3.15: Validation expérimentale du dispositif proposé

Afin de déterminer la précision du dispositif dans le cas le plus défavorable, quatre acquisitions sont effectuées pour quatre positions différentes du filtre polarisant d'analyse. Ceci correspond à une redondance du système $r=0$. Le système d'équations obtenu comporte alors huit équations (I_{VERTi} , I_{HORIi} avec $i=1$ à 4) et huit inconnues (α , A , B , φ et ψ_1 , ψ_2 , ψ_3 , ψ_4).

Avant d'effectuer les mesures, nous avons vérifié la linéarité de la carte d'acquisition (voir figure 3.16):

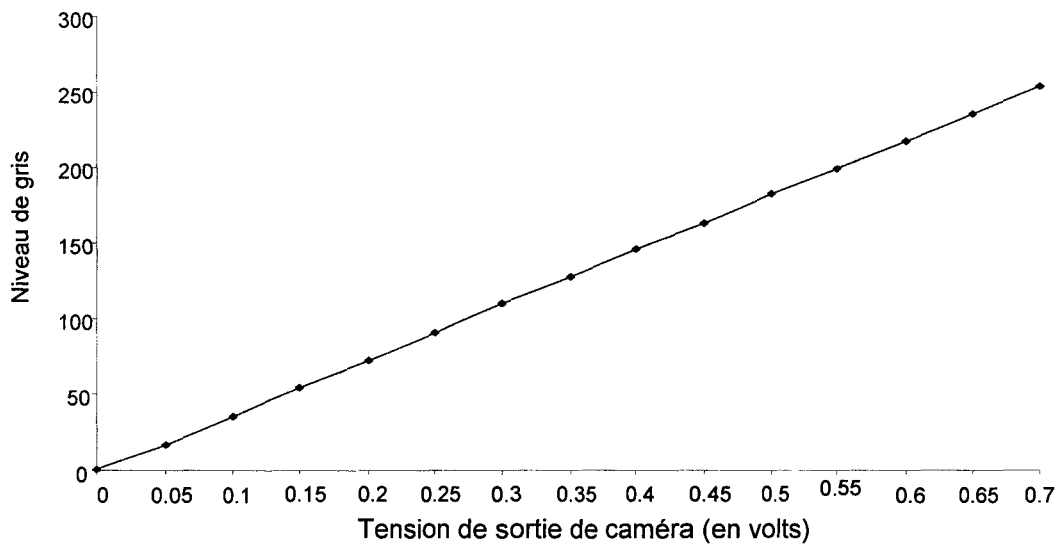


Fig. 3.16: Vérification de la linéarité du système d'acquisition

Il faut, en effet, que le niveau de gris d'un pixel donné de l'image corresponde, à un facteur près (coefficient directeur de la droite), à la tension de sortie de la caméra qui est elle-même proportionnelle à l'intensité lumineuse de l'onde incidente sur ce pixel.

Une série de mesures a ensuite été effectuée afin de valider le modèle d'intensité proposé (équation (3.6)). Pour cela, les intensités I_{VERTI} et I_{HORI} mesurées par les deux caméras ont été comparées à celles prédites par le modèle, en fonction de la position angulaire ψ du polariseur d'analyse. Le graphique 3.17 illustre la comparaison entre ces valeurs expérimentales (+) et théoriques (trait plein).

On peut constater sur ce graphique que les points de relevés expérimentaux sont très proche de la courbe théorique, ce qui valide le modèle. Ces résultats sont illustrés pour un angle de polarisation $\varphi=110^\circ$ mais les mesures ont montré que la validité du modèle était indépendante de la valeur de φ .

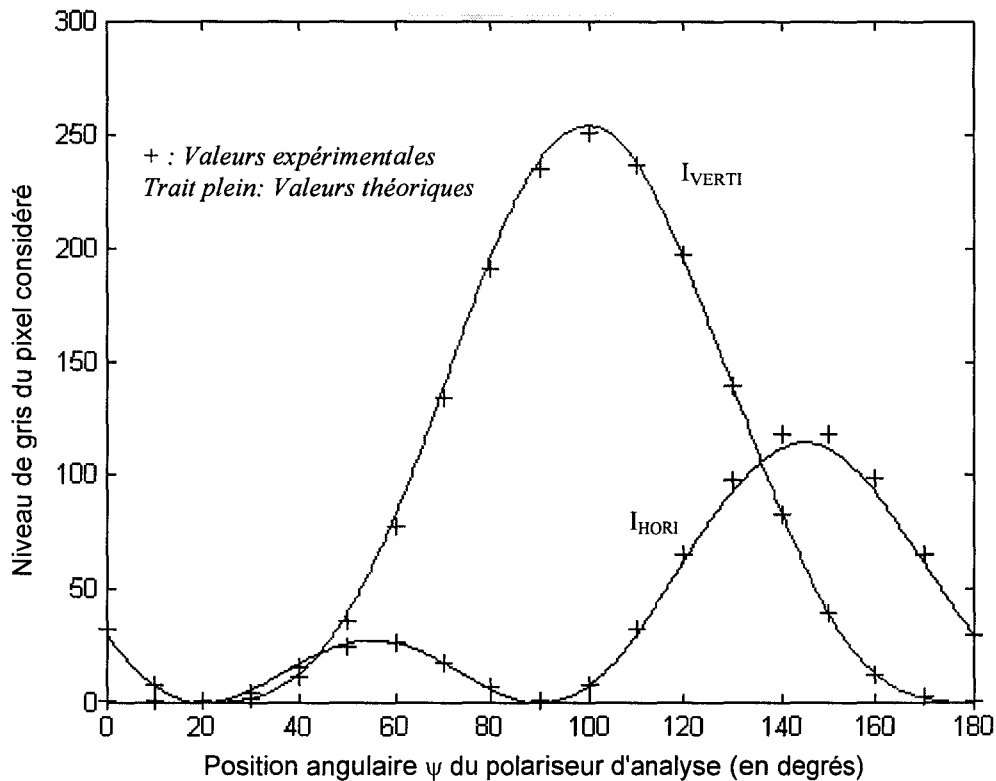


Fig. 3.17: Validation expérimentale du modèle proposé pour une valeur de $\varphi = 110^\circ$

La deuxième étape de validation a consisté à déterminer l'erreur expérimentale η commise sur l'estimation de l'angle de polarisation φ ($\eta = \varphi_{\text{estimé}} - \varphi_{\text{réel}}$) en fonction de la valeur de cet angle de polarisation. Le graphique 3.18 représente cette erreur d'estimation η pour une redondance du système $r=0$ (quatre acquisitions) et pour un biais sur la mesure des angles de rotations appliquées au polariseur de -10.5° . Cette valeur de biais correspond au cas limite le plus défavorable (cf. § 3.1.4.1) qui permette encore une convergence de l'estimation vers le minimum global de la fonctionnelle Y dans les conditions de mesure utilisées.

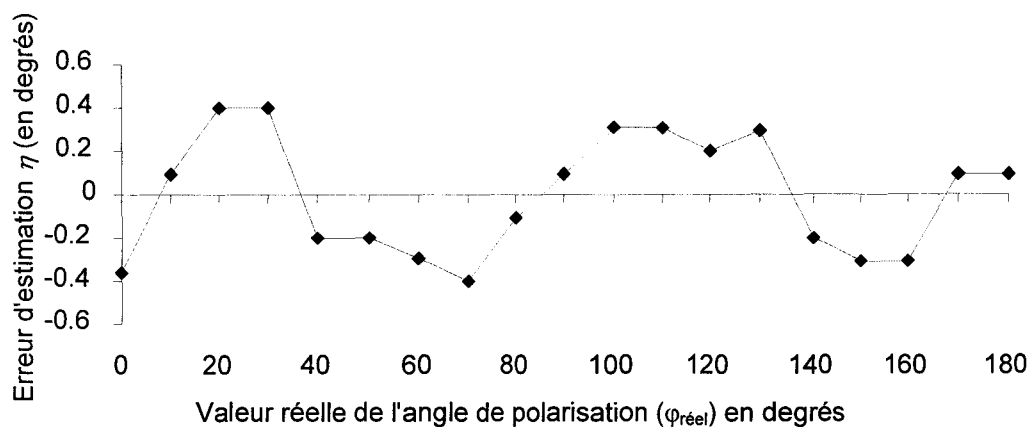


Fig. 3.18: Précision d'estimation de l'angle de polarisation ($r=0$)

On constate alors, dans ces conditions, que l'erreur moyenne maximale commise sur l'estimation de l'angle de polarisation est approximativement de $\pm 0.4^\circ$ avec un écart type de 0.26° . Si l'estimation avait été réalisée avec le dispositif utilisé par les méthodes polarimétriques existantes l'erreur commise aurait été voisine de 11° car le biais de mesures des angles ψ se répercute sur l'estimation des inconnues (voir figure 3.13). Le dispositif proposé apporte donc bien, par rapport au précédent, une solution au problème de l'imprécision de la connaissance des angles ψ .

Ces résultats ont été obtenus pour une redondance minimale du système d'équations ($r=0$). Or il est possible d'accroître la précision de l'estimation en augmentant le nombre d'acquisitions. La figure 3.19 illustre par exemple les résultats obtenus pour une redondance $r=12$ (seize acquisitions):

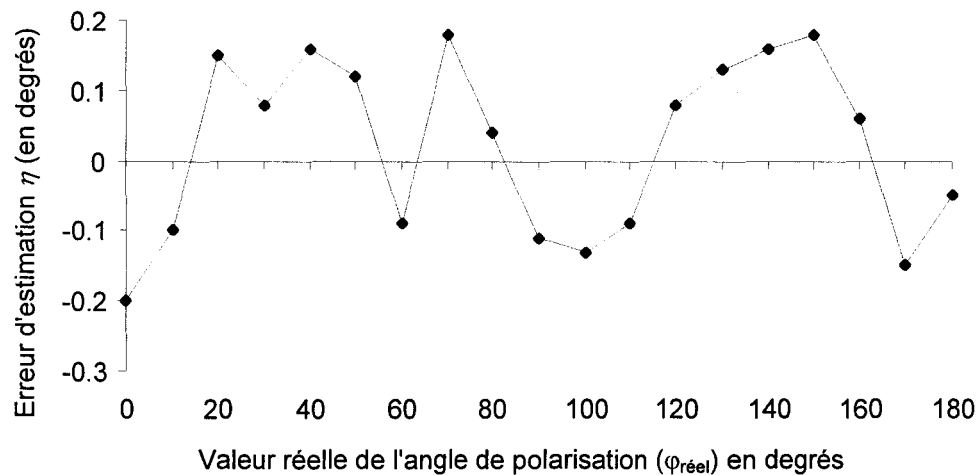


Fig. 3.19: Précision d'estimation de l'angle de polarisation ($r=12$)

L'erreur moyenne maximale d'évaluation passe dans ce cas de $\pm 0.4^\circ$ à $\pm 0.2^\circ$ et l'écart type de 0.26° à 0.12° .

Dans le cas des dispositifs existants [WOLFF91], [JOUBERT93], [CHAFI98], [SAITO99] l'augmentation du nombre d'acquisitions réduit également l'influence du bruit de mesure mais reste sans effet sur l'élimination du biais de l'estimateur.

Nous avons également validé la méthode de mesures proposée dans le cas réel de la caractérisation d'une onde lumineuse réfléchie sur un objet. L'exemple présenté concerne l'observation d'une bille de verre (fig. 3.20) et la détermination, pour chaque pixel de l'image obtenue, de la valeur de l'angle de polarisation de l'onde réfléchie. Cet objet a été choisi pour sa courbure qui présente l'avantage d'engendrer des angles de polarisation évoluant continûment entre 0° à 180° . Il est ainsi possible, en construisant la carte des angles de polarisation qui correspond à la représentation visuelle de la valeur de ces angles pour chaque pixel, de vérifier que l'estimation de l'angle de polarisation est correcte quelle que soit l'orientation de la surface observée.

On s'aperçoit alors sur la figure 3.21 que l'angle de polarisation est nul pour les points se trouvant aux extrémités haute et basse de la bille et égale à 90° pour les extrémités gauche et droite. Ceci s'explique par le fait que les plans tangents à la bille sont dans le premier cas horizontaux et dans le second cas verticaux. Le système procure donc des informations polarimétriques conformes à l'orientation géométrique de l'objet observé.

On peut également constater sur cette figure la présence de zones noires au centre de l'image de la bille ainsi que sur le fond. Cette couleur signifie que les pixels considérés n'ont pas pu être traités de par le faible degré de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie sur ces derniers. Ce faible degré de polarisation s'explique par le fait que pour ces pixels l'angle de réflexion entre la normale à la surface observée et le rayon lumineux réfléchi est très faible. Les rayons incident et réfléchi sont donc colinéaires à la normale à la surface ce qui entraîne une valeur identique (très faible) des coefficients de Fresnel définis au chapitre 1. L'onde réfléchie est alors non polarisée. Par conséquent, l'intensité lumineuse mesurée à la sortie du polariseur ne dépend plus de la position angulaire de ce dernier. L'angle de polarisation n'est donc plus défini.

D'un point de vue algorithmique, nous vérifions que l'onde lumineuse réfléchie est suffisamment polarisée pour permettre l'estimation de l'angle de polarisation en comparant entre elles les différentes valeurs des intensités mesurées. Nous calculons ainsi, pour chaque pixel; l'écart type entre les différentes intensités mesurées $I_{\text{VERT}i}$ d'une part et l'écart type entre les intensités $I_{\text{HOR}i}$ d'autre part. La moyenne de ces deux valeurs est ensuite comparée à un seuil (fixé empiriquement à 8) de manière à vérifier l'exploitabilité de l'état de

polarisation pour un point donné. Si pour ce point, la valeur calculée est inférieure au seuil, l'information de polarisation est considérée comme non exploitable. Le pixel se voit alors représenté en noir dans la carte des angles de polarisation signifiant que l'état de polarisation ne permet pas de définir un angle de polarisation exploitable. Ce procédé permet d'écarter les points présentant de faibles différences d'intensités qui engendreraient d'importantes erreurs d'estimation. Cet état de fait concerne surtout les surfaces perpendiculaires à l'axe optique du système de mesure (fond et centre de la bille).

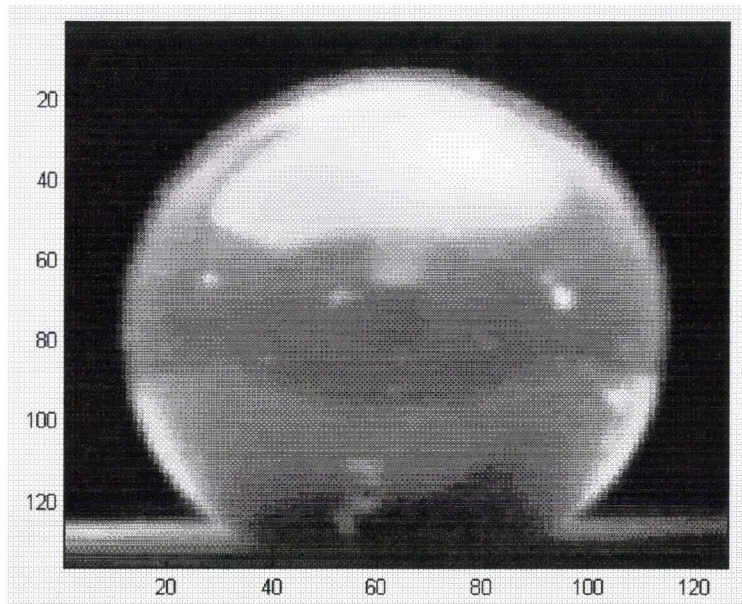


Fig. 3.20: Image radiométrique de la bille de verre observée

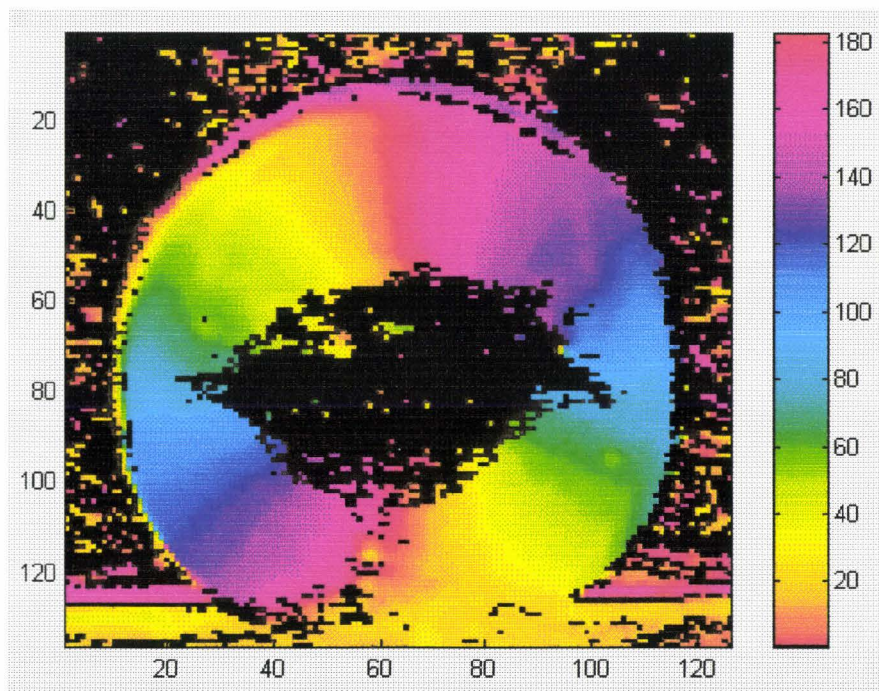


Fig. 3.21: Carte des angles de polarisation de la bille

L'ensemble des résultats obtenus permet donc de mettre en évidence les caractéristiques du dispositif proposé, qui sont:

- Une bonne convergence de l'algorithme d'estimation des paramètres du modèle lorsque le biais de mesure des angles de rotations ψ appliqués au polariseur est inférieur à environ 10° .
- Une erreur moyenne maximale d'estimation de l'angle de polarisation valant approximativement $\pm 0.4^\circ$ avec un écart type de 0.26° lorsque la redondance du système d'équation est minimale (quatre acquisitions).
- L'amélioration de la précision d'estimation lorsque la redondance du système augmente. L'erreur maximale est ainsi d'environ $\pm 0.2^\circ$ avec un écart type de 0.12° pour une redondance $r=12$ (seize acquisitions).

Ces résultats valident donc l'algorithme d'estimation des paramètres du modèle d'intensité proposé. Cependant, on peut constater (fig. 3.21) que dans le cas réel de la réflexion d'une onde lumineuse sur un objet, l'estimation des paramètres du modèle est moins précise. Cela signifie que le modèle mathématique proposé ne prend pas en compte parfaitement tous les phénomènes physiques mis en jeu. Cela nous amène à proposer un nouveau dispositif de mesures permettant de modéliser plus finement l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie.

3.2 Caractérisation complète de l'état de polarisation d'une onde lumineuse

3.2.1 Problématique

Une limitation importantes présentée aussi bien par les méthodes polarimétriques existantes (voir paragraphe 2.2.1) que par le dispositif proposé précédemment, réside dans l'impossibilité de déterminer l'état de polarisation de l'onde lumineuse observée. Cette limitation est due au fait que ces dispositifs de mesures sont basés sur le principe de modification de l'intensité d'une onde lumineuse par un filtre polarisant linéaire en fonction de la position angulaire de ce dernier. Or, l'intensité qui est mesurée à la sortie du polariseur ne dépend pas du déphasage ε intervenant entre les deux composantes de polarisation \vec{E}_x et \vec{E}_y (équation 1.1) de l'onde lumineuse. Par conséquent ces dispositifs ne permettent pas d'obtenir d'information sur la valeur et l'évolution temporelle de ce déphasage qui caractérise l'état de polarisation de l'onde observée.

Il est ainsi, par exemple, impossible de distinguer une onde lumineuse non polarisée (déphasage ε évoluant aléatoirement au cours du temps) d'une onde circulairement polarisée (déphasage ε constant et égal à $\pm \frac{\pi}{2}$) En effet, dans les deux cas l'intensité mesurée à la sortie du polariseur est constante, indépendamment de la position angulaire ψ de l'axe principal de ce polariseur. Ceci s'explique par le fait que dans le cas d'une onde circulairement polarisée les amplitudes des composantes de polarisation sont identiques. Le paramètre A de l'équation. (2.4) modélisant l'évolution de l'intensité lumineuse à la sortie du polariseur est alors égal à zéro. De ce fait, l'intensité mesurée ne dépend plus de ψ et est égale au paramètre B.

Par conséquent, bien que ces dispositifs de mesures fournissent une caractérisation de l'onde lumineuse réfléchi sur un objet suffisante pour certaines applications (voir §2), celle-ci demeure incomplète. Dans le but de remédier à cette limitation, nous proposons un nouveau dispositif de mesures [TERRIER00a] permettant tout en fournissant les mêmes informations que les dispositifs polarimétriques précédents (utilisés en analyse de scènes) de savoir dans quel état de polarisation se trouve l'onde lumineuse observée. Notre approche est basée sur l'utilisation du formalisme mathématique de Stokes qui prend en compte le déphasage ε

intervenant entre les deux composantes de polarisation, contrairement aux dispositifs précédents qui utilisent exclusivement les amplitudes de ces composantes.

3.2.2 Représentation de l'état de polarisation d'une onde lumineuse

Il a été montré au chapitre 1 que l'état de polarisation d'une onde lumineuse est caractérisé par l'évolution temporelle de son vecteur champ électrique, qui dépend du déphasage ε intervenant entre ses deux composantes de polarisation \vec{E}_x et \vec{E}_y .

Dans le cas général, l'onde est partiellement polarisée, c'est à dire qu'elle peut être considérée comme la superposition d'une onde complètement polarisée (déphasage ε constant) et d'une onde complètement non polarisée (déphasage ε évoluant aléatoirement dans le temps). L'extrémité du vecteur champ électrique décrit alors dans l'espace une forme géométrique plus ou moins régulière suivant le degré de polarisation (importance de la composante polarisée par rapport à la composante non polarisée). Comme cette forme ne peut pas être visualisée directement, il est nécessaire d'utiliser un formalisme mathématique qui permet de la modéliser.

Il existe ainsi différentes représentations mathématiques de l'état de polarisation d'une onde lumineuse. La plus utilisée, car elle est la plus intuitive, est la représentation trigonométrique. Cette modélisation correspond à une représentation paramétrique temporelle du champ électrique dans le plan d'onde (ellipse de polarisation). Cependant cette représentation a des limites car elle ne permet de décrire que les ondes complètement polarisées. Les ondes lumineuses non polarisées ou partiellement polarisées ne peuvent donc pas être décrites de cette manière. Cette représentation est donc uniquement valable pour la composante complètement polarisée de l'onde à caractériser.

En revanche, il existe une autre représentation qui permet de caractériser l'état de polarisation d'une onde lumineuse quel que soit son degré de polarisation. Il s'agit du formalisme mathématique de Stokes. Ce formalisme est intimement lié à la représentation sous forme d'ellipse de polarisation dans le sens où il permet, tout en estimant l'intensité de la composante non polarisée de l'onde lumineuse, de modéliser la forme de l'ellipse caractérisant la composante complètement polarisée par un vecteur à quatre paramètres. On peut donc

considérer le formalisme de Stokes comme une représentation plus générale et plus complète de la représentation trigonométrique.

3.2.2.1 La représentation trigonométrique ou ellipse de polarisation

Il est possible de montrer, à partir du système paramétrique (1.1), que le vecteur champ électrique \vec{E} d'une onde lumineuse complètement polarisée décrit dans l'espace une courbe dont l'équation est donnée par la relation (3.13):

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \varepsilon = \sin^2 \varepsilon \quad (3.13)$$

- où E_{0x} et E_{0y} correspondent respectivement aux amplitudes des composantes de polarisation \vec{E}_x et \vec{E}_y et ε correspond au déphasage intervenant entre ces composantes.

D'une manière générale, l'équation (3.13) est celle d'une ellipse inscrite dans un rectangle dont les cotés ont pour longueur $2E_{0x}$ et $2E_{0y}$ (voir fig. 3.22).

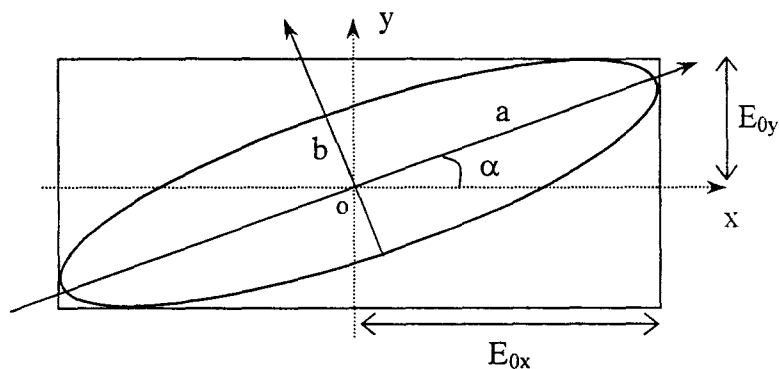


Fig. 3.22 : Ellipse de polarisation

Cependant, cette ellipse prend des formes particulières de dégénérescence pour certaines valeurs des amplitudes E_{0x} et E_{0y} et du déphasage ε :

- Ainsi, l'ellipse se transforme en droite verticale ou horizontale lorsque $E_{0x}=0$ ou $E_{0y}=0$. L'onde lumineuse est alors linéairement polarisée, respectivement suivant l'axe y (verticalement) ou l'axe x (horizontalement).

- De même, lorsque $\varepsilon=0$ ou π , l'équation (3.13) devient:

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} \pm 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} = 0 \quad (3.14)$$

Cette équation peut également s'écrire:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \pm \frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 = 0 \quad (3.15)$$

ou encore:

$$E_y = \pm \left(\frac{E_{0y}}{E_{0x}} \right) E_x \quad (3.16)$$

L'équation (3.16) correspond à l'équation d'une droite de coefficient directeur

$\pm \left(\frac{E_{0y}}{E_{0x}} \right)$ et d'ordonnée à l'origine nulle. L'état de polarisation est donc linéaire.

- En revanche, lorsque $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$ ou $\frac{3\pi}{2}$ et que les amplitudes E_{0x} et E_{0y} sont identiques et valent E_0 l'équation (3.13) devient:

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} = 1 \quad (3.17)$$

Cette équation correspond à l'équation d'un cercle. L'onde est alors circulairement polarisée.

Dans le cas général, la forme de l'ellipse de polarisation est caractérisée par un certain nombre de paramètres qui sont entre autre son orientation et son ellipticité.

L'orientation de l'ellipse correspond à l'angle α formé par son grand axe et l'axe de référence horizontal (voir fig. 3.22). Il est possible de montrer [COLLET93] que cet angle est lié aux amplitudes et au déphasage des composantes de polarisation par la relation (3.18).

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \varepsilon}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (3.18)$$

L'ellipticité χ de l'ellipse est quant à elle définie par l'équation (3.19):

$$\tan \chi = \pm \frac{b}{a} \quad \text{avec} \quad -\frac{\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4} \quad (3.19)$$

où a et b correspondent respectivement à la longueur du demi-grand axe et du demi-petit axe de l'ellipse (voir fig. 3.22) et sont liées aux composantes de polarisation par les relations (3.20) [HUARD94]:

$$\begin{cases} a^2 = E_{0x}^2 \cos^2 \alpha + E_{0y}^2 \sin^2 \alpha + 2E_{0x}E_{0y} \cos \alpha \sin \alpha \cos \varepsilon \\ b^2 = E_{0x}^2 \sin^2 \alpha + E_{0y}^2 \cos^2 \alpha - 2E_{0x}E_{0y} \cos \alpha \sin \alpha \cos \varepsilon \\ ab = \pm E_{0x}E_{0y} \sin \varepsilon \end{cases} \quad (3.20)$$

L'ellipticité est un paramètre important dans la caractérisation de l'état de polarisation de l'onde lumineuse dans le sens où il permet de connaître la tendance qu'à l'onde à être linéairement ou circulairement polarisée. Ainsi, plus l'ellipticité tend vers une valeur nulle, plus l'onde a tendance à être linéairement polarisée ($b=0$ dans l'eq. 3.19). En revanche, plus l'ellipticité tend vers la valeur $\pm \frac{\pi}{4}$, plus l'onde a tendance à être circulairement polarisée ($a=b$ dans l'eq. 3.19).

Il est possible, à partir des relations (3.19) et (3.20), d'exprimer l'ellipticité de l'ellipse en fonction des amplitudes et du déphasage des composantes de polarisation. On obtient alors la relation (3.21):

$$\sin 2\chi = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin \varepsilon \quad (3.21)$$

La représentation trigonométrique présente donc l'avantage de décrire, avec une seule équation (3.13), les différents états de polarisation que peut prendre une onde lumineuse complètement polarisée. Cependant les paramètres caractérisant la forme de l'ellipse ainsi obtenue sont exprimés en fonction des amplitudes et phases des composantes de polarisation (eq. 3.18 et 3.21). Or dans le domaine optique seules les intensités sont directement mesurables.

Le formalisme mathématique de Stokes, qui va être présenté dans le paragraphe suivant, présente l'avantage d'exprimer ces paramètres en fonction de grandeurs relatives à des intensités mesurables. De plus, ce formalisme permet d'estimer l'intensité de la composante non polarisée de l'onde lumineuse.

3.2.2.2 Le formalismes mathématique de Stokes

Ce modèle de représentation permet de caractériser complètement l'état de polarisation d'une onde lumineuse indépendamment de son degré de polarisation. Le principe est basé sur la détermination de quatre paramètres. Le premier paramètre (S_0) représente l'intensité totale de l'onde et les trois suivants (S_1 , S_2 et S_3) caractérisent son état de polarisation. L'onde est alors représentée sous forme d'un vecteur, appelé "vecteur de Stokes":

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Dans le cas d'une onde lumineuse complètement polarisée, ces quatre paramètres sont liés aux composantes de polarisation par les relations (3.23) [HUARD94]:

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 &= 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \\ S_3 &= 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \end{aligned} \quad (3.23)$$

Ces paramètres sont également liés entre eux par la relation (3.24):

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (3.24)$$

En revanche, dans le cas d'une onde lumineuse complètement non polarisée, seul le paramètre S_0 n'est pas nul.

Une des caractéristiques fondamentales du formalisme de Stokes est que les vecteurs sont additifs. Il est ainsi possible de représenter l'état de polarisation d'une onde lumineuse partiellement polarisée par un vecteur de Stokes S résultant de l'addition d'un vecteur $S^{(P)}$ représentant sa composante polarisée et d'un vecteur $S^{(NP)}$ (pour lequel seul S_0 n'est pas nul) représentant sa composante non polarisée.

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0^{(P)} \\ S_1^{(P)} \\ S_2^{(P)} \\ S_3^{(P)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} S_0^{(NP)} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Dans le cas général, les quatre paramètres de Stokes sont donc liés entre eux par la relation (3.26):

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (3.26)$$

L'égalité a lieu lorsque l'onde est complètement polarisée. En revanche l'inégalité est observée pour une onde non polarisée ou partiellement polarisée (qui correspond par exemple au cas d'une onde lumineuse réfléchiée sur un objet).

Les caractéristiques de l'ellipse de polarisation, à savoir son orientation α et son ellipticité χ , peuvent être exprimées en fonction des paramètres de Stokes. On peut ainsi montrer à partir des relations (3.23) [COLLET93] que:

$$\tan 2\alpha = \frac{S_2}{S_1} \quad (3.27)$$

et

$$\sin 2\chi = \frac{S_3}{S_0^{(P)}} \quad (3.28)$$

Il est possible de remarquer, à partir de la relation (3.28), que le paramètre S_3 caractérise la tendance qu'à l'onde lumineuse à être circulairement polarisée. En effet, dans le cas où l'onde est linéairement polarisée l'ellipticité χ de l'ellipse est nulle, il en est donc de même du paramètre S_3 ($S_0^{(P)} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}$). En revanche, lorsque l'onde est circulairement

polarisée l'ellipticité est égale à $\pm \frac{\pi}{4}$, ce qui implique à partir de la relation (3.28) que S_3 soit égal à $\pm S_0^{(P)}$ et par conséquent $S_1=S_2=0$.

Le formalisme mathématique de Stokes présente de plus l'avantage de pouvoir déterminer le degré de polarisation P d'une onde lumineuse. Celui-ci est obtenue par la relation (3.29):

$$P = \frac{I_{\text{POL}}}{I_{\text{TOT}}} = \frac{\sqrt{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)}}{S_0} \quad 0 \leq P \leq 1 \quad (3.29)$$

La valeur $P=1$ correspond à une onde lumineuse complètement polarisée, $P=0$ à une onde non polarisée, et toutes les valeurs intermédiaires à une onde partiellement polarisée.

Ce coefficient apporte une information sur la confiance que l'on peut accorder à l'estimation des paramètres α et χ caractérisant l'ellipse de polarisation. En effet, l'estimation de ces paramètres sera d'autant plus robuste que le degré de polarisation sera élevé.

3.2.3 Nouveau dispositif de mesures proposé

Nous avons décidé d'utiliser le formalisme de Stokes pour caractériser l'état de polarisation d'une onde lumineuse réfléchie sur un objet. Notre choix a été motivé pour les raisons qui ont été évoquées précédemment, à savoir la possibilité d'estimer les intensités relatives aux composantes polarisée et non polarisée de l'onde réfléchie, mais également la possibilité de savoir précisément dans quel état de polarisation se trouve cette onde.

La caractérisation de l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie nécessite donc l'estimation des quatre paramètres S_0 , S_1 , S_2 et S_3 . Or, seul le premier paramètre S_0 est directement mesurable car il correspond à l'intensité de l'onde lumineuse. Pour estimer les paramètres S_1 , S_2 et S_3 il est donc nécessaire d'incérer entre l'onde observée et le capteur de vision un système optique qui permet de moduler l'intensité mesurée à la sortie du dispositif en fonction d'un certain nombre de paramètres de réglage. En effectuant plusieurs mesures

pour différentes valeurs de ces paramètres de réglage il est ensuite possible de remonter aux valeurs de S_1 , S_2 et S_3 .

La modification que subit l'onde lumineuse lors de sa propagation au travers du dispositif est modélisée sous forme matricielle par une matrice, nommée matrice de Mueller, dont le formalisme est présenté dans le paragraphe suivant.

3.2.3.1 Le formalisme des matrices de Mueller

Le formalisme de Mueller permet de modéliser sous forme matricielle le changement d'état de polarisation d'une onde lumineuse et par conséquent la modification de ses paramètres de Stokes lorsque celle-ci traverse un composant optique. Les paramètres de Stokes S'_i (avec $i=0,1,2,3$) de l'onde lumineuse à la sortie du composant sont alors obtenus par combinaison linéaire de ses paramètres de Stokes à l'entrée.

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

La matrice 4*4 de l'éq.(3.30) est appelée matrice de Mueller.

Ce formalisme modélise ainsi les éléments optiques qui permettent de modifier la polarisation de l'onde incidente, en influant sur les amplitudes (polariseur), la phase (retardateur) ou la direction (rotateur) des composantes orthogonales de l'onde. Les matrices de Mueller de ces composants sont les suivantes [HUART94]:

- Polariseur linéaire orienté suivant Ox (horizontalement):

$$M_{pol} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

- Déphaseur d'angle ϕ (axe rapide selon Ox):

$$M_{\text{dephas}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ 0 & 0 & -\sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

- Rotateur d'angle θ :

$$M_{\text{rot}}(2\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

Dans le cas où les composants sont tournés d'un angle θ par rapport aux axes de référence, les paramètres de Stokes de l'onde lumineuse à la sortie du composant sont obtenus en associant les matrices de Mueller de la façon suivante:

$$S' = [M_{\text{rot}}(-2\theta) \cdot M \cdot M_{\text{rot}}(2\theta)] \cdot S \quad (3.34)$$

où M est la matrice de Mueller du composant.

Ce formalisme matriciel est également utilisé dans le domaine des radars en télédétection. Pour ces applications les cibles sont représentées par des matrices de Mueller qui modélisent la modification, par réflexion, de la polarisation des ondes électromagnétiques émises par le radar. Plusieurs travaux s'intéressent ainsi à l'estimation des seize coefficients des matrices caractérisant les cibles, dans le but de remonter par exemple à la nature du terrain [LEROY96], [ZALLAT97], [COMPAIN99]. D'autres auteurs [PAGE99], [CHESN99], [GOUD01] s'intéressent à la segmentation des images polarimétriques obtenues suite à la réflexion, en utilisant notamment les propriétés statistiques de ces images. Ces travaux permettent de détecter des cibles qui n'apparaissent pas avec un contraste suffisant dans des images radiométriques [BREUGN99].

3.2.3.2 Modélisation du dispositif de mesures

Le dispositif de mesures que nous proposons d'utiliser pour estimer les quatre paramètres de Stokes de l'onde lumineuse observée est représenté figure 3.23:

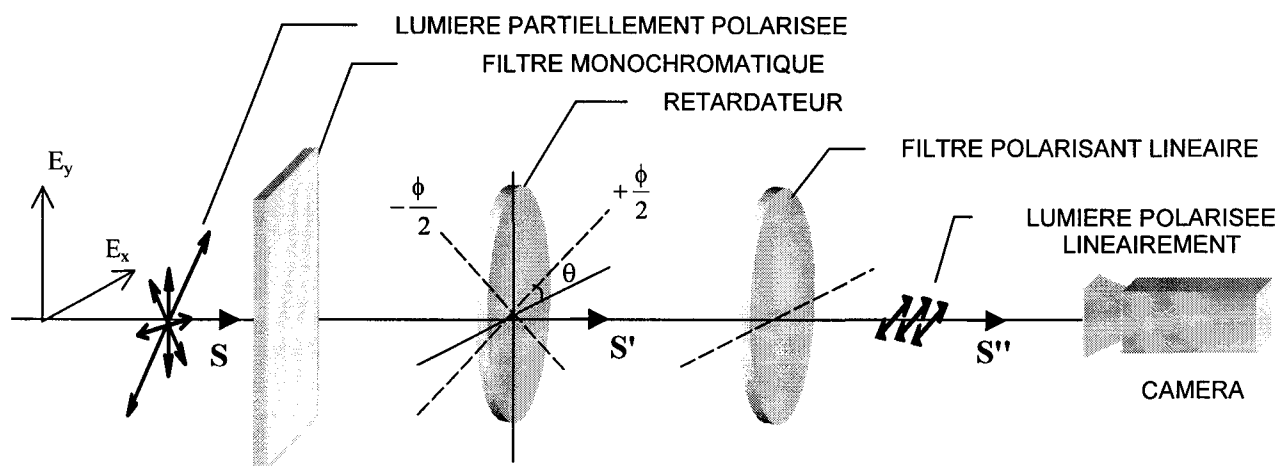


Fig. 3.23a : Système de mesures proposé

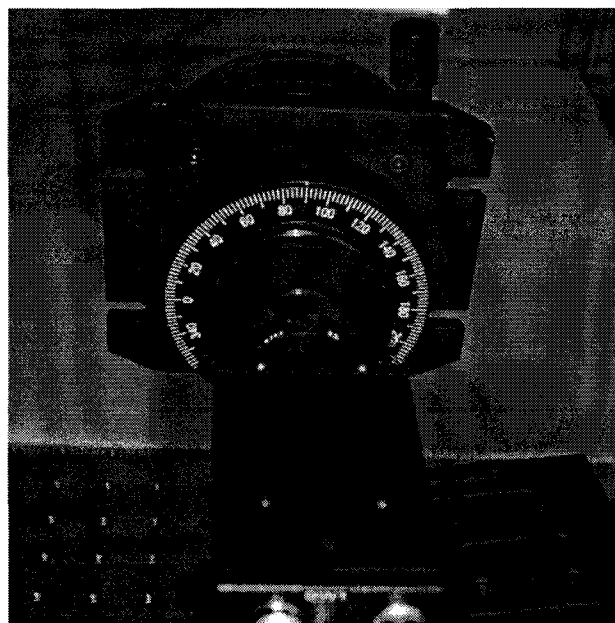
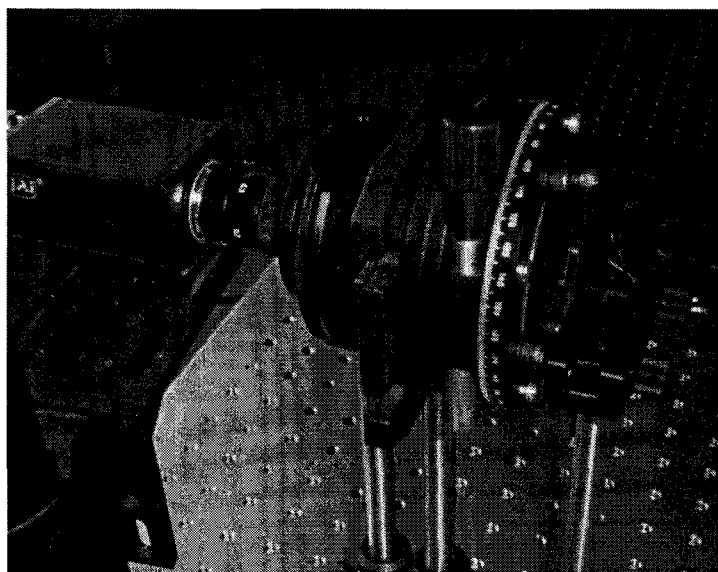


Fig. 3.23b: dispositif de mesures proposé

Ce dispositif est constitué d'un filtre monochromatique suivi d'un retardateur et d'un filtre polarisant linéaire.

Le fait de placer un filtre monochromatique à l'entrée du dispositif se justifie par le fait que le retardateur qui le suit ne peut fonctionner qu'en lumière monochromatique. En effet, le déphasage ϕ qui est introduit par ce retardateur, entre les deux composantes orthogonales de l'onde incidente, est fonction de la longueur d'onde λ de l'onde le traversant. Le retardateur utilisé est un retardateur quart d'onde pour une longueur d'onde λ_0 de 560 nm ($\phi(\lambda_0)=90^\circ$) qui peut être tourné d'un angle θ par rapport à l'axe de référence horizontal. Le filtre utilisé est donc centré sur une longueur d'onde de 560 nm. Dans le cas particulier où $\theta=0^\circ$, la composante horizontale E_x est avancée de 45° et la composante verticale E_y retardée de 45° . Le déphasage introduit entre les deux composantes est alors de 90° ce qui correspond à un retard de 140nm (le quart de la longueur d'onde). La matrice de Mueller de ce retardateur tourné d'un angle θ peut être déterminée à l'aide de la relation (3.34). On obtient alors la matrice suivante:

$$M_{\text{dephas}}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

Derrière ce retardateur est placé un filtre polarisant linéaire dont l'axe principal est orienté horizontalement et dont la matrice de Mueller est donnée par la relation (3.31)

Les paramètres de stokes S_i'' de l'onde lumineuse reçue par la caméra sont alors obtenus, à partir des relations (3.31) et (3.35), par multiplication matricielle : $S'' = M_{\text{pol}} M_{\text{dephas}}(\theta) S$. On obtient ainsi la relation (3.36).

$$S'' = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta \\ S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

L'intensité qui est mesurée par la caméra correspond au paramètre S_0'' et vaut :

$$I(\theta) = \frac{1}{2} [S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta] \quad (3.37)$$

L'équation (3.37) peut encore être écrite, d'après les relations trigonométriques, sous la forme (3.38):

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left[A + B \frac{\cos 4\theta}{2} + C \frac{\sin 4\theta}{2} + D \sin 2\theta \right] \quad (3.38)$$

Avec $A = S_0 + \frac{S_1}{2}$ $B = S_1$ $C = S_2$ et $D = -S_3$

Dans le but de déterminer les paramètres de Stokes S_i de l'onde lumineuse se présentant à l'entrée du dispositif nous effectuons une série de N acquisitions pour N positions différentes du retardateur. Nous obtenons alors un système qui peut être mis sous la forme suivante:

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{\cos 4\theta_0}{2} & \frac{\sin 4\theta_0}{2} & \sin 2\theta_0 \\ & & \vdots & \\ & & \vdots & \\ & & \vdots & \\ 1 & \frac{\cos 4\theta_N}{2} & \frac{\sin 4\theta_N}{2} & \sin 2\theta_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

Il est ainsi possible à partir du système (3.39) de calculer de manière matricielle le vecteur d'inconnues $[A, B, C, D]$ et de remonter aux valeurs des paramètres de Stokes de l'onde à caractériser grâce aux relations (3.40):

$$S_0 = A - \frac{B}{2} \quad ; \quad S_1 = B \quad ; \quad S_2 = C \quad ; \quad S_3 = -D \quad (3.40)$$

3.2.3.3 Parallélisme entre le dispositif proposé et le dispositif utilisé par les méthodes existantes

Notre objectif est ici de faire le lien entre les informations obtenues à partir du dispositif de mesures utilisé par les méthodes existantes (voir §2.2.1) et les informations potentielles qui peuvent être obtenues à partir de la connaissance du vecteur de Stokes de l'onde lumineuse réfléchie sur un objet. Il va ainsi être mis en évidence que la caractérisation complète de l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie sur un objet apporte des informations supplémentaires par rapport à l'observation de cette onde au travers un unique filtre polarisant linéaire. Ces informations supplémentaires permettent donc une analyse plus fine du mécanisme de réflexion et par conséquent une meilleure caractérisation de la scène observée.

3.2.3.3.1 Dispositif polarimétrique couramment utilisé

Il a été montré au chapitre 2 qu'un certain nombre de travaux ont été réalisés, dans le domaine de l'analyse de scènes, permettant d'obtenir des informations sur l'objet observé à partir de l'information polarimétrique de l'onde réfléchie. La plupart de ces travaux reposent sur l'observation de l'onde réfléchie au travers un filtre polarisant linéaire et sur la modélisation de l'intensité mesurée à l'aide du formalisme des coefficients de Fresnel. Cette intensité, mesurée à la sortie du polariseur, est alors donnée par la relation (2.4) qui peut également être mise sous la forme (3.41):

$$I = \frac{E_{\perp}^2 + E_{\parallel}^2}{2} + \frac{E_{\perp}^2 - E_{\parallel}^2}{2} \cos 2(\psi - \varphi) \quad (3.41)$$

où E_{\perp} et E_{\parallel} correspondent aux amplitudes des composantes de polarisation respectivement perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence, ψ à l'orientation angulaire du polariseur et φ à l'angle de polarisation (orientation de la composante de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence par rapport à l'axe de référence horizontal).

D'un autre côté, l'onde réfléchie peut être considérée, d'après le modèle de Nayar (voir §1.2.1), comme la superposition d'une onde (non polarisée) provenant de la réflexion diffuse et d'une onde (partiellement polarisée) provenant de la réflexion spéculaire. L'intensité I

mesurée à la sortie du filtre peut donc également être exprimée en fonction de ces deux types de réflexion par la relation (3.42):

$$I = \frac{I_D}{2} + I_{SC} + I_{SV} \cos 2(\psi - \varphi) \quad (3.42)$$

où I_D correspond à l'intensité de la composante de réflexion diffuse et I_{SC} et I_{SV} correspondent à une partie constante et une partie variable relatives à la composante spéculaire après passage au travers du polariseur.

L'intensité I évolue donc de manière sinusoïdale en en fonction de la position angulaire ψ du filtre polarisant, comme il est illustré fig.3.24.

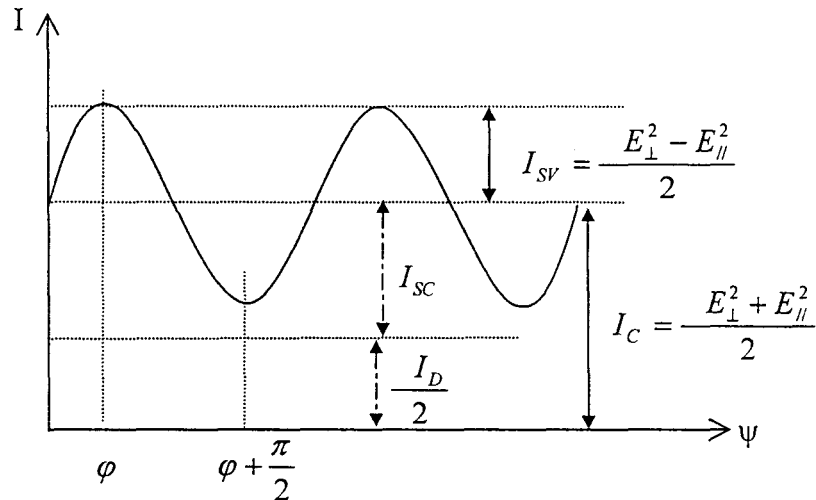


Fig.3.24: Evolution de l'intensité lumineuse I en fonction de la position angulaire du polariseur

Les intensités maximale et minimale sont observées respectivement lorsque l'axe principal du polariseur est aligné avec la composante de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence ($\psi = \varphi$) et avec la composante de polarisation parallèle à ce plan ($\psi = \varphi + \frac{\pi}{2}$). Ces intensités valent alors:

$$\begin{cases} I_{MAX} = \frac{I_D}{2} + I_{SC} + I_{SV} \\ I_{MIN} = \frac{I_D}{2} + I_{SC} - I_{SV} \end{cases} \quad (3.43)$$

D'un point de vue expérimental, ces intensités maximale et minimale sont estimées en effectuant plusieurs mesures d'intensité pour différentes positions angulaires du polariseur. Il est ensuite possible à partir de leur connaissance et à l'aide de la relation (3.43) d'estimer la valeur moyenne ($I_C = \frac{I_D}{2} + I_{SC}$) et l'amplitude (I_{SV}) de la sinusoïde (3.42). En revanche, il n'est pas possible d'exprimer séparément les grandeurs $\frac{I_D}{2}$ et I_{SC} . Les quantités mesurables sont donc représentées sur la figure 3.24 par des doubles flèches en trait plein et les quantités non mesurables par des doubles flèches en trait pointillé. Les paramètres φ , I_{MIN} et I_{MAX} sont ensuite utilisés pour remonter aux informations sur l'objet observé, comme il a été exposé au chapitre 2.

3.2.3.3.2 Dispositif proposé

A partir de la connaissance des paramètres de Stokes de l'onde lumineuse réfléchie il est également possible d'estimer l'intensité qui serait mesurée si l'onde était observée au travers un filtre polarisant linéaire. Cette intensité peut en effet être calculée en multipliant la matrice de Mueller M du polariseur par le vecteur de stokes S de l'onde lumineuse réfléchie. La matrice M peut quant à elle être déterminée dans le cas général où le polariseur linéaire est tourné d'un angle ψ par rapport à l'axe de référence horizontal grâce aux relations (3.31), (3.33) et (3.34).

On obtient alors:

$$M = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\ \cos 2\psi & \cos^2 2\psi & \sin 2\psi \cos 2\psi & 0 \\ \sin 2\psi & \sin 2\psi \cos 2\psi & \sin^2 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (3.44)$$

L'intensité I est ainsi donnée, après multiplication matricielle, par le paramètre S'_0 du vecteur de Stokes à la sortie du polariseur:

$$S'_0 = \frac{1}{2}(S_0 + S_1 \cos 2\psi + S_2 \sin 2\psi) \quad (3.45)$$

Or en utilisant la relation (3.27) ($\tan 2\alpha = \frac{S_2}{S_1}$) l'expression (3.45) peut également

s'écrire sous la forme:

$$S'_0 = \frac{1}{2} \left[S_0 + S_1 \frac{\cos 2(\psi - \alpha)}{\cos 2\alpha} \right] \quad (3.46)$$

où α correspond à l'orientation de l'ellipse de polarisation.

Il est également possible de montrer que $\cos 2\alpha = \frac{S_1}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}$ (voir annexe 3).

En injectant cette relation dans l'équation (3.46) on obtient:

$$I = S'_0 = \frac{1}{2} \left[S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \cos 2(\psi - \alpha) \right] \quad (3.47)$$

L'intensité I obtenue par la relation (3.47) évolue donc, comme la relation (3.42), de manière sinusoïdale en fonction de la position angulaire du polariseur linéaire. L'intensité maximale est obtenue pour $\psi = \alpha$, c'est à dire lorsque l'axe principal du filtre est orienté parallèlement au grand axe de l'ellipse de polarisation. En comparant les relations (3.42) et (3.47) on remarque que l'angle de polarisation φ correspond à l'orientation α de l'ellipse de polarisation.

Les paramètres φ , I_{MAX} et I_{MIN} peuvent donc être exprimés en fonction des paramètres de Stokes de l'onde lumineuse que fournit le dispositif de mesures proposé (voir eq. 3.48):

$$\begin{cases} \varphi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{S_2}{S_1} \right) + \frac{k\pi}{2} \\ I_{\text{MAX}} = \frac{1}{2} \left[S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \right] \\ I_{\text{MIN}} = \frac{1}{2} \left[S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \right] \end{cases} \quad (3.48)$$

Le paramètre k prend la valeur 0 lorsque S_1 est positif et prend la valeur 1 lorsque S_1 est négatif (voir annexe 3). Comme la valeur de φ est déterminée dans l'intervalle $\left[-\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2} \right]$ cette dernière doit éventuellement être augmentée de π de manière à être ramenée dans l'intervalle $[0, \pi]$.

L'amplitude et la valeur moyenne de la sinusoïde représentant l'évolution de l'intensité lumineuse à la sortie du filtre polarisant linéaire sont donc données, en fonction des paramètres de Stokes de l'onde observée, par les relations (3.49)

$$\begin{cases} I_{SV} = \frac{1}{2} \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \\ I_C = \frac{1}{2} S_0 = \frac{1}{2} S_0^{(P)} + \frac{1}{2} S_0^{(NP)} \end{cases} \quad (3.49)$$

où $S_0^{(P)} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$ correspond à l'intensité de la composante complètement polarisée de l'onde lumineuse.

On peut donc constater sur la fig. 3.25, représentant l'évolution de l'intensité I mesurée à la sortie du polariseur en fonction de l'orientation angulaire de ce dernier, que les informations obtenues à l'aide du dispositif polarimétrique couramment utilisé sont également disponibles avec le dispositif proposé. En revanche, le dispositif proposé apporte une information supplémentaire qui est la valeur de l'intensité de la composante non polarisée de l'onde lumineuse.

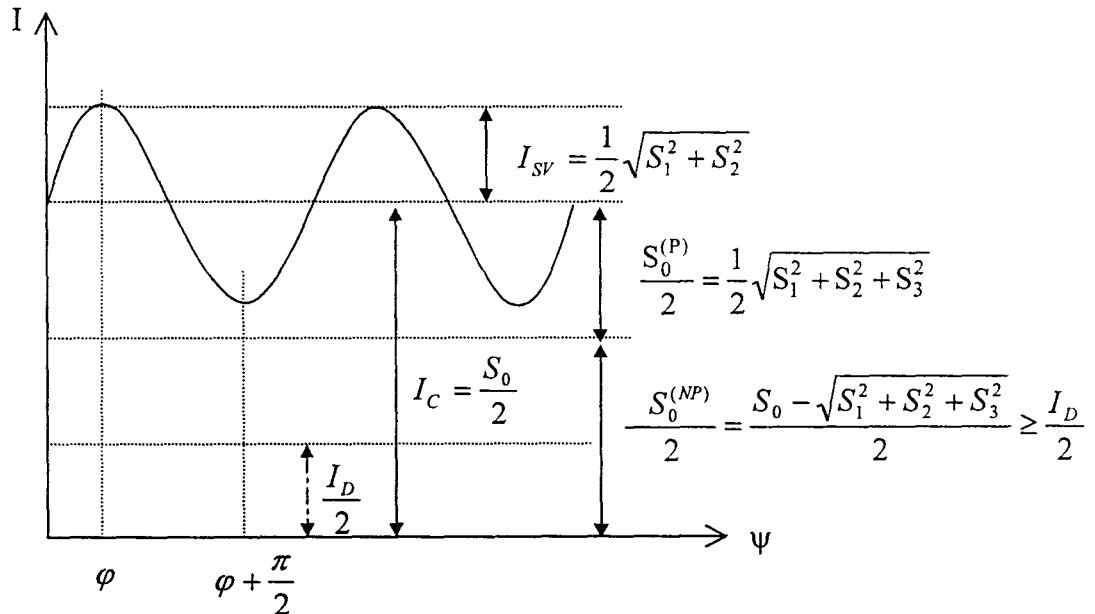


Fig.3.25: Evolution de l'intensité lumineuse I en fonction de la position angulaire du polariseur

Bien qu'aucun des deux dispositifs comparés ne permette d'estimer l'intensité I_D correspondant à la composante de réflexion diffuse de l'onde réfléchie, le dispositif proposé

apporte une information sur la valeur de cette intensité dans le sens où il permet de réduire sa "plage d'existence" potentielle. En effet, comme cette composante est toujours considérée comme non polarisée son intensité doit être inférieure à l'intensité de la partie non polarisée de l'onde (voir fig. 3.25).

On s'aperçoit également sur la fig. 3.25 que lorsque l'onde lumineuse observée est partiellement linéairement polarisée ($S_3=0$) la valeur minimale de la sinusoïde est égale, à un facteur 0.5 près, à l'intensité de la composante non polarisée. Ce cas de figure correspond à l'hypothèse formulée par les travaux existants (voir chapitre 2). En revanche, lorsque le paramètre S_3 n'est pas nul cette hypothèse n'est plus vérifiée. L'intensité minimale dépend alors à la fois de la composante polarisée et de la composante non polarisée de l'onde observée.

3.2.3.4 Estimation des performances du dispositif proposé

Dans le but de valider expérimentalement le dispositif de mesure proposé, nous éclairons ce dernier avec une lumière linéairement polarisée d'un angle de polarisation ϕ donné. Cet angle simule l'orientation de la composante perpendiculaire du champ électrique, issue d'une réflexion spéculaire, par rapport à l'axe de référence horizontal. Pour ceci, nous utilisons une source d'éclairage standard couplée à un polariseur linéaire (voir fig.3.26). L'orientation de l'axe de transmission du polariseur correspond à l'angle ϕ .

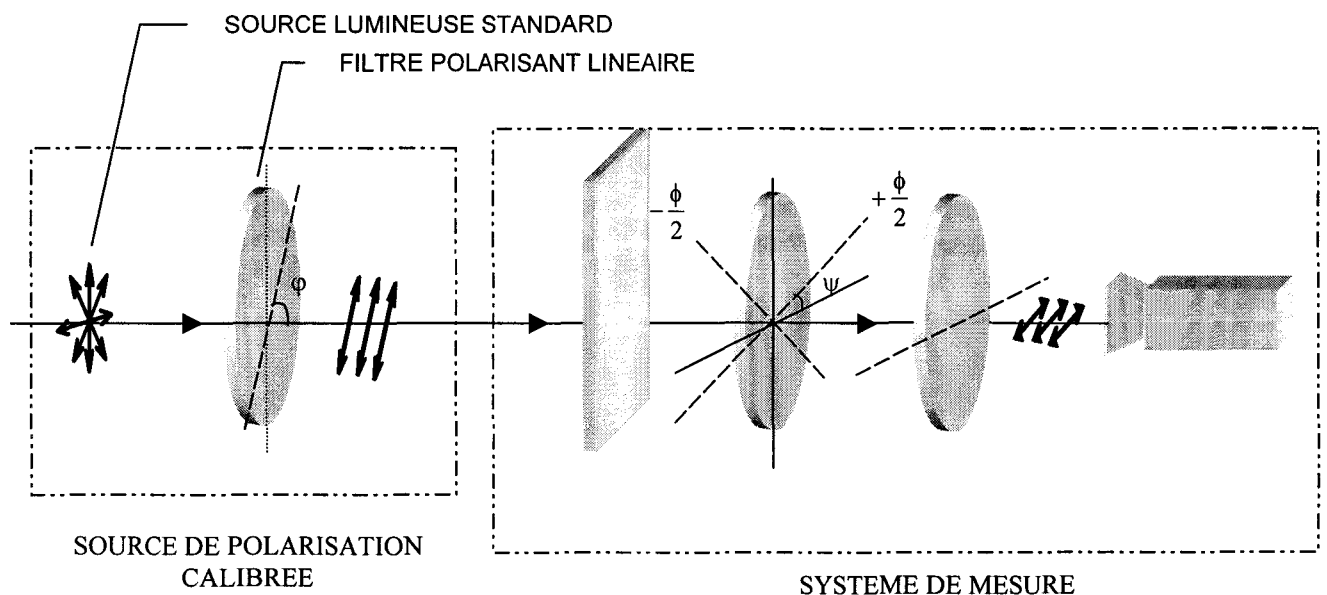


Fig. 3.26 : Système permettant de valider le dispositif proposé

Bien que quatre acquisitions suffisent en théorie pour estimer les quatre paramètres de Stokes de l'onde lumineuse observée, il est en pratique nécessaire d'augmenter ce nombre d'acquisition pour que l'estimation soit robuste au bruit. Nous choisissons ainsi d'effectuer neuf acquisitions pour différentes orientations ψ du retardateur (une tous les 20°). Ce nombre d'acquisitions correspond à un bon compromis entre la robustesse au bruit et le temps d'exécution de la mesure.

Nous avons alors déterminé, dans ces conditions, la précision obtenue lors de l'estimation de l'angle φ en fonction de sa valeur réelle ($\varphi_{\text{réel}}$). Pour cela, l'angle $\varphi_{\text{réel}}$ correspondant à l'orientation angulaire du polariseur de la source de polarisation est ajusté précisément (voir fig. 3.26). On calcule ainsi, pour un pixel choisi arbitrairement, l'erreur $\eta = \varphi - \varphi_{\text{réel}}$ entre la valeur estimée et la valeur réelle de φ . L'évolution de cette erreur est représentée figure 3.27 en fonction de l'angle φ réel.

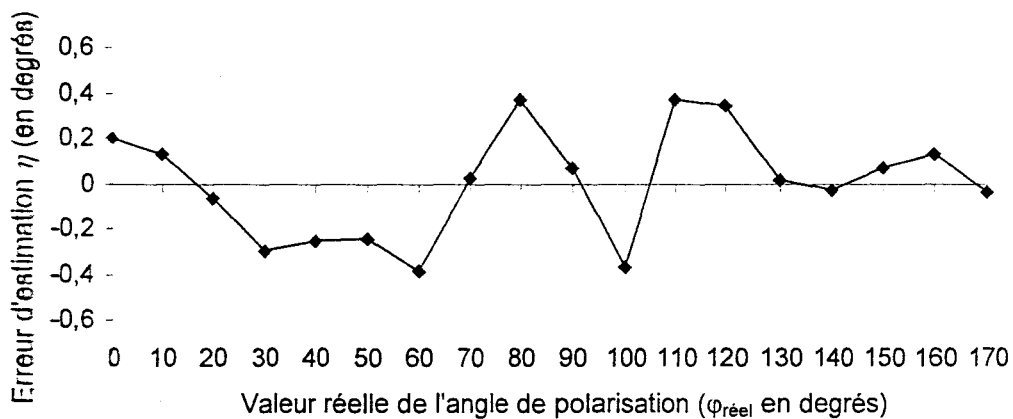


Fig. 3.27: Précision d'estimation de l'angle de polarisation

On remarque alors que l'erreur maximale commise lors de la détermination de φ est approximativement $\pm 0,4^\circ$ avec un écart type de $0,05^\circ$.

Nous avons également testé la validité du dispositif de mesures dans le cas réel de la réflexion d'une onde lumineuse sur un objet. L'exemple choisi correspond, comme précédemment, à l'observation d'une bille de verre. Nous avons ainsi généré la carte des angles de polarisation φ (voir fig. 3.28) à partir de la relation (3.48). On constate que les résultats sont valides (90° pour les plans tangents gauche et droit et 0° pour les plans tangents haut et bas)

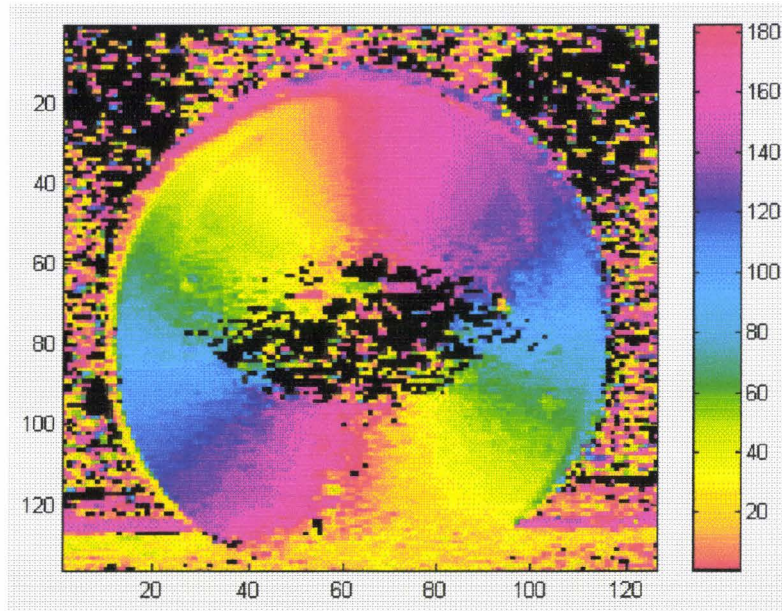


Fig. 3.28: Carte des angles de polarisation d'une bille de verre (calculée à partir de la mesure des paramètres de Stokes)

Nous avons de même calculé le degré de polarisation de l'onde réfléchie pour tous les pixels de l'image, à l'aide de la relation (3.29). On s'aperçoit ainsi que le degré de polarisation est maximal pour les pixels présentant la propriété de correspondre à une onde lumineuse ayant été réfléchie avec un angle de réflexion proche de l'angle de Brewster (valant approximativement 60°).

Le degré de polarisation n'est toutefois pas unitaire sous l'incidence de Brewster car l'onde réfléchie provient également de la réflexion diffuse. Pour cette incidence particulière l'onde réfléchie comporte donc une partie spéculaire complètement polarisée et une partie diffuse considérée comme complètement non polarisée.

Le degré de polarisation procure également un indice de confiance sur les résultats obtenus. On peut par exemple constater que les pixels se trouvant au centre de la bille

(incidence nulle) n'ont pas été pris en compte dans le calcul de la valeur de l'angle de polarisation car la faible valeur du degré de polarisation aurait risqué d'engendrer des résultats erronés. Le degré de polarisation est donc comparé à un seuil, fixé empiriquement à 5%, dans notre algorithme de traitement.

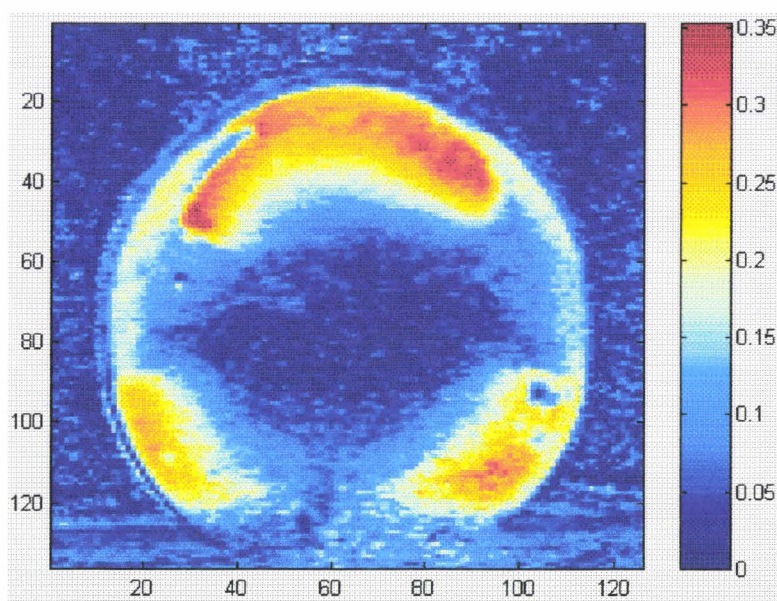


Fig. 3.29: Degré de polarisation de l'onde lumineuse réfléchi par la bille

D'autres exemples seront présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Exemples d'applications en
analyse de scènes

4.1 Introduction

Le dispositif de mesures proposé au paragraphe 3.2 permet de caractériser complètement l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie par un objet sans qu'il soit nécessaire d'effectuer d'hypothèse sur l'onde lumineuse éclairant l'objet. Les paramètres de polarisation de l'onde réfléchie ainsi estimés permettent d'envisager un certain nombre d'applications dans le domaine de l'analyse de scènes.

L'angle de polarisation ϕ apporte par exemple une information géométrique sur l'objet observé qui permet de segmenter cet objet en régions orientées de manière géométriquement homogène. Les primitives ainsi obtenues peuvent par exemple être ensuite utilisées lors de la phase de mise en correspondance dans un système de stéréovision.

D'un autre côté, la connaissance (au niveau pixel) du degré de polarisation de l'onde réfléchie par les objets observés permet de retirer la composante de polarisation complètement polarisée de l'image de la scène. L'image obtenue correspond alors à la réflexion diffuse et à la partie non polarisée de la réflexion spéculaire. De cette façon, les reflets (partiellement polarisés) sont atténués et les zones d'éblouissement sont supprimées.

Enfin, les paramètres de polarisation obtenus peuvent également servir à caractériser la nature du matériau sur lequel il y a eu réflexion. Les objets peuvent ainsi être classés dans deux familles : métallique ou diélectrique, suivant leur conductivité. Les paragraphes suivants illustrent ces différentes applications sur des objets couramment rencontrés dans le domaine de l'analyse de scènes.

4.2 Classification de facettes suivant leur orientation

Il a été montré au paragraphe 2.3.2 que la connaissance de la valeur de l'angle de polarisation ϕ apporte une information géométrique sur la scène observée car cet angle correspond à $\pi/2$ près à l'orientation du plan d'incidence par rapport à un axe de référence horizontal. Or la normale à la surface sur laquelle il y a eu réflexion a la propriété d'appartenir au plan d'incidence défini par le rayon incident et le rayon réfléchi. En permettant d'estimer la valeur de cet angle, pour chaque pixel de l'image de la scène observée, le dispositif

polarimétrique proposé permet donc de déterminer l'orientation des différentes facettes constituant la scène à un degré de liberté près.

D'un point de vue pratique, le dispositif proposé fournit une carte des angles de polarisation, c'est à dire une image où l'intensité d'un pixel donné correspond au codage de l'angle de polarisation estimé pour ce pixel. Cette carte des angles de polarisation permet entre autre de segmenter les différentes facettes constituant les objets observés en recherchant les zones d'orientation homogène. L'exemple illustré figure 4.1 correspond au cas de l'observation d'un encrier à moitié rempli (voir fig. 4.1a).

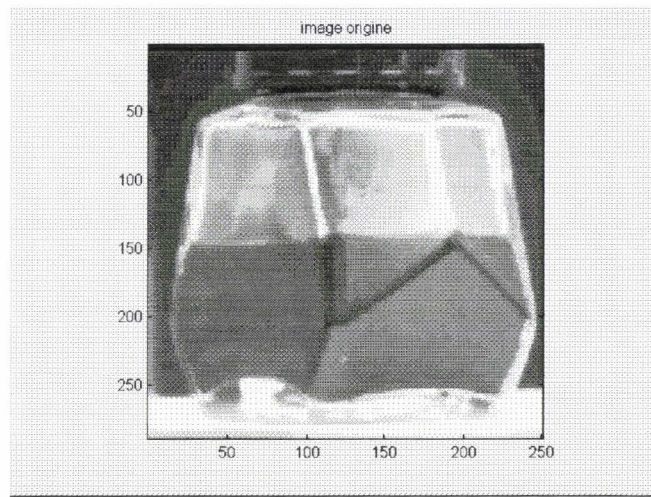


Fig. 4.1a: Image radiométrique de l'encrier

Les quatre paramètres de Stokes caractérisant l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchi sur l'encrier sont estimés pour chaque pixel. Ceux-ci sont représentés par les figures 4.1b-e.

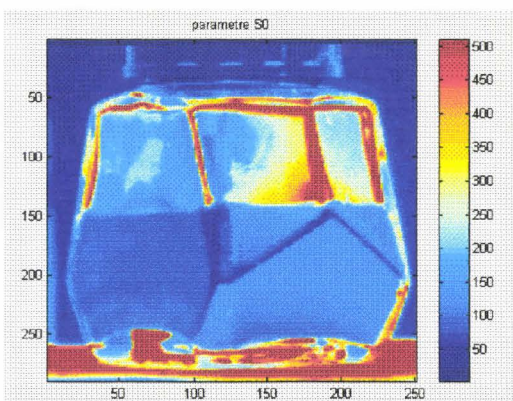


Fig. 4.1b: Carte de paramètres S_0

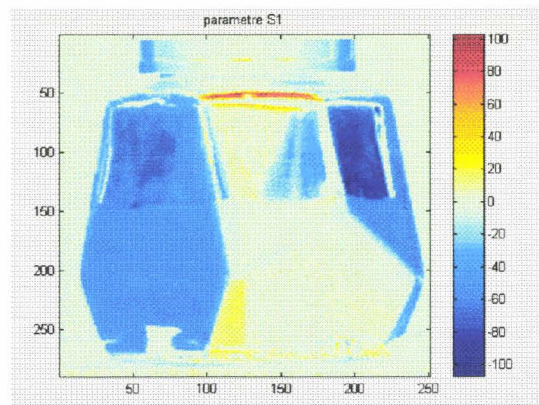
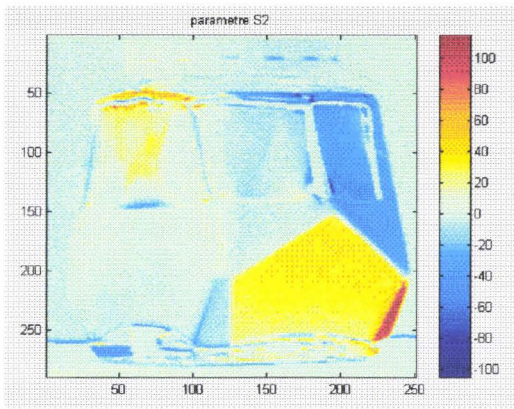
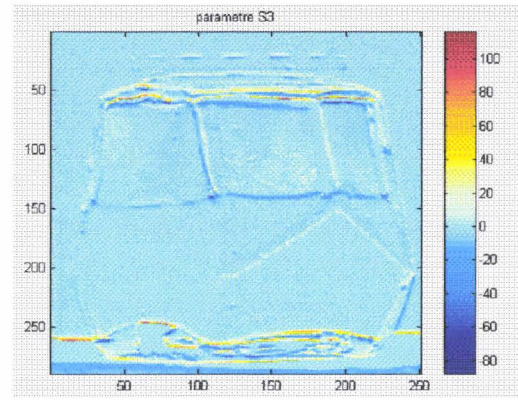


Fig. 4.1c: Carte des paramètres S_1

Fig. 4.1d: Carte des paramètres S_2 Fig. 4.1e: Carte des paramètres S_3

D'un point de vue théorique, il est possible de modéliser sous forme matricielle la réflexion d'une onde lumineuse sur une surface plane. Pour cela, la surface est caractérisée par une matrice de Mueller. Dans le cas où la surface est horizontale, on peut montrer [COLLET93] que le vecteur de Stokes de l'onde réfléchie est obtenu à l'aide de la relation (4.1):

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \rho_{\perp}^2 + \rho_{\parallel}^2 & \rho_{\perp}^2 - \rho_{\parallel}^2 & 0 & 0 \\ \rho_{\perp}^2 - \rho_{\parallel}^2 & \rho_{\perp}^2 + \rho_{\parallel}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel}\cos(\phi_{\perp} - \phi_{\parallel}) & 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel}\sin(\phi_{\perp} - \phi_{\parallel}) \\ 0 & 0 & -2\rho_{\perp}\rho_{\parallel}\sin(\phi_{\perp} - \phi_{\parallel}) & 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel}\cos(\phi_{\perp} - \phi_{\parallel}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Où ρ_{\perp} , ρ_{\parallel} et ϕ_{\perp} , ϕ_{\parallel} correspondent respectivement aux modules et arguments des équations de Fresnel (1.20) et (1.21):

$$\frac{E_{\perp 0r}}{E_{\perp 0i}} = \rho_{\perp} \exp(i\phi_{\perp}) \quad \text{et} \quad \frac{E_{\parallel 0r}}{E_{\parallel 0i}} = \rho_{\parallel} \exp(i\phi_{\parallel}) \quad (4.2)$$

Dans le cas général, où la surface est inclinée d'un angle θ par rapport à la référence horizontale, la matrice de Mueller (4.1) doit être modifiée à l'aide de la relation (3.34). La nouvelle matrice de Mueller caractérisant la réflexion devient alors:

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \rho_{\perp}^2 + \rho_{\parallel}^2 & (\rho_{\perp}^2 - \rho_{\parallel}^2) \cos 2\theta & (\rho_{\perp}^2 - \rho_{\parallel}^2) \sin 2\theta & 0 \\ (\rho_{\perp}^2 - \rho_{\parallel}^2) \cos 2\theta & A & B & -2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \sin \Delta \sin 2\theta \\ -(\rho_{\perp}^2 - \rho_{\parallel}^2) \sin 2\theta & B & C & 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \sin \Delta \cos 2\theta \\ 0 & -2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \sin \Delta \sin 2\theta & -2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \sin \Delta \cos 2\theta & 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \cos \Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

$$\text{Avec} \quad \begin{cases} \Delta = \phi_{\perp} - \phi_{\parallel} \\ A = (\rho_{\perp}^2 + \rho_{\parallel}^2) \cos^2 2\theta + 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \cos \Delta \sin^2 2\theta \\ B = (\rho_{\perp}^2 + \rho_{\parallel}^2) \cos 2\theta \sin 2\theta - 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \cos \Delta \cos 2\theta \sin 2\theta \\ C = (\rho_{\perp}^2 + \rho_{\parallel}^2) \sin^2 2\theta + 2\rho_{\perp}\rho_{\parallel} \cos \Delta \cos^2 2\theta \end{cases} \quad (4.4)$$

A partir de la relation (4.3) on s'aperçoit que, sous certaines conditions, le paramètre S'_3 de l'onde réfléchie peut devenir non nul. L'hypothèse formulée par les travaux antérieurs (voir chapitre 2) d'une onde lumineuse réfléchie partiellement linéairement polarisée n'est alors plus vérifiée.

On peut en effet remarquer que dans le cas d'un matériau diélectrique ($\phi_{\perp} = \phi_{\parallel} = 0$) le paramètre S'_3 est non nul si (et seulement si) le paramètre S_3 de l'onde lumineuse incidente est non nul. Ce cas de figure se rencontre lorsque la source lumineuse éclairant la scène est partiellement circulairement polarisée mais également lorsque l'onde lumineuse incidente sur l'objet a déjà subi au moins une réflexion sur un matériau métallique avant d'être réfléchie par l'objet considéré.

En effet, dans le cas d'une réflexion sur une surface métallique (ϕ_{\perp} et ϕ_{\parallel} non nuls car indice du matériau complexe) le paramètre S'_3 est non nul à condition que l'onde incidente soit partiellement polarisée. L'existence d'un paramètre S'_3 non nul peut donc s'expliquer par des réflexions multiples.

Après avoir estimé le vecteur de Stokes de l'onde réfléchie pour chaque pixel, le dispositif génère une carte des angles de polarisation (à l'aide de la relation 3.48) et une carte du degré de polarisation (à l'aide de la relation 3.29). Ces paramètres sont représentés respectivement sur les figures 4.1f et 4.1g:

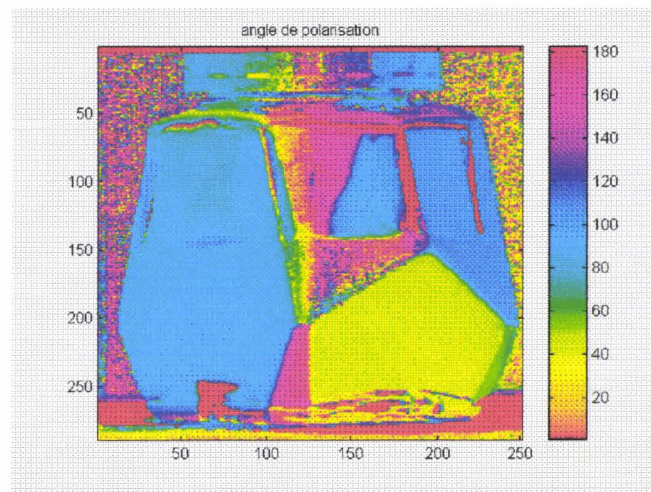


Fig. 4.1f: Carte des angles de polarisation

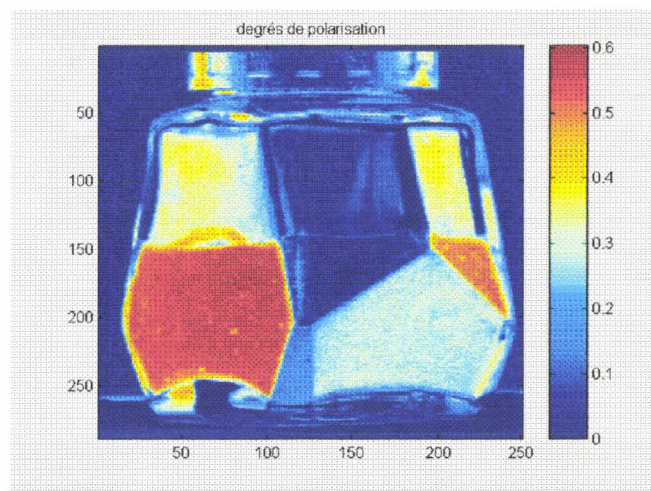


Fig. 4.1g: Carte du degré de polarisation

Il est possible de remarquer (fig. 4.1g) que le degré de polarisation est quasi nul pour la facette de l'encrier qui est orientée perpendiculairement à l'axe optique de la caméra. Ce phénomène s'explique par le fait que pour cette facette, le rayon incident, la normale à la surface et le rayon réfléchi sont colinéaires. L'angle d'incidence est donc nul ce qui entraîne l'égalité des coefficients de Fresnel \mathcal{R}_\perp et \mathcal{R}_\parallel de l'onde réfléchie (voir chapitre 1). Les angles de polarisation obtenus pour cette facette ne sont donc pas valides.

En revanche, on peut constater (fig. 4.1f) que les angles obtenus sont homogènes dans les autres facettes, excepté pour de petites zones correspondant à des reflets entraînant une saturation de la caméra et par suite une annulation du degré de polarisation. On peut ainsi

remarquer sur la figure 4.1f que les angles de polarisation calculés pour la facette de droite de l'encrier, qui est verticale, sont à peu près tous identiques et valent 90° . Cette valeur prouve la validité des résultats obtenus car pour cette facette le plan d'incidence est horizontal et par conséquent la composante de polarisation perpendiculaire à ce plan est verticale, d'où un angle de polarisation valant 90° .

Le fait de disposer du degré de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie, sans devoir effectuer d'hypothèse sur la source d'éclairage, apporte un avantage considérable par rapport au dispositif polarimétrique précédent, couramment utilisé en analyse de scènes. En effet, on peut ainsi apporter un degré de confiance aux informations fournies par le système de mesures. Plus le degré de polarisation est élevé, plus les résultats sont fiables.

De plus, le dispositif proposé permet de reconstruire une image radiométrique de la scène observée, c'est à dire l'image que verrait la caméra sans le dispositif optique de mesures. La figure 4.1a a d'ailleurs été obtenue à partir de cette reconstruction. Cette image correspond en fait aux paramètres S_0 donnant l'intensité totale de l'onde réfléchie.

Dans le cas du dispositif proposé, on peut constater sur la figure 4.1b qui correspond à la carte des paramètres S_0 que les niveaux de gris de l'image reconstruite de la scène observée dépassent le niveau maximum 255 de saturation de la caméra utilisée (CCD sur 8 bits). Cela s'explique par le fait que le dispositif optique de mesures introduit un affaiblissement de l'intensité lumineuse. La valeur du paramètre S_0 correspond donc bien à l'intensité qui serait mesurée sans le dispositif de mesures.

La figure 4.1h représente le résultat de classification des facettes obtenu par un algorithme du type « fuzzy C mean » [BEZDEK81] [CHIU94] prenant en compte à la fois l'angle de polarisation et le degré de polarisation. On peut remarquer que les différentes facettes sont bien dissociées.

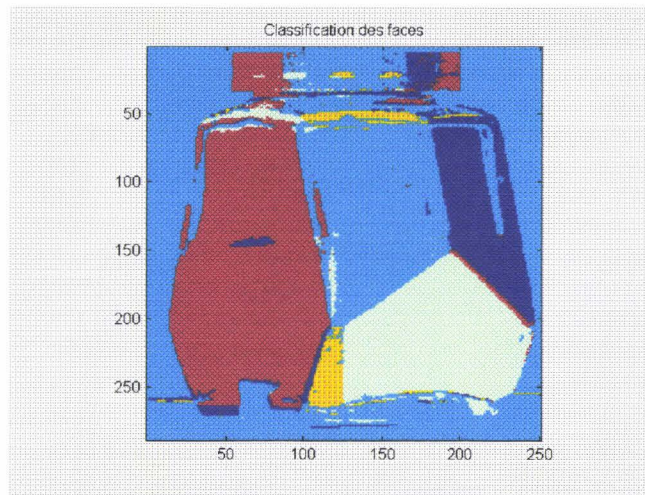


Fig. 4.1h: Résultat de classification des facettes de l'encrier

On remarque également que la facette de l'encrier vue de face est classée avec le fond. Ceci est dû au fait que le degré de polarisation de l'onde lumineuse réfléchi sur cette facette est très faible, celle-ci est donc classée avec les zones sans intérêt.

Il est important de noter que les résultats obtenus correspondent à une classification des pixels suivant une continuité des propriétés géométriques de l'objet observé et non pas suivant des propriétés photométriques de l'image (niveaux de gris). En effet, si on applique l'algorithme de classification sur l'image de l'encrier en niveau de gris on obtient pour chaque facette deux zones, l'une correspondant à la partie pleine de l'encrier, l'autre à la partie vide. Cette segmentation de l'objet en régions d'orientations identiques peut ensuite être utilisée, par exemple, lors de la phase de mise en correspondance dans un système de stéréovision.

La figure 4.2 illustre un autre exemple de classification des facettes d'un objet suivant leurs orientations. L'objet considéré est fabriqué dans une matière plastique, matériau diélectrique. On peut constater sur les fig. 4.2a et 4.2b que le dispositif polarimétrique distingue parfaitement les trois faces de l'objet observé bien que les faces de droite et du bas aient des niveaux de gris similaires (même intensité réfléchi).

On remarque également fig. 4.2b une discontinuité dans l'orientation géométrique de la facette de droite. Cette discontinuité est due à un défaut de planéité de la facette (petite aspérité créée à la fabrication de l'objet) qu'il est impossible de distinguer dans l'image

radiométrique. Le fait disposer de l'information polarimétrique de la lumière réfléchie apporte donc au domaine de l'analyse de scènes des renseignements qu'il est difficile, voire impossible, d'obtenir autrement [TERRIER00b], [TERRIER01b].

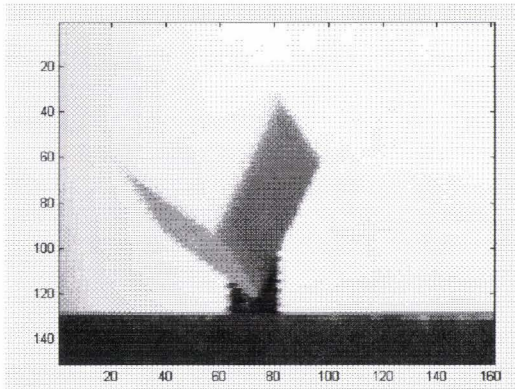


Fig. 4.2a: Image radiométrique de l'objet

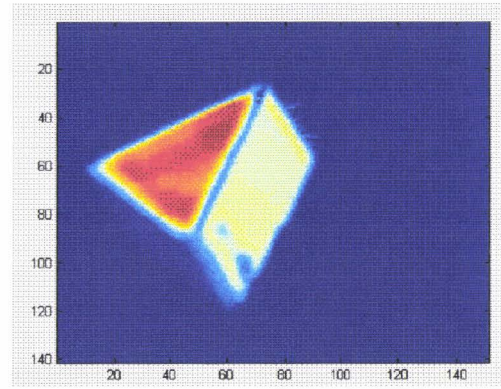


Fig. 4.2b: Classification des facettes de l'objet

4.3 Suppression des reflets de forte intensité

Les zones de reflets de forte intensité (« highlight ») sont en grande partie dues, dans l'image de la scène observée, à la forte concentration d'énergie contenue dans la composante de réflexion spéculaire (effet miroir). Or, il a été montré au chapitre 1 que la composante de réflexion diffuse est toujours considérée comme non polarisée alors que la composante de réflexion spéculaire est partiellement polarisée. Ces reflets, qui peuvent produire des résultats erronés dans les algorithmes classiques de traitements d'images, sont donc partiellement polarisés. Ces derniers peuvent par conséquent être considérablement réduits en ne conservant que la partie non polarisée de l'onde réfléchie, ce qui peut être fait à l'aide du dispositif proposé. Ce dispositif permet en effet d'estimer, à l'aide de la relation (4.1), les intensités I_{non_pol} relative à la partie non polarisée et I_{pol} relative à la partie complètement polarisée de l'onde lumineuse réfléchie.

$$\begin{cases} I_{pol} = S_0^{(P)} = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ I_{non_pol} = S_0^{(NP)} = S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \end{cases} \quad (4.1)$$

Les reflets de forte intensité lumineuse qui engendrent un effet d'éblouissement dans l'image de la scène observée peuvent ainsi être affaiblis, voire supprimés, en ne conservant pour chaque pixel de l'image que l'intensité $I_{\text{non_poi}}$.

La figure 4.3 illustre les résultats obtenus sur une bille de verre. On peut constater sur la figure 4.3a, qui correspond à l'image radiométrique de la bille (paramètre S_0), la présence d'une zone de saturation de la caméra située dans la partie haute de la bille. Sur la figure 4.3b la composante de réflexion polarisée a été supprimée, on s'aperçoit alors que cette zone de forte intensité a quasiment disparu. De même, la bille semble moins brillante car la suppression de la composante polarisée entraîne une diminution des reflets (qui sont en grande partie polarisés). L'image obtenue peut ainsi être utilisée, de manière plus robuste, par des algorithmes classiques de traitement d'images.

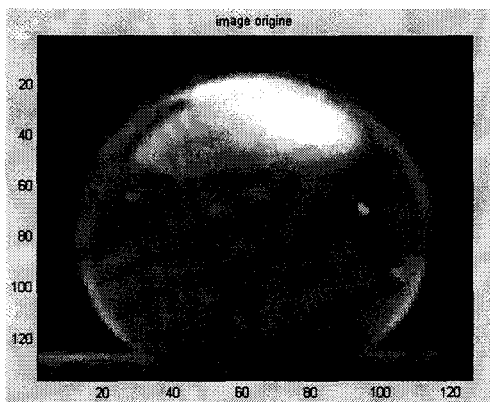


Fig. 4.3a: Image radiométrique de la bille

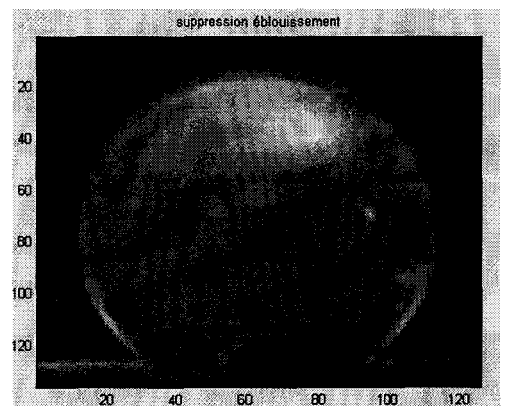


Fig. 4.3b: Image de la composante non polarisée de l'onde réfléchie

4.4 Classification des matériaux suivant leur nature métallique ou diélectrique

Il a été montré au paragraphe 3.2.2.3 que le dispositif polarimétrique proposé permet d'estimer les intensités I_{MAX} et I_{MIN} (eq. 3.48) qui seraient mesurées si l'onde lumineuse était observée au travers un polariseur linéaire. Cette information peut être mise à profit pour classer la nature du matériau sur lequel il y a eu réflexion (diélectrique ou métallique). En effet, Wolff a montré que le rapport des intensités $\frac{I_{\text{MAX}}}{I_{\text{MIN}}}$ correspondait, sous certaines

conditions, à une approximation du rapport des coefficients de Fresnel $\frac{\mathcal{R}_\perp}{\mathcal{R}_\parallel}$. Cette approximation permet, dans le cas où la composante de réflexion diffuse est négligeable par rapport à la composante de réflexion spéculaire, de classer les matériaux selon deux familles: métal ou diélectrique (voir §2.3.1.2). Wolff a ainsi montré expérimentalement qu'un ratio $\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$ inférieur à 2 était caractéristique d'une surface métallique, alors qu'un ratio supérieur à 2 correspondait à une surface diélectrique.

Nous avons donc utilisé la valeur des intensités I_{MAX} et I_{MIN} calculées à l'aide de la relation (3.48) et le seuil proposé par Wolff pour séparer les objets métalliques et diélectriques de la scène observée. La figure 4.4 illustre les résultats obtenus dans le cas de l'observation d'un circuit imprimé. L'image radiométrique du circuit (paramètre S_0) est représentée sur la figure 4.4a. La figure 4.4b montre le résultat de la classification du matériau suivant sa nature diélectrique ou métallique.

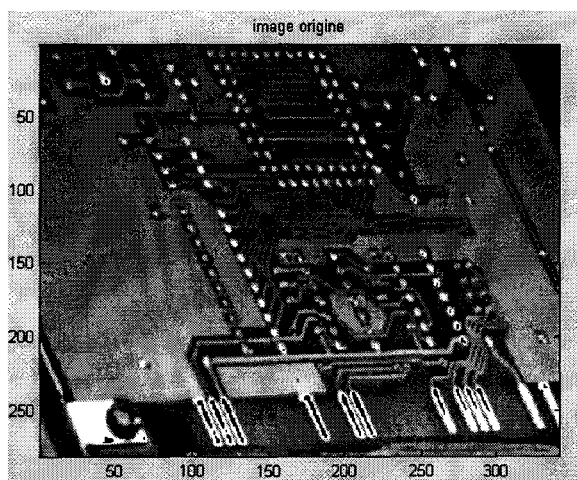


Fig. 4.4a: Image radiométrique du circuit imprimé

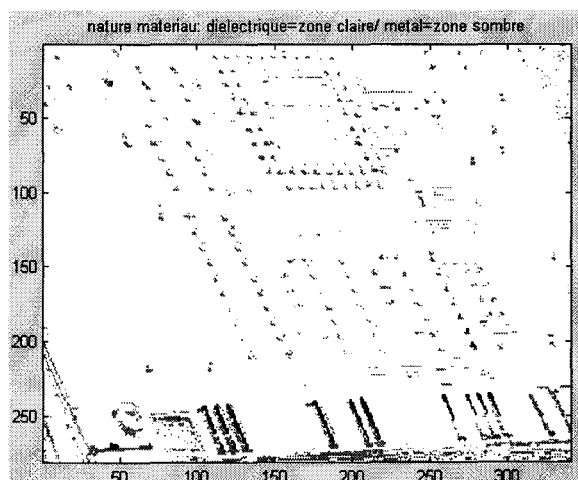


Fig. 4.4b: Extraction des parties métalliques de l'image

Dans l'image 4.4b, les zones blanches correspondent à un matériau diélectrique, les zones grises à un matériau métallique et les zones noires à une saturation de la caméra rendant impossible l'exploitation des résultats obtenus. On peut alors s'apercevoir que les pistes en cuivre sont classées comme un matériau diélectrique. Ce résultat s'explique par le fait que le circuit est recouvert d'un vernis (« vernis épargne ») qui recouvre à la fois les pistes et les zones diélectriques à l'exception des soudures.

Conclusion

L'analyse de scènes à partir de la connaissance que l'on peut en avoir au travers de la lumière réfléchiée par les éléments présents dans cette scène est un domaine qui a connu un essor important ces dernières années. De nombreuses applications ont ainsi été mises en œuvres notamment dans le cadre de la robotique, en vision artificielle, par exemple pour la conduite autonome de véhicules ou encore la reconnaissance d'individus.

Sur le plan fondamental, l'analyse de scènes est un problème de type inverse qui dans bien des cas peut être mal conditionné. Une approche parmi d'autres permettant de réduire cette difficulté consiste à extraire toute l'information disponible dans le signal analysé. De ce point de vue, l'utilisation de la seule information d'intensité du signal lumineux reçu ne permet pas d'exploiter toute la "richesse" de l'information véhiculée par la lumière après réflexion sur un objet. C'est à partir de ces constatations que nous avons entrepris ce travail portant sur la polarisation de la lumière et ses applications dans le domaine de l'analyse de scènes par caméra.

La caractérisation de l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchiée sur un objet permet en effet d'obtenir des informations de nature physique ou géométrique sur ce dernier (matériau le constituant, orientation). Il est évident que la précision des informations obtenues est directement liée à la modélisation des phénomènes physiques mis en jeu lors du mécanisme de réflexion, mais également à la robustesse et à la précision du dispositif de mesures utilisé.

Nous nous sommes donc, dans un premier temps, attaché à améliorer, en terme de précision, le dispositif de mesures utilisé par la plupart des travaux exploitant le paramètre physique de polarisation de la lumière en analyse de scènes.

Ce dispositif, commun à tous ces travaux, est constitué d'un filtre polarisant linéaire dont l'axe principal peut être tourné mécaniquement d'un angle ψ par rapport à un axe de référence. Ces travaux estiment l'angle de polarisation ϕ de l'onde lumineuse observée au travers du polariseur en effectuant plusieurs mesures d'intensité à la sortie de ce dernier, pour différentes positions angulaires de l'axe principal. La précision d'estimation dépend alors de l'ajustement des angles de rotations réellement appliquées au polariseur. Celle-ci est par conséquent directement affectée par les imprécisions mécaniques de positionnement de l'axe principal du filtre polarisant.

D'un autre côté, une variante de ce dispositif consiste à ne pas faire tourner le filtre polarisant d'un angle ψ par rapport à un axe de référence, mais à maintenir le polariseur dans une position de référence et à faire tourner les composantes de polarisation de l'onde lumineuse autour de l'axe de propagation. Cette rotation d'angle ψ de l'onde lumineuse est réalisée à l'aide de composants à cristaux liquides. Or, les caractéristiques de ces derniers sont sensibles à la température. Les angles de rotation ψ commandés électriquement peuvent par conséquent devenir imprécis lorsque les conditions thermiques de fonctionnement sont difficilement contrôlables. C'est notamment le cas pour les applications industrielles.

Notre contribution a donc consisté à proposer un nouveau dispositif de mesures pour lequel la précision d'estimation des paramètres de polarisation de l'onde lumineuse observée est indépendante de la précision d'ajustement des paramètres de réglage du dispositif. La méthode proposée est basée sur le principe d'autocalibrage du dispositif. C'est à dire que les paramètres de réglage (angles de rotations ψ) et les inconnues du modèle de l'intensité mesurée sont estimées simultanément.

Les simulations et les mesures effectuées ont montré que les paramètres de polarisation ainsi estimés, à l'aide du dispositif proposé, étaient insensibles au biais de mesures éventuel des angles de rotations ψ . De ce fait, la qualité d'estimation n'est pas affectée par un éventuel décalage de l'axe principal du filtre polarisant linéaire dans son support ni par un éventuel décalage de l'axe du moteur pas à pas entraînant le filtre. De même, contrairement au dispositif précédent utilisant des composants à cristaux liquides, les résultats sont indépendants de la température.

Par conséquent, le dispositif proposé apporte l'avantage de permettre une estimation de l'angle de polarisation ϕ précise au cours du temps. Cette dernière ne risque pas, en effet, d'être modifiée par un éventuel dérèglement du système de mesures. Cette caractéristique permet, par exemple, l'utilisation du dispositif proposé dans un système embarqué où il n'est pas possible de corriger l'évolution temporelle des angles de rotations réellement appliquées au polariseur linéaire (problème de positionnement mécanique).

Toutefois, indépendamment de cette amélioration métrologique, les dispositifs utilisés dans les travaux antérieurs ne permettent pas de savoir dans quel état de polarisation se trouve l'onde lumineuse observée. Cela est dû au fait que l'expression mathématique de l'intensité

mesurée à la sortie du polariseur ne dépend pas du déphasage ε intervenant entre les deux composantes de polarisation E_x et E_y de l'onde lumineuse.

Ainsi, dans le but d'améliorer la caractérisation de l'onde lumineuse observée, nous avons proposé, dans un deuxième temps, un nouveau dispositif de mesures permettant de remédier à cette limitation.

Pour cela, nous avons utilisé un formalisme mathématique différent qui permet de modéliser une onde lumineuse en prenant en compte son degré de polarisation. Il s'agit du formalisme de Stokes qui représente l'état de polarisation d'une onde lumineuse sous la forme d'un vecteur à quatre paramètres. Le dispositif de mesures que nous avons proposé permet d'estimer ces paramètres et par conséquent de caractériser complètement l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie; c'est à dire d'estimer les intensités de ses composantes polarisée et non polarisée mais également de déterminer, de façon complète, la forme de l'ellipse de polarisation relative à sa composante polarisée.

Il a été montré dans ce mémoire que ces renseignements permettent d'obtenir des informations qui étaient jusque là inaccessibles avec les dispositifs précédents, c'est notamment le cas du degré de polarisation. La connaissance de ce paramètre apporte alors une amélioration dans l'analyse de la scène observée dans le sens où ce dernier sert d'indice de confiance pour la validité des mesures. En effet, la valeur de l'angle de polarisation estimée est d'autant plus fiable que le degré de polarisation est élevé ; il en va par conséquent de même des informations géométriques sur l'objet observé calculées à partir de cet angle.

Les résultats expérimentaux de caractérisation de l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie sur un objet, obtenue à partir du dispositif de mesures proposé, ont montré qu'il était possible d'envisager un certain nombre d'applications potentielles dans le domaine de l'analyse de scènes. Des exemples ont été présentés dans le cas de la suppression des reflets de forte intensité dans l'image de la scène observée ou encore dans le cas de la segmentation de l'image en zones correspondant à des régions de la scène orientées de façon géométriquement identique.

Ces résultats expérimentaux ont également mis en évidence qu'il devrait être possible d'améliorer la précision des informations de nature physique ou géométrique obtenues sur

l'objet observé en affinant le modèle de réflexion. On peut en effet constater, dans le cas de l'exemple de l'encrier, que les angles de polarisation calculés ne sont pas tous identiques pour une facette donnée (zone d'orientation homogène). Cette inhomogénéité des résultats n'est pas due à des erreurs de mesures mais est liée au fait que le modèle de réflexion utilisé est une approximation incomplète de tous les phénomènes physiques d'interaction entre l'onde lumineuse et la surface de l'objet.

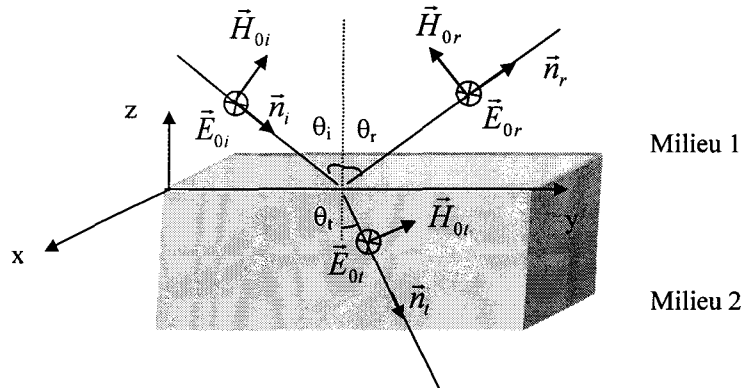
Cela amène donc, en perspective de ce travail, à prendre en compte une modélisation plus fine du mécanisme de réflexion. Il est envisagé, dans un premier temps, de s'intéresser à la modélisation de la réflexion diffuse car on peut penser que l'inhomogénéité des angles de polarisation calculés est en grande partie due au fait que l'hypothèse de la non polarisation de la composante de réflexion diffuse n'est pas vérifiée. Afin d'avoir une meilleure modélisation du phénomène physique permettant de prendre en compte une partie polarisée de la composante diffuse, nous pensons pouvoir mettre à profit les travaux qui ont été réalisés dans le domaine de la télédétection, notamment dans le cadre de la modélisation de la réflexion diffuse sur des cibles radar [BARRICK68], [BECKER85], [NARAY92]. Ces travaux portant sur la modélisation de la réflexion des ondes électromagnétiques sur une cible, en fonction des caractéristiques de cette dernière, pourront certainement aider à améliorer la caractérisation de l'onde lumineuse réfléchi sur un objet et ainsi permettre de remonter à des informations plus précises sur ce dernier.

Il est également envisagé de s'intéresser au problème de la séparation des composantes de réflexion diffuse et spéculaire. Il a été vu en effet, dans le chapitre consacré à l'état de l'art, que l'impossibilité d'estimer au niveau d'un pixel, l'intensité de la composante de réflexion diffuse, était souvent un handicap pour remonter aux informations sur l'objet observé, notamment dans le cas de la discrimination de la nature métallique ou diélectrique du matériau. Une approche possible du problème pourrait consister à s'inspirer des travaux de Farid et al. [FARID99] portant sur la séparation de sources dans la mesure où l'on peut faire l'hypothèse que les composantes de réflexion diffuse et spéculaire sont indépendantes. Une autre approche possible consisterait à exploiter une analyse multi-spectrale de la lumière réfléchi. En effet, les composantes de réflexion spéculaire et diffuse peuvent être considérées de couleur différente par le fait que la couleur de la composante diffuse est liée à celle du matériau sur lequel il y a réflexion, alors que la couleur de la composante spéculaire est liée à celle de la source lumineuse qui éclaire la scène.

Annexes

ANNEXE 1 : Les équations de Fresnel

Composante de champ électrique \vec{E} perpendiculaire au plan d'incidence :



Continuité de la composante tangentielle de \vec{E} à l'interface :

$$E_{0i} + E_{0r} = E_{0t} \quad (\text{A1.1})$$

Continuité de la composante tangentielle de \vec{H} :

$$H_{0i} \cdot \cos \theta_i - H_{0r} \cdot \cos \theta_r = H_{0t} \cdot \cos \theta_t \quad (\text{A1.2})$$

$$\text{Or } \frac{E}{H} = \frac{\omega \cdot \mu}{k} \quad (\text{A1.3})$$

$$\Rightarrow \frac{k_1}{\omega \mu_1} (E_{0i} - E_{0r}) \cos \theta_i = \frac{k_2}{\omega \mu_2} E_{0t} \cos \theta_t \quad (\text{A1.4})$$

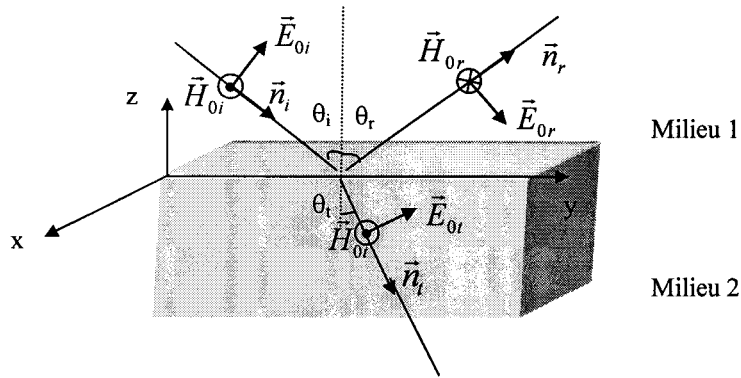
$$\Rightarrow \frac{k_1}{\omega \mu_1} (E_{0i} - E_{0r}) \cos \theta_i = \frac{k_2}{\omega \mu_2} (E_{0i} + E_{0r}) \cos \theta_t \quad (\text{A1.5})$$

$$\Rightarrow E_{0i} \left(\frac{k_1}{\omega \mu_1} \cos \theta_i - \frac{k_2}{\omega \mu_2} \cos \theta_t \right) = E_{0r} \left(\frac{k_1}{\omega \mu_1} \cos \theta_i + \frac{k_2}{\omega \mu_2} \cos \theta_t \right) \quad (\text{A1.6})$$

$$\text{Avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ et } n = \frac{\lambda_0}{\lambda} \Rightarrow k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$$

$$\Rightarrow \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{\frac{n_1}{\mu_1} \cos \theta_i - \frac{n_2}{\mu_2} \cos \theta_t}{\frac{n_2}{\mu_2} \cos \theta_t + \frac{n_1}{\mu_1} \cos \theta_i} \quad (\text{A1.7})$$

Composante de champ électrique \vec{E} parallèle au plan d'incidence :



Les orientations des vecteurs \vec{E}_{0r} et \vec{E}_{0t} sont choisies de façon à ce que les deux figures deviennent identiques à l'incidence normale, à une rotation près de 90° autour de la normale à l'interface.

Continuité de la composante tangentielle de \vec{H} :

$$H_{0i} - H_{0r} = H_{0t} \quad (\text{A1.8})$$

A l'aide de la relation (A1.3) cette relation peut encore s'écrire:

$$\frac{k_1}{\omega\mu_1} (E_{0i} - E_{0r}) = \frac{k_2}{\omega\mu_2} E_{0t} \quad (\text{A1.9})$$

Continuité de la composante tangentielle de \vec{E} :

$$E_{0i} \cdot \cos\theta_i + E_{0r} \cdot \cos\theta_r = E_{0t} \cdot \cos\theta_t \quad (\text{A1.10})$$

$$\Rightarrow E_{0t} = \frac{(E_{0i} + E_{0r}) \cos\theta_i}{\cos\theta_t} \quad (\text{A1.11})$$

$$\Rightarrow \frac{k_1}{\omega\mu_1} (E_{0i} - E_{0r}) = \frac{k_2}{\omega\mu_2} \frac{(E_{0i} + E_{0r}) \cos\theta_i}{\cos\theta_t} \quad (\text{A1.12})$$

$$\Rightarrow E_{0i} \left(\frac{k_1}{\omega\mu_1} \cos\theta_t - \frac{k_2}{\omega\mu_2} \cos\theta_i \right) = E_{0r} \left(\frac{k_2}{\omega\mu_2} \cos\theta_t + \frac{k_1}{\omega\mu_1} \cos\theta_i \right) \quad (\text{A1.13})$$

En utilisant la relation $k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$ on obtient:

$$\Rightarrow \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{\frac{n_1}{\mu_1} \cos\theta_t - \frac{n_2}{\mu_2} \cos\theta_i}{\frac{n_2}{\mu_2} \cos\theta_t + \frac{n_1}{\mu_1} \cos\theta_i} \quad (\text{A1.14})$$

ANNEXE 2

Initialisation des paramètres A, B et φ

L'initialisation des paramètres A, B et φ du modèle (3.6) est réalisée en effectuant quatre acquisitions pour des positions angulaires du polariseur, supposées connues, valant $\psi_1=0$, $\psi_2=45$, $\psi_3=90$ et $\psi_4=135^\circ$. Le paramètre α est quant à lui fixé, pour cette étape d'initialisation, à 1. Dans ces conditions, la fonctionnelle Y (eq. 3.12) peut s'écrire de la façon suivante:

$$Y = \sum_{i=1}^4 (A \sin^2(\psi_i) [\cos^2(\varphi - \psi_i) + B] - I_{\text{VERTI}_i})^2 + \sum_{i=1}^4 (A \cos^2(\psi_i) [\cos^2(\varphi - \psi_i) + B] - I_{\text{HORI}_i})^2 \quad (\text{A.2.1})$$

ou encore

$$Y = \sum_{i=1}^4 (I_{\text{VERTI}_i} - A \sin^2(\psi_i) \cos^2(\varphi - \psi_i) - AB \sin^2(\psi_i))^2 + \sum_{i=1}^4 (I_{\text{HORI}_i} - A \cos^2(\psi_i) \cos^2(\varphi - \psi_i) - AB \cos^2(\psi_i))^2 \quad (\text{A.2.2})$$

Valeur d'initialisation du paramètre A:

En dérivant cette fonction Y par rapport à A on obtient:

$$\frac{dY}{dA} = \sum_{i=1}^4 -2(I_{\text{VERTI}_i} - A \sin^2(\psi_i) \cos^2(\varphi - \psi_i) - AB \sin^2(\psi_i)) \sin^2(\psi_i) \cos^2(\varphi - \psi_i) + \sum_{i=1}^4 -2(I_{\text{HORI}_i} - A \cos^2(\psi_i) \cos^2(\varphi - \psi_i) - AB \cos^2(\psi_i)) \cos^2(\psi_i) \cos^2(\varphi - \psi_i) \quad (\text{A.2.3})$$

Après factorisation, cette expression peut s'écrire:

$$\frac{dY}{dA} = \sum_{i=1}^4 \left[\begin{array}{l} -2 \cos^2(\varphi - \psi_i) [I_{\text{HORI}_i} \cos^2(\psi_i) + I_{\text{VERTI}_i} \sin^2(\psi_i)] \\ + 2AB \cos^2(\varphi - \psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] \\ + 2A \cos^4(\varphi - \psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] \end{array} \right] \quad (\text{A.2.4})$$

Or avec les valeurs particulières $\psi_1=0$, $\psi_2=45$, $\psi_3=90$ et $\psi_4=135^\circ$ on peut montrer que:

$$\begin{aligned}
& \sum_{i=1}^4 \cos^2(\varphi - \psi_i) [I_{\text{HORI}_i} \cos^2(\psi_i) + I_{\text{VERTI}_i} \sin^2(\psi_i)] \\
&= \cos^2 \varphi \left[I_{\text{HORI}_1} + \frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{4} + \frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{4} \right] \\
&+ \sin^2 \varphi \left[I_{\text{VERTI}_3} + \frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{4} + \frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{4} \right] \\
&+ \cos \varphi \sin \varphi \left[\frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{2} - \frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{2} \right]
\end{aligned} \tag{A.2.5}$$

$$\sum_{i=1}^4 \cos^2(\varphi - \psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] = \frac{3}{2} \tag{A.2.6}$$

$$\text{et } \sum_{i=1}^4 \cos^4(\varphi - \psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] = \frac{3}{4} + \frac{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi}{2} \tag{A.2.7}$$

En injectant ces expressions dans l'équation (A.2.4) on obtient alors:

$$\begin{aligned}
\frac{dY}{dA} = A & \left[\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi + 3B + \frac{3}{2} \right] - \cos^2 \varphi \left[2I_{\text{HORI}_1} + \frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{2} + \frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{2} \right] \\
& - \sin^2 \varphi \left[2I_{\text{VERTI}_3} + \frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{2} + \frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{2} \right] \\
& - \cos \varphi \sin \varphi [I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2} - I_{\text{HORI}_4} - I_{\text{VERTI}_4}]
\end{aligned} \tag{A.2.8}$$

La valeur de A qui annule cette équation est donnée par la relation suivante:

$$A = \frac{\cos^2 \varphi [2I_{\text{HORI}_1} + U + V] + \sin^2 \varphi [2I_{\text{VERTI}_3} + U + V] + 2 \cos \varphi \sin \varphi [U - V]}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi + 3B + \frac{3}{2}} \tag{A.2.9}$$

Avec:

$$U = \frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{2} \quad \text{et} \quad V = \frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{2} \quad (\text{A.2.10})$$

Valeur d'initialisation du paramètre B:

On calcule de la même façon la dérivée de la fonction Y par rapport à B et on obtient après factorisation:

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dB} = \sum_{i=1}^4 & -2A \left[I_{\text{HORI}_i} \cos^2(\psi_i) + I_{\text{VERTI}_i} \sin^2(\psi_i) \right] + 2A^2 \cos^2(\varphi - \psi_i) \left[\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i) \right] \\ & + 2A^2 B \left[\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2.11})$$

Avec les valeurs particulières (0, 45, 90 et 135°) des angles de rotations ψ appliquées au polariseur cette équation peut également s'écrire sous la forme:

$$\frac{dY}{dB} = 3A^2 + 6A^2 B - 2A \left[I_{\text{HORI}_1} + I_{\text{VERTI}_3} + \frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{2} + \frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{2} \right] \quad (\text{A.2.12})$$

La valeur de B qui annule cette équation est alors donnée par la relation:

$$B = \frac{2 \left[I_{\text{HORI}_1} + I_{\text{VERTI}_3} + U + V \right] - 3A}{6A} \quad (\text{A.2.13})$$

où U et V sont définis par la relation (A.2.10).

Valeur d'initialisation du paramètre φ :

En dérivant l'équation (A.2.2) par rapport à φ nous obtenons:

$$\frac{dY}{d\varphi} = \sum_{i=1}^4 \left[\begin{array}{l} 2A \sin(2\varphi - 2\psi_i) [I_{\text{HORI}_i} \cos^2(\psi_i) + I_{\text{VERTI}_i} \sin^2(\psi_i)] \\ -(A^2 + A^2B) \sin(2\varphi - 2\psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] \\ -A^2 \cos(2\varphi - 2\psi_i) \sin(2\varphi - 2\psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] \end{array} \right] \quad (\text{A.2.14})$$

Or avec les valeurs particulières des angles de rotations appliquées au polariseur ($\psi_1=0$, $\psi_2=45$, $\psi_3=90$ et $\psi_4=135^\circ$) on peut montrer que:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^4 \sin(2\varphi - 2\psi_i) [I_{\text{HORI}_i} \cos^2(\psi_i) + I_{\text{VERTI}_i} \sin^2(\psi_i)] \\ &= \sin 2\varphi [I_{\text{HORI}_1} - I_{\text{VERTI}_3}] + \cos 2\varphi \left[\frac{I_{\text{HORI}_4} + I_{\text{VERTI}_4}}{2} - \frac{I_{\text{HORI}_2} + I_{\text{VERTI}_2}}{2} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2.15})$$

$$\sum_{i=1}^4 \sin(2\varphi - 2\psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] = 0 \quad (\text{A.2.16})$$

$$\text{et } \sum_{i=1}^4 \cos(2\varphi - 2\psi_i) \sin(2\varphi - 2\psi_i) [\cos^4(\psi_i) + \sin^4(\psi_i)] = \sin 2\varphi \cos 2\varphi \quad (\text{A.2.17})$$

En introduisant ces relations dans l'expression (A.2.14), celle-ci devient:

$$\frac{dY}{d\varphi} = 2A \sin 2\varphi [I_{\text{HORI}_1} - I_{\text{VERTI}_3}] + 2A \cos 2\varphi [I_{\text{HORI}_4} - I_{\text{HORI}_2}] - A^2 \cos 2\varphi \sin 2\varphi \quad (\text{A.2.18})$$

En posant $x=2\varphi$ et en utilisant les relations trigonométriques suivantes:

$$\sin x = \frac{2t}{1+t^2} \quad \text{et} \quad \cos x = \frac{1-t^2}{1+t^2} \quad \text{avec} \quad t = \tan \frac{x}{2} \quad (\text{A.2.19})$$

on obtient:

$$\frac{dY}{d\varphi} = 2A \left[\frac{2t}{1+t^2} \right] [I_{\text{HORI}_1} - I_{\text{VERTI}_3}] + 2A \left[\frac{1-t^2}{1+t^2} \right] [I_{\text{HORI}_4} - I_{\text{HORI}_2}] - A^2 \left[\frac{2t}{1+t^2} \right] \left[\frac{1-t^2}{1+t^2} \right]$$

(A.2.20)

En annulant l'équation (A.2.20) on obtient la relation (A.2.21):

$$\begin{aligned} \frac{dY}{d\varphi} = 0 \Leftrightarrow & -[I_{\text{HORI}_4} - I_{\text{HORI}_2}] t^4 + [2(I_{\text{HORI}_1} - I_{\text{VERTI}_3}) + A] t^3 \\ & + [2(I_{\text{HORI}_1} - I_{\text{VERTI}_3}) - A] t + [I_{\text{HORI}_4} - I_{\text{HORI}_2}] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.2.21})$$

Cette équation du quatrième degré est ensuite résolue par une méthode d'analyse numérique. Quatre solutions sont alors obtenues pour le paramètre t (deux réelles et deux complexes). Les deux solutions réelles (t_1 et t_2 avec $t_1 < t_2$) permettent, grâce aux relations (A.2.22), de remonter aux deux valeurs de φ (φ_1 et φ_2) qui annulent l'expression (A.2.14):

$$\varphi_1 = \tan^{-1} t_1 \text{ et } \varphi_2 = \tan^{-1} t_2 \quad (\text{A.2.22})$$

Il est ensuite possible, à partir des valeurs φ_1 et φ_2 , de déterminer la valeur de l'angle de polarisation φ réellement observé. Cette dernière est estimée en comparant les intensités mesurées de la façon suivante:

Si $I_{\text{HORI}_2} > I_{\text{HORI}_4}$ alors $\varphi = \varphi_2$

Si $I_{\text{HORI}_2} < I_{\text{HORI}_4}$ alors $\varphi = \varphi_1 + \pi$

Si $I_{\text{HORI}_2} = I_{\text{HORI}_4}$ et $I_{\text{HORI}_1} < I_{\text{VERTI}_3}$ alors $\varphi = \pi/2$

Si $I_{\text{HORI}_2} = I_{\text{HORI}_4}$ et $I_{\text{HORI}_1} > I_{\text{VERTI}_3}$ alors $\varphi = 0$

ANNEXE 3

Expression des paramètres de l'ellipse de polarisation en fonction des paramètres de Stokes

Les composantes de polarisation d'une onde lumineuse complètement polarisée sont reliées aux paramètres de Stokes caractérisant cette onde par les relations (A3.1):

$$\begin{cases} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \varepsilon \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \varepsilon \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_{0x}^2 = \frac{S_0 + S_1}{2} \\ E_{0y}^2 = \frac{S_0 - S_1}{2} \\ E_{0x}^2 E_{0y}^2 = \frac{S_0^2 - S_1^2}{4} \\ \cos \varepsilon = \frac{S_2}{2E_{0x}E_{0y}} \\ \sin \varepsilon = \frac{S_3}{2E_{0x}E_{0y}} \end{cases} \quad (\text{A3.1})$$

L'équation de l'ellipse de polarisation est quant à elle donnée en fonction des composantes de polarisation par la relation (A3.2):

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \varepsilon = \sin^2 \varepsilon \quad (\text{A3.2})$$

Or en injectant les relations (A3.1) dans l'équation (A3.2) il est possible de faire apparaître les paramètres de Stokes de l'onde lumineuse dans l'équation de son ellipse de polarisation (voir eq. A3.3):

$$\frac{2E_x^2}{S_0 + S_1} + \frac{2E_y^2}{S_0 - S_1} - \frac{4S_2 E_x E_y}{S_0^2 - S_1^2} = \frac{S_3^2}{S_0^2 - S_1^2} \quad (\text{A3.3})$$

En multipliant (A3.3) par $\frac{S_0^2 - S_1^2}{S_3^2}$ on obtient l'expression (A3.4)

$$\frac{2(S_0 - S_1)}{S_3^2} E_x^2 + \frac{2(S_0 + S_1)}{S_3^2} E_y^2 - \frac{4S_2 E_x E_y}{S_3^2} = 1 \quad (\text{A3.4})$$

Cette équation peut également s'écrire sous la forme (A3.6) en posant : $x = E_x$, $y = E_y$ et en exprimant x et y en coordonnées polaires:

$$\begin{cases} x = \rho \cos \phi \\ y = \rho \sin \phi \end{cases} \quad (\text{A3.5})$$

$$\Rightarrow A\rho^2 \frac{1 + \cos 2\phi}{2} + B\rho^2 \frac{1 - \cos 2\phi}{2} - C\rho^2 \sin 2\phi = 1 \quad (\text{A3.6})$$

avec
$$A = \frac{2(S_0 - S_1)}{S_3^2}, \quad B = \frac{2(S_0 + S_1)}{S_3^2} \quad \text{et} \quad C = \frac{2S_2}{S_3^2} \quad (\text{A3.7})$$

En posant $L = \frac{2}{\rho^2}$ on obtient:

$$\Rightarrow A \frac{1 + \cos 2\phi}{L} + B \frac{1 - \cos 2\phi}{L} - \frac{2C \sin 2\phi}{L} = 1 \quad (\text{A3.8})$$

$$\Rightarrow L = A + B + (A - B) \cos 2\phi - 2C \sin 2\phi \quad (\text{A3.9})$$

Les angles ϕ correspondant aux valeurs minimale et maximale de L peuvent être estimés en résolvant l'équation $\frac{dL}{d\phi} = 0$:

$$\frac{dL}{d\phi} = -2(A - B) \sin 2\phi - 4C \cos 2\phi \quad (\text{A3.10})$$

$$\frac{dL}{d\phi} = 0 \Leftrightarrow \frac{\sin 2\phi}{\cos 2\phi} = \tan 2\phi = \frac{-2C}{A - B} = \frac{S_2}{S_1} \quad (\text{A3.11})$$

$$\Rightarrow \phi = \frac{1}{2} \text{Actg} \left(\frac{S_2}{S_1} \right) + \frac{k\pi}{2} \quad (\text{A3.12})$$

Il y a donc deux valeurs possibles de ϕ dans l'intervalle $\left] -\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2} \right[$.

Première solution : $\phi_1 = \frac{1}{2} \text{Actg} \left(\frac{-2C}{A - B} \right)$

Cette solution peut être représentée d'un point de vue géométrique en construisant le triangle rectangle suivant:

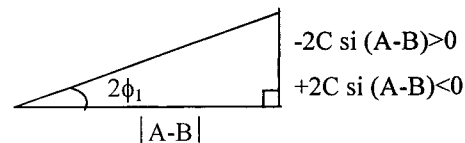


Fig. 3A.1: Expression géométrique de l'angle ϕ_1 en fonction des paramètres A, B et C

Les expressions $\sin 2\phi_1$ et $\cos 2\phi_1$ peuvent ainsi être exprimées en fonction de A, B et C, c'est à dire en fonction des paramètres de Stokes de l'onde lumineuse (relation (A3.4)):

$$\Rightarrow \begin{cases} \sin 2\phi_1 = \pm \frac{2C}{\sqrt{(-2C)^2 + (A-B)^2}} = \pm \frac{S_2}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \\ \cos 2\phi_1 = \frac{|A-B|}{\sqrt{(-2C)^2 + (A-B)^2}} = \frac{|S_1|}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \end{cases} \quad (\text{A3.13})$$

Le signe + correspond au cas où S_1 est positif ((A-B) négatif), le signe – au cas contraire.

En injectant les relations (A3.13) dans (A3.9) on obtient :

$$\triangleright \text{ Si } S_1 > 0: \quad L_1 = A + B - \sqrt{(-2C)^2 + (A-B)^2} = \frac{4(S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2})}{S_3^2} \quad (\text{A3.14})$$

$$\triangleright \text{ Si } S_1 < 0: \quad L_1 = A + B + \sqrt{(-2C)^2 + (A-B)^2} = \frac{4(S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2})}{S_3^2}$$

Autre solution : $\phi_2 = \phi_1 + \frac{\pi}{2}$

$$\Rightarrow \begin{cases} \sin 2\phi_2 = -\sin 2\phi_1 = \mp \frac{S_2}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \\ \cos 2\phi_2 = -\cos 2\phi_1 = -\frac{|S_1|}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \end{cases} \quad (\text{A3.15})$$

$$\triangleright \text{ Si } S_1 > 0: \quad L_2 = A + B + \sqrt{(-2C)^2 + (A-B)^2} = \frac{4(S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2})}{S_3^2} \quad (\text{A3.16})$$

$$\triangleright \text{ Si } S_1 < 0: \quad L_2 = A + B - \sqrt{(-2C)^2 + (A-B)^2} = \frac{4(S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2})}{S_3^2}$$

En comparant les expressions (A3.14) et (A3.16) on constate que lorsque S_1 est positif la valeur minimale de L , c'est à dire la valeur maximale de ρ , est obtenue pour une valeur ϕ égale à ϕ_1 (orientation du grand axe de l'ellipse de polarisation). En revanche, lorsque S_1 est négatif, l'orientation du grand axe de l'ellipse est égale à ϕ_2 .

Bibliographie

- [ANDRI96] M. Andrieux, A. Vigouroux and P. Sixou, "Étude par photoélasticité d'un composite modèle monofilamentaire en traction et en compression", *Journal de Physique III*, vol. 6, pp. 449-473, 1996
- [BARRICK68] D. E. Barrick, "Rough surface scattering based on the specular point theory", *IEEE Trans. On Ant. and Prop.*, vol. 16, pp. 449-454, 1968
- [BECKER85] F. Becker, P. Ramanantsizehena and M. Ph. Stoll, "Angular variation of the bidirectional reflectance of bare soils in the thermal infrared band", *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 365-375, 1985
- [BECKMA63] P. Beckmann and A. Spizzochino, "The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces," New York: Pergamon, 1963
- [BERNA77] G. D. Bernard and R. Wehner, "Functional similarities between polarization vision and color vision," *Vision Res.*, vol. 17, pp. 1019-1028, 1977.
- [BEZDEK81] J. C. Bezdek, "Pattern recognition with fuzzy objective function algorithms," Plenum press, New York, 1981.
- [BOUTHE87] P. Bouthemy, J. Santillana Rivero, "A hierarchical likelihood approach for region segmentation according to motion-based criteria," *Proc. 1st Int. Conf. On Computer Vision*, Londres, pp. 463-467, 1987.
- [BOUTHE93] P. Bouthemy and E. Francois, "Motion segmentation and qualitative dynamic scene analysis from an image sequence," *Int. J. Computer Vision*, vol. 10, no 2, pp. 157-182, 1993.
- [BURKE96] M. W Burk, "Image Acquisition," Chapman&Hall, 1996.
- [BREUGN99] S. Breugnot and Ph. Clémenceau, "Modeling and performances of a polarization active imager at $\lambda=806\text{nm}$," *Proc. SPIE 3707*, 449-460, 1999.
- [CHAFI98] N. Chafiqi, "Etude de la rotation d'objets sans connaissance à priori par fusion de données issues de l'analyse d'images polarimétriques et radiométriques," Thèse d'université, Rouen, France, 1998.
- [CHEN97] E. Chen and S. Y. Chou, "A novel device for detecting the polarization direction of linear polarized light using integrated subwavelength gratings and photodectors," *Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 9, pp. 1259-1261, 1997
- [CHESN99] C. Chesnaud, Ph. Refregier, and V. Boulet, "Statistical region snake-based segmentation adapted to different physical noise models," *IEEE PAMI*, vol. 21, pp. 1145-1157, 1999.
- [CHIU94] S. Chiu, "Fuzzy model identification based on cluster estimation," *Journal of Intelligent & Fuzzy Systems*, vol. 2, no. 3, sept. 1994

- [COLLET93] E. Collet, "Polarized light: fundamentals and applications," Marcel Dekker, Inc., 1993.
- [COMPAIN99] E. Compain, "Conception et réalisation d'un éllipsomètre de Mueller achromatique fonctionnant en temps réel", Thèse Ecole Polytechnique, 1999.
- [FARID99] H. Farid and E. H. Adelson, "Separating Reflections and Lighting Using Independent Components Analysis", Proc. IEEE Computer Society Conf. on Computer Vision and Pattern Recognition, vol. 1, pp.262-267, 1999.
- [GOUD01] F. Goudail, V. Page and Ph Refregier, "Improving target detection with polarization diversity imaging", Proc. PSIP'2001, Jan. 2001 Marseille France, pp. 340-345.
- [GRAY72] D. Gray, "American Institute of Physics Handbook," 3rd ed., New York: McGraw-Hill, 1972.
- [HEALEY88] G. Healey and W. E. Blanz, "Identifying metal surfaces in color images," *Proc. SPIE Optics, Electro-Optics, and Sensor*, Apr. 1988.
- [HEALEY89] G. Healey, "Using color for geometry-insensitive segmentation," *J. Opt. Society of America A*, vol. 6, no. 6, pp. 920-937, June. 1989.
- [HORN75] B. K. P. Horn, "Obtaining shape from shading information," *Psych. Comput. Vision*, pp. 115-155, 1975.
- [HORVA98] G. Horvath, B. Bernath, G. Molnar, "Dragonflies find crude oil more attractive than water: multiple choice experiments on dragonfly polarotaxis," *Naturwissenschaften*, vol. 85, pp. 292-297, 1998.
- [HUARD94] S. Huard, "Polarisation de la lumière," Masson, 1994
- [IKEUCHI81] K. Ikeuchi, "Determining surface orientations of specular surfaces by using the photometric stereo method," *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, vol. 3, no. 6, pp. 661-669, Nov. 1981.
- [JONES89] B.F Jones and P.T Fairney, "Recognition of shiny dielectric objects by analyzing the polarization of reflected light," *Image and vision computing journal*, vol. 7, no. 4, pp. 253-258, 1989.
- [JOUBERT93] E. Joubert, "Reconstruction de surfaces en trois dimensions par analyse de la polarisation de la lumière réfléchiée par les objets de la scène," Thèse d'université, Rouen, France, 1993.
- [KALAY97] Z. K. Kalayjian, A. G. Andreou and L. B. Wolff, "1D polarisation contrast retina," *Electronics letters*, vol. 33, no. 1, pp. 38-40, 1997.

- [KOSHI79] K. Koshikawa, "A polarimetric approach to shape understanding," *Proc. Sixth Int. Joint Conf. Artificial Intell. (IJCAI) (Tokyo, Japan)*, pp. 493-495, 1979.
- [LEHRER98] M. Lehrer, "Looking all around: honeybees use different cues in different eye regions," *Journal on experimental biology*, vol. 201, no. 24, pp. 3275-3292, 1998.
- [LEROY96] Le Roy-Brehonnet, "Application de la décomposition de matrices de Mueller à la caractérisation et à la classification de cibles", Thèse de l'Université de Brest, 1996.
- [LOCHBI95] H. Lochbihler, E. Polnau and P. Predhel, "Polarimetry of transmission gratings," *Appl. Opt.*, vol. 34, pp. 5725-5731, 1995.
- [LONG97] T.Q. Long and O.D. Faugeras, "Self-calibration of a moving camera from point correspondances and fundamental matrices," *International Journal of Computer Vision*, vol. 22, no. 3, pp. 261-289, 1997.
- [MARC95] G. Marcu and S.Abe, "Three-dimensional histogram visualization in different color spaces and applications," *Journal of Electronic Imaging*, vol. 4, no. 4, pp. 232-243, 1995.
- [MAYBA92] S. J. Maybank and O.D. Faugeras, "Theory of self-calibration of a moving camera," *International Journal of Computer Vision*, vol. 8, no. 2, pp. 123-151, 1992.
- [MORE77] J. J More, "The Levenberg-Marquardt Algorithm: Implementation and Theory," *Numerical Analysis*, ed. G. A Watson, Lecture Notes in Mathematics 630, Springer Verlag, pp. 105-116, 1977.
- [NARAY92] M. Narayanan, S. E Green and R. Alexandre, "Mid-Infrared backscatter characteristics of various benchmark soils", *IEEE Trans. in Geos. and Rem. Sens.*, vol. 30, pp. 516-530, 1992.
- [NAYAR87] S. K. Nayar and A. C. Sanderson, "Determining surface orientations of specular surfaces by intensity encoded illumination," *Proc. SPIE Opt. Illumination Image Sensing Machine Vision II*, vol. 850, pp. 122-127, Nov. 1987.
- [NAYAR90] S. K. Nayar, K. Ikeuchi and T. Kanade, "Determinating shape and reflectance of hybrid surface by photometric sampling," *IEEE Trans. Rob. Auto.*, Vol. 6, pp. 418-431, 1990.
- [NAYAR91] S. K. Nayar, K. Ikeuchi and T. Kanade, "Surface reflection: physical and geometrical perspectives," *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, vol. 13, no. 7, pp. 611-634, July 1991.
- [NAYAR97] S. K. Nayar, X. S. Fang and T. Boult, "Separation of reflection components using color and polarization," *Int. J. Comp. Vis.*, vol. 21, pp. 163-186, 1997.

- [PAGE99] P. Pagé, F. Goudail, and Ph. Réfrégier, "Improved robustness of target location in nonhomogeneous background by use of the maximum likelihood ratio test location algorithm," *Optics Letter*, vol. 24, pp. 1383-1385, 1999.
- [SAITO99] M. Saito, Y. Sato, K. Ikeuchi and H. Kashiwagi, " Measurement of surface orientation of transparent objects using polarization in highlight," *Proc. CVPR*, pp. 381-385, 1999.
- [SANDER88] A. C. Sanderson, L. E. Weiss, and S. K. Nayar, "Structured highlight inspection of specular surfaces," *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, vol. 10, no. 1, pp. 44-55, Jan. 1988.
- [SHAFER85] S. Shafer, "Using color to separate reflection components," *Color research and applications*, vol. 10, pp. 210-218, 1985.
- [SIEGEL81] R. Siegel and J. R. Howell, "Thermal Radiation Heat Transfer," McGraw-Hill, 1981.
- [TERRIER00a] P. Terrier, V. Devlaminck, "Système polarimétrique pour l'analyse d'images", *Traitement du Signal*, vol. 17, n°5/6, pp.479-490, 2000.
- [TERRIER00b] P. Terrier and V. Devlaminck, "A device to classify surface orientation from polarization images", *Proc. ICIP 2000*, Sept. 2000 Vancouver Canada
- [TERRIER01a] P. Terrier and V. Devlaminck, "Robust and accurate estimate of the orientation of partially polarized light from a camera sensor", *Applied Optics*, vol. 40, no. 29, pp. 5233-5239, Oct. 2001.
- [TERRIER01b] P. Terrier and V. Devlaminck, "A self calibrated image acquisition system for polarization estimation", *Proc. PSIP'2001*, Jan. 2001 Marseille France, pp. 331-335.
- [TORRAN67] K. Torrance and E. Sparrow, "Theory for off-specular reflection from roughened surfaces," *J. Opt. Soc. Amer.*, no. 57, pp. 1105-1114, 1967.
- [VANDEN00] N. Vandembroucke, "Segmentation d'images couleur par classification de pixels dans des espaces d'attributs colorimétriques adaptés. Application à l'analyse d'images de football," Thèse d'université , Lille, France, 2000.
- [WATER81] T. H. Waterman, "Polarization sensitivity," *Handbook of Sensory Physiology, Vision of Invertebrates*, H. J. Altrum, Ed. New York: Springer Verlag, 1981, vol. 7, part 6b. pp. 283-463.
- [WOLFF89] L. B. Wolff, "Surfaces orientation from two camera stereo with polarizers," *Proc. SPIE Opt. Illumination Image Sensing Machine Vision IV*, vol. 1194, Nov. 1989, pp. 287-297.



-
- [WOLFF90] L. B. Wolff, "Polarization-based material classification from specular reflection," *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, vol. 12, no. 11, pp. 1059-1071, Nov. 1990.
- [WOLFF91] L. B. Wolff and T.E. Boulton, "Constraining object features using a polarization reflectance model," *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, vol. 13, no. 7, pp. 635-657, July 1991.
- [WOLFF95] L. B. Wolff, "Applications of polarization camera technology", *IEEE Expert Image Understanding*, pp. 30-38; October 1995.
- [WOLFF97] L. B. Wolff, "Liquid crystal polarization camera," *IEEE Transaction on robotics and automation*, vol. 13, no. 2, pp. 195-203, April 1997.
- [WU95] T. K. Wu, "Frequency selective surface and grid array", TRW Electronic Systems and Technology Division, Hardcover, 1995.
- [ZALLAT97] J. Zallat, "Polarimétrie laser et modélisation de la réflexion diffuse des sols et milieux granulaires", Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1997.