

Systeme polarimetrique pour l'analyse d'images

Polarimetric device for images analysis

par P. TERRIER, V. DEVLAMINCK

Laboratoire I3D, Université des Sciences et Technologies de Lille.
Bâtiment P3, 59655 Villeneuve d'Asc cedex, France
e-mail : patrick.terrier@univ-lille1.fr

résumé et mots clés

Nous présentons une méthode permettant de caractériser complètement, par caméra, l'état de polarisation de n'importe quelle onde lumineuse. La caractérisation de l'onde et son interaction avec les différents éléments optiques constituant le dispositif de mesure sont représentés par le formalisme de Stokes-Mueller. Nous nous intéressons principalement à la détermination de l'état de polarisation d'une onde lumineuse réfléchie sur un objet dans le but d'obtenir un certain nombre d'informations sur ce dernier. Ainsi, nous montrons que notre dispositif de mesure peut servir à classifier des matériaux en fonction de leur nature diélectrique ou métallique. Nous appliquons également notre méthode à la classification des facettes de l'objet observé suivant leur orientation géométrique. Enfin, nous nous intéressons au problème de la suppression, dans certaines images, des zones de saturations correspondant à un éblouissement dû à une forte concentration d'énergie. L'avantage de la méthode que nous présentons est qu'elle permet de séparer les composantes polarisées et non polarisées de l'onde réfléchie. Le système proposé permet donc d'éviter une perte du contenu informationnel sur la scène observée et par conséquent diminue le risque d'ambiguïté dans l'interprétation de ces informations.

Polarisation, ellipsométrie, utilisation de modèles physiques pour la vision.

abstract and key words

A method allowing to completely estimate, by camera, the polarization state of a light wave is presented. The characterization of the light wave and its interaction with the various optical elements constituting the measurement device are described using the Stokes-Mueller formalism. We are mainly interested in the determination of the polarization state of a light wave reflected by an object in order to obtain information on this one. Thus, we show that our measurement device can be used to classify materials according to their conductivity. We also apply our method to classify the facets of the observed object following their geometrical orientation. Lastly, we are interested in the problem of highlight suppression. The advantage of the presented method is that it allows to separate the polarized and unpolarized components of the reflected light wave. So, the proposed system allows to avoid a loss of information about the observed scene and consequently decreases the ambiguity risk in the interpretation of this information.

Polarimetry, ellipsometry, physics-based vision.

1. introduction

L'état de polarisation d'une onde lumineuse ayant été réfléchi sur un objet apporte un certain nombre d'informations sur ce dernier. En effet, la polarisation de l'onde incidente est modifiée différemment, après réflexion, suivant la nature du matériau observé, sa structure moléculaire, sa composition chimique ou encore les contraintes mécaniques exercées sur l'objet. Ainsi, depuis longtemps, la polarisation est utilisée dans l'étude des phénomènes astronomiques, optiques, mais aussi en cristallographie. En revanche, elle n'est appliquée en traitement d'image que depuis peu de temps.

C'est Koshikawa [KOSHIKAWA 87] qui a le premier utilisé la polarisation en traitement d'image dans le but de déterminer l'orientation d'une surface diélectrique, avec une seule caméra. 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 observée [WOLFF 90] et [WOLFF 91]. Dans ces articles Wolff utilise un modèle de réflexion basé sur les coefficients de Fresnel. Ce modèle permet de prédire l'état de polarisation, suite à une réflexion spéculaire, d'une onde lumineuse initialement non polarisée. Il est alors possible de déterminer la nature du matériau constituant l'objet observé (diélectrique ou métallique), avec une résolution de l'ordre du pixel. Les applications peuvent être en contrôle de qualité, par exemple lors de la fabrication de circuits imprimés, mais aussi en reconnaissance d'objets.

Jones [JONES 89] a également proposé une méthode polarimétrique permettant de reconnaître des objets possédant des surfaces réfléchissantes et de déterminer leurs orientations. Contrairement à Koshikawa qui éclaire la scène par une lumière incidente circulairement polarisée, Wolff et Jones utilisent une lumière initialement non polarisée. Celle-ci peut être produite par n'importe quelle source lumineuse sans aucun dispositif optique, et peut même provenir de la lumière naturelle du soleil. Ces techniques peuvent alors être mises en œuvre en extérieur.

Joubert [JOUBERT 93] a proposé lui aussi une méthode polarimétrique, inspirée des travaux de Wolff, permettant de déterminer l'orientation de surfaces. Plus récemment, Chafiqi [CHAFIQI 98] s'est intéressée à la mesure des paramètres de rotation d'un objet par fusion d'informations provenant d'images polarimétriques et radiométriques. Wolff a quant à lui présenté un système de mesure totalement automatique permettant d'estimer l'état de polarisation d'une l'onde lumineuse réfléchi sur un objet [WOLFF 97]. Cette « caméra polarimétrique » est conçue autour d'une caméra CCD et de composants optiques à cristaux liquides.

Toutes ces techniques, qui utilisent pour principe la polarisation partielle de la lumière lors d'une réflexion sur un matériau, proposent de remonter aux informations sur l'objet observé en mesurant l'amplitude et l'angle de polarisation φ du champ électrique de l'onde lumineuse réfléchi. Pour cela, un dispositif

optique est utilisé afin de mesurer cet angle. Ce dernier est constitué d'un filtre polarisant linéaire placé devant une caméra CCD.

Ces méthodes présentent toutefois un certain nombre d'inconvénients. Il n'est ainsi pas possible de séparer les composantes non polarisées et complètement polarisées de l'onde réfléchi. L'état de polarisation de cette dernière n'est par conséquent que partiellement caractérisé. Il en résulte une perte du contenu informationnel sur la scène observée ainsi qu'un risque d'ambiguïté dans l'interprétation de ces informations.

Pour cette raison, nous proposons une méthode de mesure basée sur les paramètres de Stokes, permettant de caractériser complètement l'état de polarisation d'une onde lumineuse. Il devient alors possible de séparer les composantes polarisées et non polarisées d'une onde réfléchi sur un objet. Les exemples d'applications présentés concernent le problème de la suppression, dans certaines images, des zones de saturations correspondant à un éblouissement dû à une forte concentration d'énergie, ainsi que celui de la classification des facettes d'un objet suivant leur orientation géométrique. Nous montrerons enfin que notre dispositif de mesure peut servir à classer des matériaux en fonction de leur nature diélectrique ou métallique.

2. mesure de l'angle de polarisation φ avec une caméra

Dans le cas général, la lumière réfléchi par un objet, comportant des surfaces rugueuses (constituées d'une infinité de micro-facettes), provient de la contribution de trois phénomènes physiques distincts :

- Le premier phénomène correspond à la réflexion spéculaire d'un rayon lumineux incident, sur une des micro-facettes appartenant à la surface de l'objet.
- Le second correspond au cas où le rayon incident subit un certain nombre de réflexions sur plusieurs micro-facettes avant d'être réfléchi vers l'observateur.
- Et enfin, le dernier phénomène correspond au cas où le rayon incident pénètre dans l'objet, subit plusieurs réflexions et réfractions dans le matériau, puis est réfracté vers l'observateur.

La partie de l'onde lumineuse réfléchi correspondant au premier phénomène est généralement appelée « composante spéculaire de réflexion » et son intensité est notée I_s . Ce type de réflexion est illustré figure 1. La partie de l'onde lumineuse réfléchi provenant des deux derniers phénomènes est quant à elle appelée « composante diffuse de réflexion », son intensité est notée I_D .

Il est bien connu en optique physique [BORN 59] qu'à la suite de la réflexion d'une onde lumineuse non polarisée sur une sur-

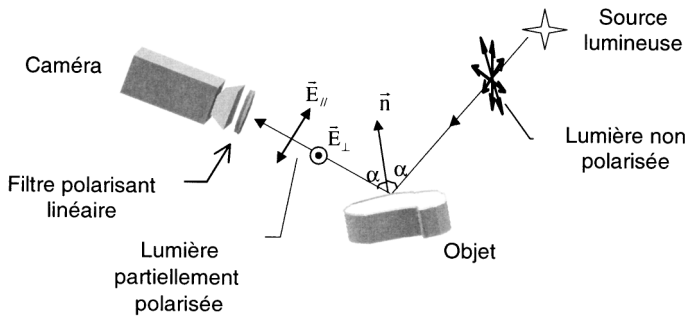


Figure 1. – Polarisation d'une onde lumineuse suite à une réflexion spéculaire.

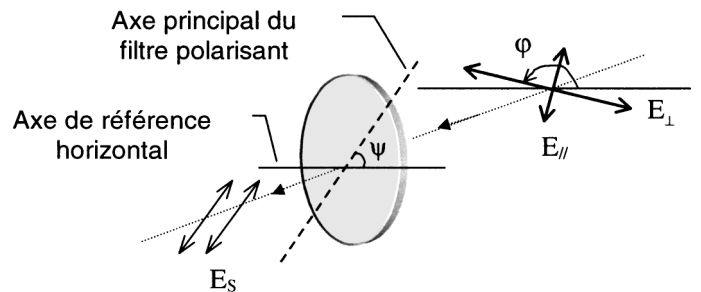


Figure 2. – Principe de fonctionnement d'un filtre polarisant linéaire.

face, la composante spéculaire de l'onde réfléchie est partiellement polarisée. Ceci signifie que cette composante spéculaire peut être considérée comme la superposition d'une onde complètement polarisée et d'une onde non polarisée. En revanche, la composante diffuse de réflexion est toujours considérée comme non polarisée.

Le champ électrique associé à la partie spéculaire de l'onde lumineuse réfléchie peut être décomposé sur une base orthogonale (figure 1) avec une composante (E_{\perp}) perpendiculaire au plan d'incidence (plan défini par la normale à la surface, le rayon incident et le rayon réfléchi) et une composante ($E_{//}$) parallèle à ce plan. Dans le cas où la lumière éclairant l'objet est non polarisée, il est possible de montrer, à partir des équations de Fresnel, que l'amplitude de E_{\perp} est toujours supérieure, ou égale, à l'amplitude de $E_{//}$.

On définit alors l'angle de polarisation φ comme étant l'orientation de la composante perpendiculaire par rapport à un axe de référence (souvent pris vertical ou horizontal). Cet angle, compris entre 0 et 180°, peut être mesuré en utilisant un filtre polarisant linéaire placé devant la caméra [WOLFF 90] [WOLFF 91]. Ce filtre possède un axe principal sur lequel se projette le champ électrique, comme le montre la figure 2. Cet axe peut être tourné d'un angle Ψ par rapport à l'axe de référence.

L'onde transmise à la sortie du filtre est alors linéairement polarisée parallèlement à l'axe principal.

Les deux composantes, E_{\perp} et $E_{//}$, du champ électrique correspondant à la partie spéculaire de l'onde réfléchie donnent donc naissance, par addition des projections, à un champ E_S à la sortie du filtre (voir figure 3).

Les amplitudes de ces projections sont respectivement :

$$E_{\perp\text{proj}} = E_{\perp} \cos(\Psi + \pi - \varphi) \quad (1)$$

$$E_{//\text{proj}} = E_{//} \cos(\varphi - \pi/2 - \Psi) \quad (2)$$

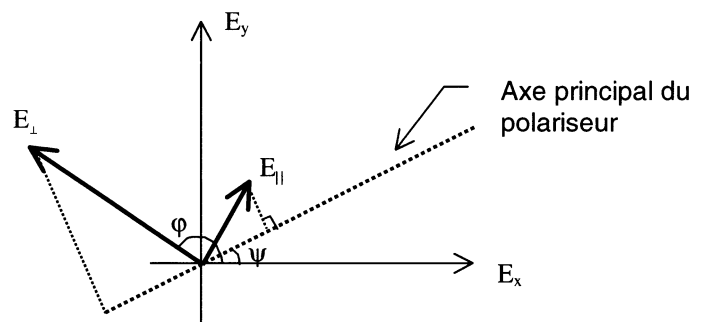


Figure 3. – Projection du champ électrique sur l'axe principal du filtre.

L'intensité due à la contribution de la partie spéculaire de l'onde lumineuse, mesurée à la sortie du filtre (par une caméra CCD par exemple) est alors donnée par :

$$E_{\perp}^2 \cdot \cos^2(\Psi + \pi - \varphi) + E_{//}^2 \cdot \cos^2(\varphi - \frac{\pi}{2} - \Psi) \quad (3)$$

Pour obtenir l'intensité totale I en sortie du filtre, il convient de rajouter la contribution de la partie diffuse. I_D correspond à la composante diffuse de l'onde lumineuse réfléchie et est, comme nous l'avons vu précédemment, non polarisée. L'intensité résultante après filtrage de cette composante doit être divisée par deux. En effet, l'intensité d'une onde lumineuse non polarisée, transmise au travers d'un polariseur linéaire, est indépendante de l'orientation de l'axe principal de ce dernier, en revanche elle subit une atténuation de 50 % lors du passage par le polariseur.

L'intensité totale peut donc se mettre sous la forme (4) :

$$I = A \cdot \cos^2(\Psi - \varphi) + B \quad (4)$$

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

L'intensité (4) reçue au niveau d'un pixel d'une image 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 ($\Psi = \varphi$). De même, l'intensité minimale I_{MIN} est obtenue lorsque l'axe de transmission du polariseur est aligné avec la composante parallèle ($\Psi = \varphi + \pi/2$).

Les méthodes existantes [JOUBERT 93], [WOLFF 90] déterminent, en général, les paramètres A , B et φ en effectuant au minimum trois acquisitions pour différentes positions Ψ du polariseur comprises entre 0 et 180° . On obtient alors un système d'équations pouvant être résolu par une méthode de type moindres carrés.

3. limitations du modèle obtenu

Dans le modèle précédent (4), les angles de rotation Ψ appliqués au polariseur sont supposés connus avec une précision infinie. Il est alors possible, à partir de ce modèle d'estimer la valeur de l'angle de polarisation φ . Toutefois, il n'est pas toujours possible de connaître avec une précision suffisante les angles Ψ car il est très difficile de garantir un positionnement parfait du polariseur. La qualité d'estimation de l'angle φ en est alors affectée. Afin de résoudre ce problème, nous avons récemment proposé [TERRIER 00] une méthode de mesure, basée sur un principe d'autocalibration, permettant de s'affranchir de la connaissance de ces angles de rotations Ψ .

Une autre limitation inhérente à ce modèle réside dans le fait que l'équation (4) 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 (4) et par conséquent l'intensité mesurée correspond au paramètre $B = E_{\parallel}^2 + \frac{I_D}{2}$.

Nous proposons donc, dans les paragraphes qui suivent, une méthode permettant de caractériser complètement, l'état de polarisation de n'importe quelle onde lumineuse.

Notre objectif est, dans le cas présent, de remédier à la seconde limitation énoncée précédemment. Nous ne prendrons donc pas en compte la première limitation, à savoir la difficulté de positionner très précisément les composants optiques utilisés. Nous supposons donc que le positionnement de ces derniers permet d'obtenir une précision suffisante. La méthode proposée sera ensuite appliquée au cas d'une onde lumineuse réfléchie sur un objet. Cette caractérisation de l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie nous permettra alors d'envisager un certain nombre d'applications.

4. la méthode proposée

a) définition de l'ellipse de polarisation

Une onde lumineuse monochromatique est une onde transverse électromagnétique ayant pour composantes :

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\tau + \delta_x) \quad (5)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\tau + \delta_y) \quad (6)$$

Où $\tau = \omega t - kz$ est le propagateur.

Dans le cas où l'onde est complètement polarisée, ces deux composantes donnent naissance à un vecteur résultant qui décrit dans l'espace une ellipse dont l'équation est donnée par (7) :

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (7)$$

Avec $\delta = \delta_y - \delta_x$.

Il est ainsi possible de représenter la partie complètement polarisée de la composante spéculaire de réflexion sous forme elliptique (voir figure 4). Dans ce cas, le grand axe de l'ellipse correspond à la direction de la composante E_{\perp} perpendiculaire au plan d'incidence (voir §2).

En utilisant les relations (5), (6) et (7) il est possible d'exprimer l'angle φ en fonction de trois paramètres : E_{0x} , E_{0y} et δ qui caractérisent complètement la forme générale de l'ellipse de polarisation. Cet angle de polarisation est alors obtenu par l'équation suivante [HUARD 94] :

$$\tan 2\varphi = \frac{2E_{0x}E_{0y}\cos \delta}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (8)$$

Cette description de la lumière sous forme d'ellipse de polarisation est très utile car elle permet de décrire plusieurs états de polarisation avec une seule équation (7). Cependant cette représentation a des limites car elle ne permet de décrire que les ondes complètement polarisées. Les ondes lumineuses non polarisées

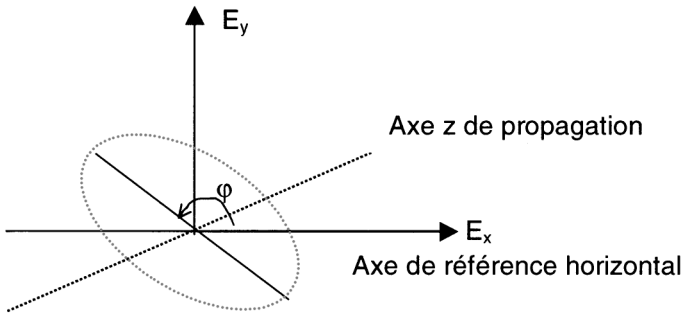


Figure 4. – Ellipse de polarisation.

ou partiellement polarisées ne peuvent donc pas être décrites de cette manière. Cette représentation est donc uniquement valable pour la composante complètement polarisée de la lumière réfléchie (voir §2). De plus, elle fait uniquement appel aux amplitudes et phases des composantes du champ. Or dans le domaine optique seules les intensités sont directement mesurables.

b) le modèle de Stokes

Il existe une autre représentation pour laquelle les états de polarisation sont représentés par des grandeurs relatives aux intensités des composantes du champ ou à des combinaisons de ces intensités. Ce modèle de représentation, développé par Stokes en 1852, permet de caractériser complètement l'état de polarisation d'une onde lumineuse en estimant à la fois la composante polarisée et non polarisée de cette dernière. 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 peut alors être représentée sous forme d'un vecteur dit de Stokes :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$$

On peut montrer [HUARD 94] que dans le cas d'une onde lumineuse complètement polarisée, ces quatre paramètres de Stokes sont reliés aux paramètres de l'ellipse (E_{0x}, E_{0y} et δ) par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 &= 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \\ S_3 &= 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \end{aligned} \quad (9)$$

Ces paramètres sont également liés entre eux par la relation :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (10)$$

En revanche, pour une onde complètement non polarisée, seul le premier paramètre du vecteur de Stokes S_0 n'est pas nul.

Les vecteurs de Stokes étant additifs, il est alors possible de considérer le vecteur de Stokes d'une onde partiellement polarisée, comme étant l'addition d'un vecteur correspondant à une onde complètement polarisée et d'un vecteur correspondant à une onde non polarisée (pour laquelle seul S_0 n'est pas nul). Dans le cas général, les quatre paramètres de Stokes sont donc liés entre eux par la relation :

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (11)$$

L'égalité a lieu lorsque l'onde est complètement polarisée. En revanche l'inégalité est observée pour une onde non polarisée ou partiellement polarisée, comme dans le cas de la réflexion sur un objet.

L'angle de polarisation φ qui était donné par la relation (8) peut alors être obtenu en fonction des paramètres de Stokes :

$$\tan 2\varphi = \frac{S_2}{S_1} \quad (12)$$

Avec cette représentation de l'onde il est également possible de définir un coefficient P correspondant au degré de polarisation :

$$P = \frac{I_{POL}}{I_{TOT}} = \frac{\sqrt{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)}}{S_0} \quad 0 \leq P \leq 1 \quad (13)$$

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 de polarisation, notamment lors de la détermination de l'angle φ . En effet, l'estimation de cet angle sera d'autant plus robuste que le degré de polarisation sera élevé.

Afin de mesurer les paramètres de Stokes en sortie du dispositif que nous proposons, nous modélisons le système à l'aide du formalisme des matrices de Mueller [HUARD 94].

La modification apportée aux paramètres de Stokes d'une onde incidente lorsqu'elle traverse un composant optique peut être représentée sous forme matricielle. Supposons que l'onde inci-

dente soit caractérisée par ses paramètres de Stokes S_i avec $i = 0, 1, 2, 3$. La polarisation de cette onde est alors modifiée par le composant et les paramètres de Stokes S'_i à la sortie sont obtenus par combinaison linéaire des paramètres de Stokes à l'entrée. Cette relation peut être écrite sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (14)$$

La matrice 4*4 de l'équation (14) est appelée matrice de Mueller. Des éléments optiques permettent ainsi 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.

c) dispositif de mesures proposé :

La chaîne de mesures que nous utilisons est représentée figure 5.

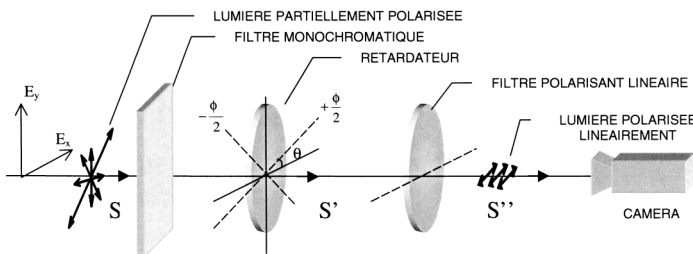


Figure 5. – Système de mesure proposé

Nous plaçons un filtre monochromatique à l'entrée du dispositif car 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 filtre utilisé est centré sur une longueur d'onde λ_0 de 520 nm. Le retardateur utilisé est quant à lui un retardateur « quart d'onde » ($\phi(\lambda_0) = 90^\circ$) qui peut être tourné mécaniquement d'un angle θ par rapport à l'axe de référence horizontal. Dans le cas particulier où $\theta = 0^\circ$, la composante

horizontale E_x est alors avancé de $+\frac{\phi}{2}$ et la composante verticale E_y retardée de $\frac{\phi}{2}$. La matrice de Mueller de ce composant est la suivante :

$$M_{\text{ret}}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

Un filtre polarisant linéaire dont l'axe principal est orienté horizontalement est placé derrière le retardateur. La matrice de Mueller de ce composant est donnée par la relation (16) :

$$M_{\text{pol}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

Les paramètres de Stokes S''_i de l'onde lumineuse reçue par la caméra sont alors obtenus par multiplication matricielle :

$$S'' = M_{\text{pol}} M_{\text{ret}} S$$

$$\Rightarrow S'' = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta \\ S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

L'intensité qui est mesurée par la caméra correspond au paramètre S''_0 et vaut :

$$I(\theta) = \frac{1}{2} [S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta] \quad (18)$$

L'équation (18) peut encore être écrite, d'après les relations trigonométriques, sous la forme :

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left[A + B \frac{\cos 4\theta}{2} + C \frac{\sin 4\theta}{2} + D \sin 2\theta \right] \quad (19)$$

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 , nous effectuons une série de N acquisitions pour N positions différentes du retardateur. Il est nécessaire d'effectuer au minimum 4

acquisitions, mais plus N est grand, plus l'estimation est robuste au bruit. Nous obtenons alors un système qui peut être mis sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{\cos 4\theta_0}{2} & \frac{\sin 4\theta_0}{2} & \sin 2\theta_0 \\ & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \frac{\cos 4\theta_N}{2} & \frac{\sin 4\theta_N}{2} & \sin 2\theta_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad (20)$$

Il est donc possible de calculer de manière matricielle le vecteur d'inconnues et par conséquent d'estimer les paramètres de Stokes de l'onde à caractériser grâce aux relations :

$$S_0 = A - \frac{B}{2} \quad ; \quad S_1 = B \quad ; \quad S_2 = C \quad ; \quad S_3 = -D \quad (21)$$

L'angle de polarisation φ peut alors être déduit au moyen de la relation (12) ainsi que les intensités correspondant aux composantes polarisées et non polarisées de l'onde.

$$\begin{aligned} I_{POL} &= \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ I_{NON POL} &= S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \end{aligned} \quad (22)$$

A partir des paramètres de Stokes, il est également possible de prédire quelles seraient les intensités I_{MAX} et I_{MIN} définies au §2 suivant les formules :

$$\begin{aligned} I_{MAX} &= \frac{1}{2} \left[S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \right] \\ I_{MIN} &= \frac{1}{2} \left[S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

On peut alors vérifier que dans le cas d'une onde complètement polarisée, où seul le paramètre S_0 n'est pas nul, les intensités I_{MAX} et I_{MIN} sont identiques. Ce qui signifie, comme nous l'avons vu précédemment que l'intensité d'une telle onde, transmise au travers d'un polariseur linéaire, est indépendante de l'orientation de l'axe principal de ce dernier, en revanche elle subit une atténuation de 50 % lors du passage par le polariseur.

5. validation expérimentale du modèle

Dans un premier temps, et afin de valider expérimentalement la méthode de mesure proposée, nous éclairons avec une lumière

linéairement polarisée d'un angle de polarisation φ donné. Cet angle simule l'orientation de la composante perpendiculaire E_{\perp} (voir §2) du champ électrique, issue d'une réflexion spéculaire, par rapport à un axe de référence horizontal. Pour ceci, nous utilisons une source d'éclairage standard couplée à un polariseur linéaire (voir figure 6). L'orientation de l'axe de transmission du polariseur correspond à l'angle φ .

Dans le but de s'affranchir suffisamment du bruit de mesure, nous effectuons neuf acquisitions pour différentes orientations θ du retardateur (une tous les 20°).

Nous avons alors déterminé la précision obtenue lors de l'estimation de φ . La figure 7 représente l'évolution de l'erreur ($\eta = \varphi - \varphi_{réel}$) entre la valeur estimée et la valeur réelle de φ , en fonction de l'angle φ réel. $\varphi_{réel}$ est ajusté précisément avec le premier polariseur (voir figure 6). Les résultats (figure 7) ont été obtenus pour un pixel choisi arbitrairement dans l'image. 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 $0,05^\circ$.

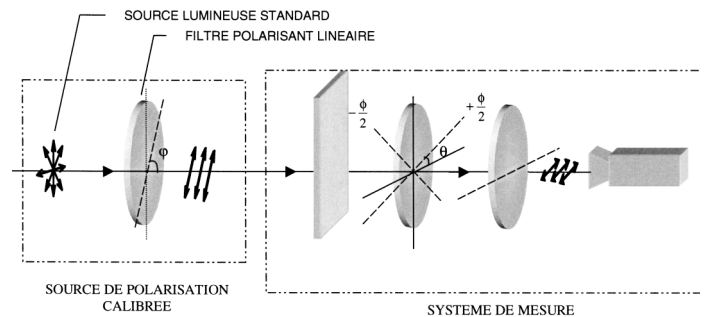


Figure 6. – Système permettant de valider notre méthode de mesure.

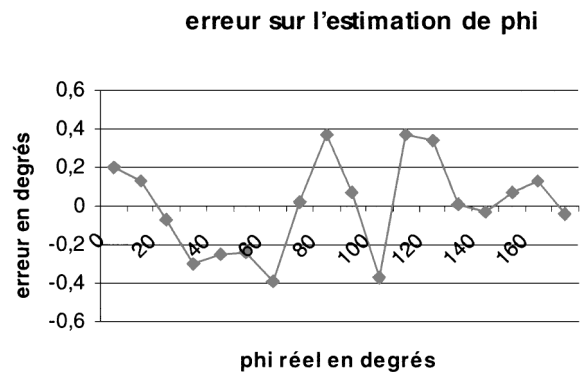


Figure 7. – Précision obtenue sur l'estimation de φ .

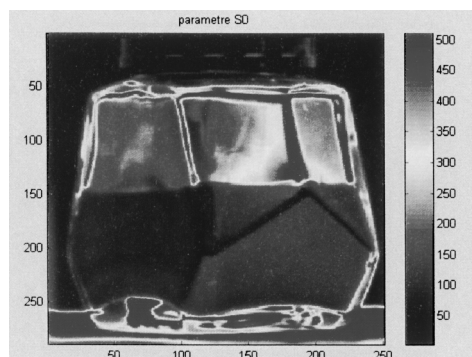


Figure 8a. – Paramètres S_0

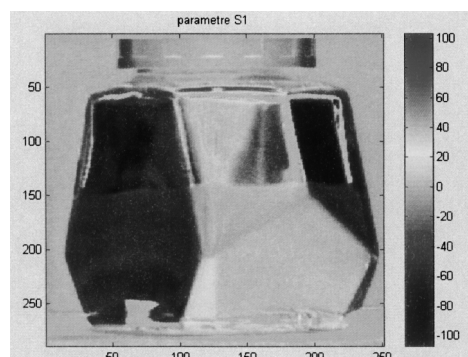


Figure 8b. – Paramètres S_1

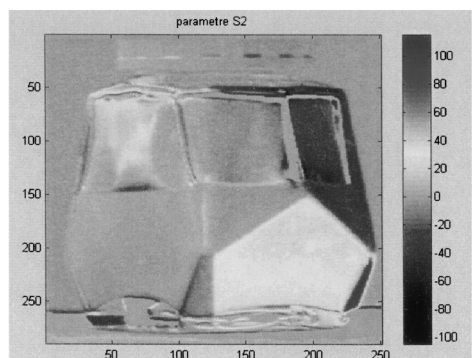


Figure 8c. – Paramètres S_2

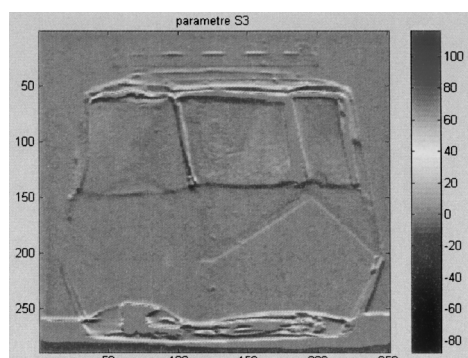


Figure 8d. – Paramètres S_3

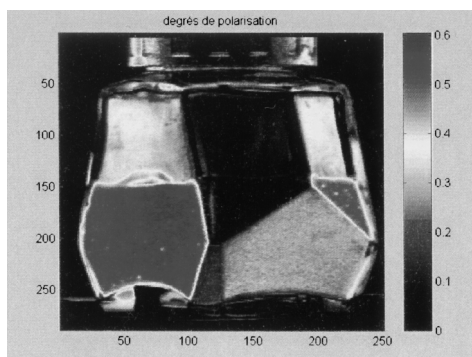


Figure 8e. – Degrés de polarisation

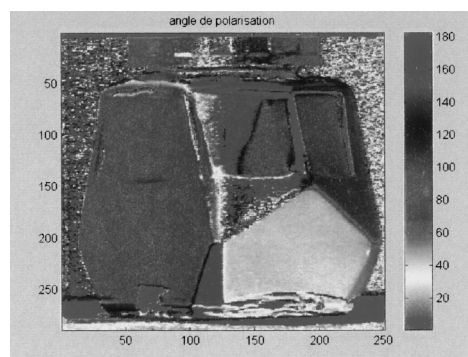


Figure 8f. – Angles de polarisation

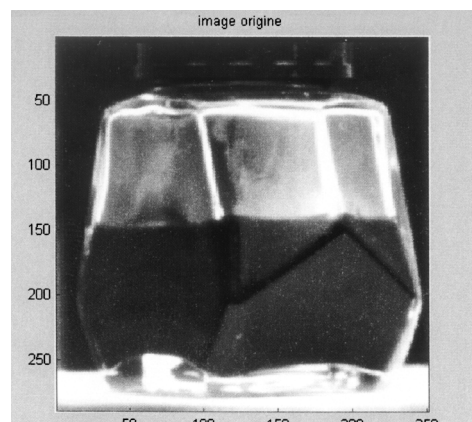


Figure 8g. – Image reconstruite de l'objet

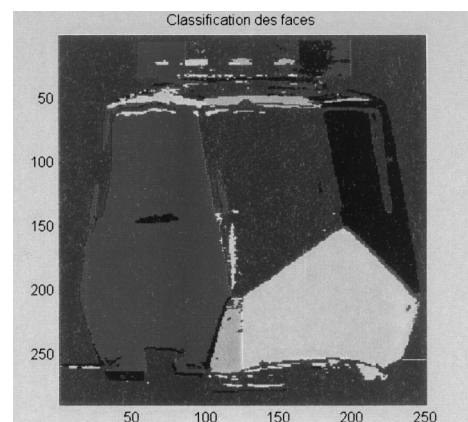


Figure 8h. – Classification des facettes

6. applications et résultats obtenus

a) classification de facettes suivant leur orientation

Comme nous l'avons vu dans le §4, l'estimation de l'angle de polarisation φ à partir de l'équation (12) 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 que nous avons pris 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. Nous obtenons donc pour chaque pixel un degré de liberté sur l'orientation de la facette observée. Il est ensuite possible de classer les surfaces de l'objet filmé par notre dispositif de mesures suivant leur orientation géométrique.

La Figure 8 présente le cas d'un exemple d'application sur un encrier, à moitié rempli. Les quatre paramètres de Stokes mesurés par le dispositif proposé sont représentés par les figures 8 a-d. Les figures 8e et 8f représentent respectivement le degré de polarisation obtenu au moyen de l'équation (13) et l'angle de polarisation obtenu grâce à l'équation (12).

Nous pouvons remarquer (figure 8e) 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'annulation des coefficients de Fresnel \mathcal{R}_\perp et \mathcal{R}_\parallel de l'onde réfléchie [HUARD 94]. Les angles de polarisation obtenus pour cette facette ne sont donc pas valides. En revanche, on peut constater (figure 8f) que ces angles 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. La figure 8g correspond quant à elle à l'image reconstruite à par-

tir des paramètres de Stokes, de l'objet observé, c'est à dire l'image que verrait la caméra sans le dispositif optique de mesures. Cette image correspond en fait aux paramètres S_0 donnant l'intensité totale de l'onde réfléchie. Le dispositif optique de mesures introduisant un affaiblissement de l'intensité lumineuse, on peut remarquer figure 8a que les niveaux de gris de cette image reconstruite dépassent le niveau maximum 255 de saturation de la caméra utilisée (CCD sur 8 bits).

La figure 8h représente le résultat obtenu par un algorithme de classification du type « fuzzy C mean » [BEZDEK 81] [CHIU 94] 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. Comme le degré de polarisation de la facette vue de face est très faible, celle-ci est classée avec le fond, zone sans intérêt.

Il est important de remarquer 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, nous obtenons 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.

b) suppression des reflets de forte intensité

Notre dispositif de mesure permet également d'estimer séparément la partie non polarisée et la partie complètement polarisée de l'onde lumineuse réfléchie (équation 22). Il est alors possible de supprimer, dans l'image de l'objet, des reflets entraînant une forte intensité lumineuse et par suite un effet d'éblouissement. En effet, la forte concentration d'énergie contenue dans la composante spéculaire peut entraîner des zones de reflets de forte

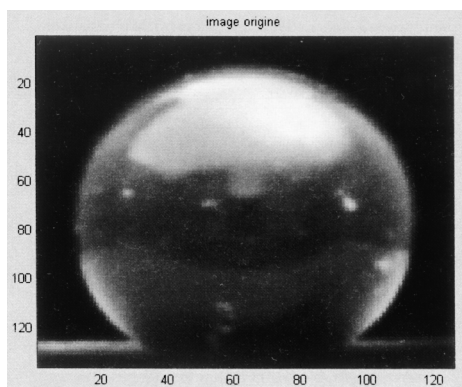


Figure 9a. – Image reconstruite de la bille.

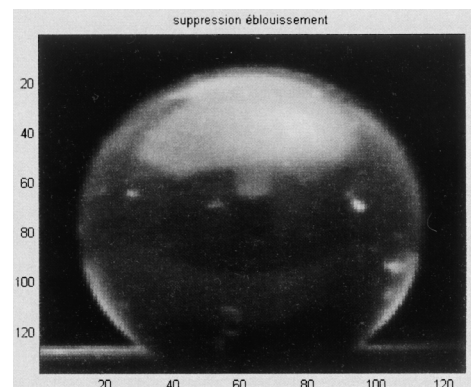


Figure 9b. – Suppression de la composante polarisée.

intensité (« highlight ») dans l'image de la scène observée. Ces reflets peuvent produire des résultats erronés dans les algorithmes classiques de traitements d'images. Ils sont en grande partie dus à la composante polarisée de l'onde réfléchie et peuvent par conséquent être considérablement réduits en ne conservant que la partie non polarisée de l'onde. La figure 9 illustre les résultats obtenus sur une bille de verre. La figure 9a correspond à l'image reconstruite de la bille c'est-à-dire à l'intensité totale à la fois polarisée et non polarisée. Nous pouvons remarquer que cette image présente une zone de forts reflets située dans la partie haute de la bille. Sur la figure 9b nous avons supprimé la composante polarisée, 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.

c) classification de matériaux

Comme nous l'avons vu précédemment, notre système permet d'estimer les intensités I_{MAX} et I_{MIN} (équation 23) qui seraient obtenues par les méthodes existantes présentées dans le §2. Ces grandeurs peuvent alors être utilisées pour classifier la nature du matériau sur lequel il y a eu réflexion (diélectrique ou métallique). En effet, Wolff a montré dans [WOLFF 90] que le rapport des intensités $\frac{I_{MAX}}{I_{MIN}}$ correspondait à une approximation du rapport des coefficients de Fresnel $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{//}}$ et apportait par conséquent une information, en terme de conductivité, sur le matériau constituant la surface observée. Pour des surfaces diélectriques, ce ratio est toujours supérieur à 1 et peut devenir infini pour un angle d'incidence particulier appelé angle de Brewster, car dans

ce cas $\mathcal{R}_{//}$ devient nul. En revanche, pour des surfaces métalliques, ce rapport est toujours assez faible. Wolff a montré expérimentalement qu'un ratio $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{//}}$ inférieur à 2 était caractéristique d'une surface métallique, alors qu'un ratio supérieur à 2 correspondait à une surface diélectrique.

En utilisant la valeur de seuil proposée par Wolff, nous avons appliqué notre méthode au cas de la séparation diélectrique-métal. Les résultats obtenus sur l'exemple d'un circuit imprimé, sont illustrés figure 10. La figure 10a correspond au paramètre S_0 , c'est-à-dire à l'image en niveaux de gris du circuit imprimé. La figure 10b correspond au résultat de la classification du matériau suivant sa nature diélectrique ou métallique obtenu en appliquant notre méthode.

Dans l'image 10b, 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.

Cette application a toutefois des limites car le rapport des coefficients de Fresnel $\frac{\mathcal{R}_{\perp}}{\mathcal{R}_{//}}$ est fonction de l'indice de réfraction du

matériau mais également de l'angle d'incidence. Ainsi en fixant un seuil arbitraire à 2, les résultats de la classification varient suivant l'orientation de l'objet observé. Un moyen permettant d'améliorer ce procédé serait d'utiliser un seuil qui pour chaque pixel serait fixé en prenant en compte un certain nombre de paramètres tels que l'angle d'incidence ou le degré de polarisation. Une autre limitation de cette application est que certains diélectriques ne polarisent quasiment pas la lumière suite à une réflexion. Une des causes de ce phénomène est l'aspect de surface de l'objet observé. En effet, cette dernière doit être lisse

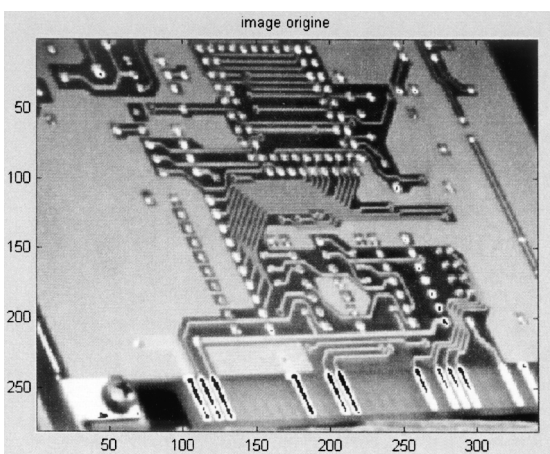


Figure 10a. – Image reconstruite du circuit imprimé.

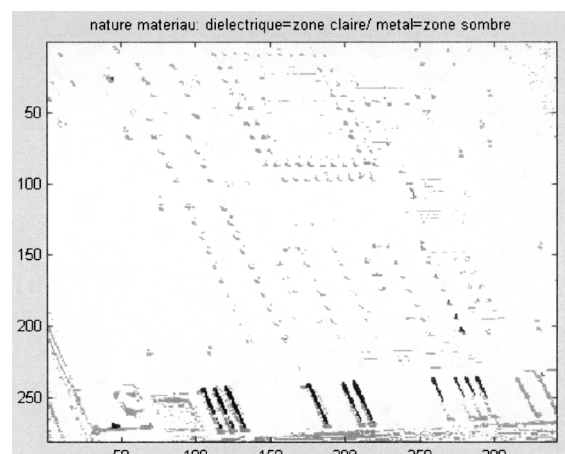


Figure 10b. – Classification de la nature du matériau.

pour qu'une réflexion spéculaire puisse avoir lieu et par conséquent pour que l'onde réfléchie soit polarisée. Si la surface de l'objet est rugueuse la réflexion sera essentiellement diffuse et non polarisée ce qui entraînera un ratio $\frac{\mathcal{R}_\perp}{\mathcal{R}_\parallel}$ relativement faible et quasiment identique à celui obtenu pour une surface métallique rendant la discrimination beaucoup plus difficile.

7. conclusion

Comme le champ électrique d'une onde lumineuse interagit fortement avec la matière, son état de polarisation « transporte » un certain nombre d'informations sur l'objet illuminé. Cette information de polarisation peut être fusionnée avec les résultats obtenus par un traitement d'images classique ou être utilisée séparément. Quelle que soit l'application envisagée, il faut que les paramètres de polarisation de l'onde réfléchie soient déterminés avec précision par le système de mesure. Les méthodes appliquées en traitement d'images, qui ont été proposées jusqu'alors dans la littérature, estiment l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie de manière « globale ». Ce qui signifie que ces méthodes ne peuvent pas estimer séparément la partie polarisée et non polarisée de cette onde. Par conséquent, le degré de polarisation ne peut pas être déterminé. De même, ces méthodes ne permettent pas de savoir dans quel état de polarisation elliptique se trouve l'onde lumineuse. Par exemple des états de polarisation complètement non polarisée et polarisée circulairement ne peuvent pas être dissociés.

A l'inverse, la méthode que nous avons proposée, permet de caractériser complètement l'état de polarisation de l'onde lumineuse réfléchie par un objet sans nécessité une onde incidente dont la polarisation soit contrôlée.

Les relevés expérimentaux qui ont été effectués ont démontré la validité de notre modèle d'interprétation et ont permis d'estimer la précision de notre méthode de mesure.

Nous avons également montré que les paramètres de polarisation ainsi estimés trouvaient leur utilité dans de nombreuses applications. Il est possible de supprimer la composante complètement polarisée d'une image. De cette façon, les reflets sont atténués et les zones d'éblouissement sont supprimées. 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. Enfin, l'angle de polarisation apporte une information géométrique sur l'objet observé. Il est alors possible de segmenter cet objet en régions orientées de manière géométriquement homogène. Les primitives ainsi obtenues peuvent par exemple être utilisées lors de la phase de mise en correspondance dans un système de stéréovision. Dans cette dernière application, la technique de classification Fuzzy-C-Mean que nous utilisons n'est certainement pas la mieux adaptée. Il est possible d'envisager en perspective, d'utiliser une méthode qui introduirait effectivement la notion de confiance attachée au degré de polarisation dans le processus de classification.

BIBLIOGRAPHIE

- [BEZDEK 81] J. C. Bezdek, « Pattern recognition with fuzzy objective function algorithms », *Plenum press*, New York, 1981.
- [BORN 59] M. Born and E. Wolf, « Principles of optics », New York : Pergamon, 1959.
- [CHAFIQUI 98] N. Chafiqi, « Etude de la rotation d'objets sans connaissance *a priori* par fusion de données issues de l'analyse d'images polarimétriques et radiométriques », Thèse d'université, Rouen, France, 1998.
- [CHIU 94] S. Chiu, « Fuzzy model identification based on cluster estimation », *Journal of Intelligent & Fuzzy Systems*, vol. 2, n° 3, sept. 1994
- [HUARD 94] S. Huard, « Polarisation de la lumière », Masson, 1994.
- [JONES 89] 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, n° 4, 1989, pp. 253-258.
- [JOUBERT 93] E. Joubert, « Reconstruction de surfaces en trois dimensions par analyse de la polarisation de la lumière réfléchie par les objets de la scène », Thèse d'université, Rouen, France, 1993.
- [KOSHIKAWA 87] K. Koshikawa and Y. Shirai, « A model-based recognition of glossy objects using their polarimetric properties », *Advances Robotics*, vol. 2, n° 2, 1987.
- [TERRIER 00] P. Terrier, V. Devlaminck, « A device to classify Surface orientation from polarization images » *IEEE – ICIP 2000* (International Conference on Image Processing), Vancouver, Canada , Septembre 2000 :
- [WOLFF 90] L.B. Wolff, « Polarization-based material classification from specular reflection », *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, vol. 12, n° 11, pp. 1059-1071, Nov. 1990.
- [WOLFF 91] L.B. Wolff and T.E. Boulton, « Constraining object features using a polarization reflectance model », *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, vol. 13, n° 7, pp. 635-657, July 1991.
- [WOLFF 97] L.B. Wolff, « Liquid crystal polarization camera », *IEEE Transaction on robotics and automation*, vol. 13, n° 2, pp. 195-203, April 1997.

Manuscrit reçu le 19 juin 2000.

Système polarimétrique pour l'analyse d'images

LES AUTEURS

Patrick TERRIER



Doctorant, membre du Laboratoire I3D (Interaction, Image et Ingénierie de la Décision) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille. Son activité de recherche concerne principalement l'utilisation de la polarisation de la lumière dans l'analyse de scènes.

Vincent DEVLAMINCK



Professeur à l'IUT-A de Lille, membre du Laboratoire I3D (Interaction , Image et Ingénierie de la Décision) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille. Ses activités de recherche concernent principalement l'utilisation de la polarisation de la lumière dans l'analyse de scènes et l'estimation de mouvements d'objets déformables à partir de séquences d'images