

## Spectropolarimétrie : notions de base

Frédéric PALETOU

Observatoire de la Côte d'Azur, Département Cassini, BP 4229,  
F-06304 Nice Cedex 4, France (paletou@obs-nice.fr)

**Résumé.** Ce document a pour objet de vous fournir une introduction décente à la spectropolarimétrie. Tout d'abord, nous commencerons par un rapide panorama des principaux mécanismes polarisants rencontrés dans divers contextes astrophysiques. Nous rappellerons très succinctement des éléments de base concernant la physique de la polarisation, et nous ferons apparaître les paramètres de Stokes. Il sera ensuite question de l'instrumentation permettant la mesure de ces paramètres ; on fera quelques rappels d'optique cristalline mais il s'agira surtout de développer l'utilisation "pratique" des propriétés de diverses pièces optiques de ce type en introduisant les matrices de Mueller et leurs applications.

### 1. Contexte astrophysique

La polarimétrie fait très certainement son entrée dans l'astronomie dès 1811, par l'intermédiaire de François Arago. Il examine, depuis l'Observatoire de Paris, la polarisation de la surface lunaire durant le cycle de celle-ci à l'aide d'un "polariscope" composé d'une lame de quartz suivie d'un prisme de Wollaston séparateur de faisceaux en calcite (cf. Dougherty & Dollfus 1989). On lui devra également l'observation polarimétrique de la lumière cométaire, ainsi que de la couronne solaire.

Depuis, la polarimétrie a pris sa place dans tous les domaines de l'astrophysique et à travers une grande partie du spectre électromagnétique, des rayons X jusqu'aux longueurs d'onde pratiquées en radioastronomie. Le récent ouvrage de J.-L. Leroy (1998) constitue une excellente source de références sur l'apport de la polarimétrie en astrophysique.

#### 1.1. Surfaces et atmosphères des planètes

Lyot et Dollfus sont certainement les pionniers de l'étude polarimétrique moderne des *surfaces* planétaires. La polarimétrie lunaire a ainsi fourni d'assez bons renseignements quant à la nature et à la consistance du sol de notre satellite. Mercure et Mars n'ont pas non plus échappé aux observations ; ceci a, par exemple, permis la détermination du type de sol par comparaison avec des mesures faites, en laboratoire, sur certains minéraux : présence de "limonite" dans le sol des déserts martiens, mais aussi évaluation de la taille des grains présents à la surface.

De nombreuses observations ont aussi été consacrées à la caractérisation des *atmosphères* planétaires. Concernant l'atmosphère martienne, l'on peut citer,

par exemple, la mise en évidence de nuages de glace (Lee et al. 1990) ou encore des effets sur la polarisation de violentes tempêtes de poussière (Ebisawa & Dollfus 1993) ! En ce qui concerne les planètes géantes, des mesures ont été effectuées grâce aux sondes *Pioneer* 10 et 11 dans les années 80 ; ceci a permis de cartographier Jupiter dans différentes bandes spectrales (Smith & Tomasko 1984) ou encore, contribué à contraindre la nature des aérosols dans l’atmosphère de Saturne (Tomasko & Doose 1984).

À noter également l’apparition de quelques travaux prospectifs liés à l’étude des planètes extra-solaires (Seager et al. 2000) via la modélisation des courbes de polarisation de la lumière qui pourrait être réfléchiée par une planète géante.

## 1.2. Le soleil et les étoiles

C’est en 1908 que Hale observe le spectre solaire à l’aide d’un dispositif permettant l’analyse polarimétrique de la lumière ; les décalages de la raie spectrale observée en polarisations circulaires droite et gauche démontrent, pour la première fois, la présence de champ magnétique sur un objet céleste. En 1947, Babcock met en évidence le premier champ magnétique stellaire ; puis Kemp et al. (1970) découvrent les naines blanches magnétiques.

La polarimétrie a tout d’abord largement contribué à l’étude des *régions actives* solaires. Dans ces régions, le champ magnétique est fort, pouvant atteindre plusieurs kG dans les taches solaires ; les taux de polarisation (circulaire) mesurés peuvent atteindre 20%. Un diagnostic élémentaire des signaux mesurés peut être entrepris via les relations suivantes :

$$V \simeq 4.67 \times 10^{-13} \lambda_0^2 (\text{\AA}) g_{\text{eff}} B_{\text{los}} (\text{G}) \frac{\partial I}{\partial \lambda}, \quad (1)$$

qui permet de déduire de la comparaison entre *profil* d’intensité et profil de Stokes  $V$  la composante longitudinale  $B_{\text{los}}$  du champ magnétique avec une relativement bonne précision ; à partir des mesures des signaux de polarisation linéaire  $Q$  et  $U$ , typiquement 10 fois plus petits que  $V$  cependant, on peut également tenter une estimation de l’azimut  $\phi$  du champ magnétique selon :

$$\tan 2\phi = \frac{U}{Q}. \quad (2)$$

Cependant, les études les plus récentes passent par l’inversion des paramètres de Stokes mesurés, en tirant au maximum parti de la quantité d’information contenue dans les *variations spectrales* de ces derniers (cf. Socas-Navarro 2001 pour une revue de ces méthodes).

La chromosphère est le siège d’un magnétisme bien plus faible et nettement moins concentré spatialement que dans la photosphère. Or, l’accroissement de la sensibilité polarimétrique des instruments modernes a permis d’accéder, par exemple, à des mesures fiables de polarisation effectuées à l’extrême bord solaire<sup>1</sup>, et mettant en évidence un “nouveau” spectre solaire. L’interprétation de ces signaux – la plupart du temps bien en dessous de 1% de polarisation ; voir la

---

<sup>1</sup>En effet, les variations centre–bord de ces signaux sont très rapides et ces derniers sont d’autant plus forts que l’on se rapproche du limbe où l’anisotropie du rayonnement est plus prononcée.

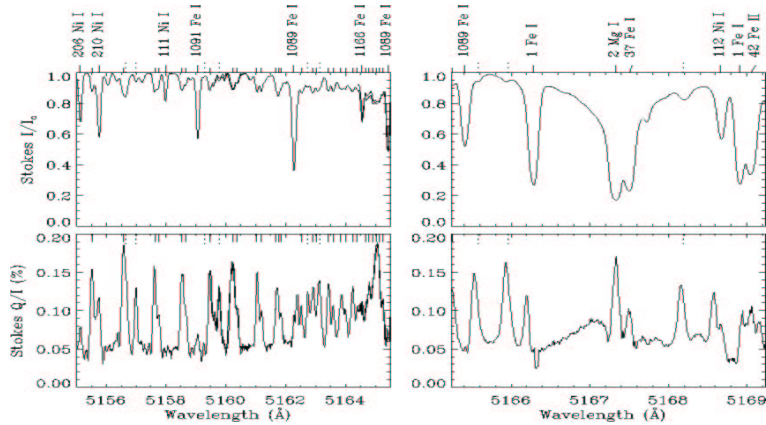


Figure 1. Une portion du spectre  $Q/I$  solaire ou “second spectre solaire”. Alors qu’un grand nombre de raies moléculaires (repérées par les tirets dans l’échelle spectrale) n’apparaissent quasiment pas dans le spectre d’intensité, leur présence est révélée en polarisation linéaire par des signaux  $Q/I$  ne dépassant cependant pas les 0.2% de polarisation (d’après Stenflo & Keller 1997)

Fig. (1) – est un domaine de recherche actuellement en pleine effervescence (cf. Trujillo Bueno 2001).

L’effet Hanle a été appliqué pour la première fois dans le contexte astrophysique dans le cadre de l’étude du champ magnétique des protubérances solaires dès les années 70 (Leroy et al. 1977). Il s’agissait d’interpréter les signaux de polarisation linéaire mesurés en terme d’intensité et d’orientation du champ magnétique. Cependant, l’étude détaillée non seulement de l’ensemble des paramètres de Stokes observables, en polarisation linéaire *et* circulaire, mais aussi de leurs variations spectrales est un domaine qui ne fait que démarrer (cf. Paletou et al. 2001, López Ariste & Casini 2002).

Il est certainement à prévoir un intérêt renouvelé pour les mesures du champ magnétique *coronal*. En effet, alors que jusqu’à présent les mesures ne permettaient guère plus qu’une évaluation de l’*orientation* du champ magnétique dans la couronne, des mesures très récentes ont enfin conduit à une estimation du *module* du champ à partir de mesures de polarisation circulaire effectuées dans l’infra-rouge proche (Lin et al. 2000).

Dans le cas stellaire, une technique comme l’imagerie *Zeeman-Doppler* a permis des progrès spectaculaires quant à notre connaissance du magnétisme et de l’activité stellaire. En tirant parti de l’élargissement des raies spectrales par effet Doppler, il est alors possible de discriminer les signaux polarisés formés dans des régions magnétiques situées, par exemple, l’une dans l’hémisphère se rapprochant de l’observateur, l’autre dans l’hémisphère qui s’en éloigne (Semel 1989). Pour un rotateur rapide et avec une bonne résolution spectrale, la longitude d’une tache stellaire sera donnée par la phase du cycle rotationnel à laquelle la distorsion correspondante atteint le centre du profil, alors que sa latitude sera déduite de la vitesse à laquelle cette même distorsion traverse le profil.

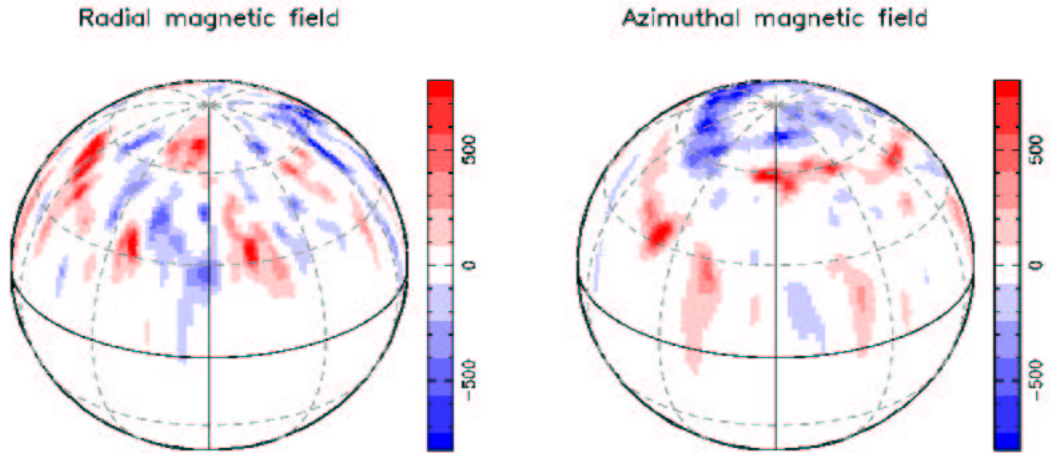


Figure 2. Cartographie du champ magnétique d’AB Dor par imagerie Zeeman–Doppler (d’après Donati & Cameron 1997)

De plus, très schématiquement, l’observation à travers tout le domaine visible, du plus grand nombre de signatures Zeeman simultanément permet in fine de réduire l’ensemble de cette information à un profil moyen à haut rapport signal sur bruit (méthode “LSD” ; cf. Donati et al. 1997). Ces techniques ont notamment permis la détection de champ magnétique dans plusieurs étoiles actives, ou encore d’étudier les hétérogénéités de surface de certaines d’entre elles, comme illustré par la Fig. (2).

### 1.3. Milieu interstellaire

La mise en évidence d’un champ magnétique interstellaire (CMI) dans notre galaxie résulte de l’observation de la polarisation linéaire de la lumière stellaire (Hiltner 1949, Hall 1949). La polarisation est due à la *diffusion* de la lumière par des grains allongés tournant autour de leur petit axe, ce dernier étant orienté suivant la direction du champ magnétique. Ces mesures ont très rapidement conduit à une première estimation du CMI évalué alors à quelques microgauss (Chandrasekhar & Fermi 1953).

Il est intéressant de constater que la dépendance spectrale de la polarisation par le milieu interstellaire peut être bien décrite par la loi empirique de Serkowski

$$\frac{p(\lambda)}{p_{\max}} = \exp \left[ -1.15 \ln^2 \left( \frac{\lambda_{\max}}{\lambda} \right) \right], \quad (3)$$

(cf. aussi Whittet et al. 1992). Les mesures visibles ont depuis été complétées par des observations d’émission *synchrotron*, des mesures de décalages *Zeeman* dans la raie de H I à 21 cm, ce qui donne ainsi une détermination directe du module du champ magnétique, ainsi que par des mesures de *rotation de Faraday* (Heiles 1976, Hildebrand 2001).

L'apport de la polarimétrie en astrophysique concerne aussi des objets extragalactiques comme les quasars, les objets compacts et les disques d'accrétion ou encore les *masers* astronomiques. N'ayant ni l'espace, et encore moins la prétention de vouloir/pouvoir être exhaustif, nous renvoyons le lecteur à l'ouvrage *Astrophysical Spectropolarimetry* (2001, Cambridge Univ. Press).

## 2. Mécanismes polarisants

Il existe une très grande variété de mécanismes polarisants dans le monde physique. Ci-dessous, nous faisons un rapide inventaire de ceux qui se rencontrent en astronomie.

### 2.1. Polarisation par réflexion

On sait depuis Malus que le faisceau lumineux réfléchi par une vitre, ou encore un miroir, est polarisé ; pour un certain angle d'incidence appelé *angle de Brewster* tel que  $\tan \gamma_B = n$  où  $n$  est l'indice du verre, le rayonnement réfléchi est totalement polarisé.

Dans le cadre de l'observation astronomique, il faudra identifier toute source de "contamination" instrumentale du signal que l'on veut mesurer. Idéalement, on placera le polarimètre au foyer Cassegrain du collecteur de lumière, avant que quelque réflexion oblique ne se produise.

Il faudra ensuite se préoccuper de l'acheminement des faisceaux jusqu'à l'entrée du spectrographe, le plus souvent situé à un "foyer coudé" du télescope.

### 2.2. Polarisation par diffusion

Il s'agit essentiellement des effets polarisants engendrés par la présence de molécules, grains et autres poussières dans une atmosphère. On aura alors affaire à trois mécanismes principaux que sont la diffusion Thomson, la diffusion Rayleigh et la diffusion de Mie.

*Diffusion Thomson (ou électronique)* Elle décrit la polarisation due à la diffusion du rayonnement sur des électrons *libres*. Le rayonnement diffusé montre, en effet, une polarisation linéaire caractérisé par :

$$\frac{Q}{I}(\Theta) = \frac{\sin^2 \Theta}{1 + \cos^2 \Theta}, \quad (4)$$

où  $\Theta$  est l'angle entre la direction du rayonnement incident et la direction de la ligne de visée. On remarque que le rayonnement est polarisé à 100% quand  $\Theta = 90^\circ$ .

On trouve ce mécanisme à l'œuvre, par exemple, dans les environnements stellaires où une atmosphère de gaz ionisé (e.g. une "couronne") se trouve irradiée par l'étoile centrale.

*Diffusion Rayleigh* Il s'agit maintenant du processus de diffusion non plus par des électrons libres mais par des électrons *liés* à un atome ou à une molécule.

Par rapport au cas de la diffusion Thomson, le taux de polarisation linéaire est maintenant affecté d'un coefficient :

$$f(\omega) = \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2} \quad (5)$$

dépendant de la pulsation  $\omega$  du rayonnement incident ( $\omega_0 = \sqrt{k/m_e}$  où  $k$  est l'équivalent d'une constante de raideur caractérisant la force de rappel exercée sur l'électron lié).

Ce mécanisme est en particulier responsable du bleu du ciel ce qui s'explique par le facteur en  $\lambda^{-4}$  intervenant dans l'Eq. (5).

*Diffusion de Mie* Il s'agit de la diffusion par des particules macroscopiques dont la dimension caractéristique peut être comparable, voire plus grande que la longueur d'onde du rayonnement incident.

La théorie de Mie considère des grains de forme sphérique ayant un indice de réfraction réel et indépendant de la direction. On trouvera par exemple dans le cours de Landi degl'Innocenti (2001) un développement analytique qui montre, sous certaines hypothèses quant à la nature des grains et de la diffusion<sup>2</sup>, dans quelle mesure ce type de diffusion diffère de celle de type Rayleigh. À l'opposé, il faudra considérer quelques "complications" à la théorie de Mie afin de pouvoir rendre compte des effets polarisants dus à des particules irrégulières et/ou hétérogènes.

Ce type de mécanisme est à considérer dans le cadre de l'étude des atmosphères planétaires et cométaires, des environnements circumstellaires (cf. Potter et al. 2000), des nébuleuses par réflexion ou encore des AGNs.

### 2.3. Effet synchrotron et rotation de Faraday

L'*effet synchrotron* concerne l'émission électromagnétique résultant du mouvement relativiste d'une particule chargée dans un champ magnétique. La pulsation *cyclotron*, caractéristique du mouvement dans le cas non-relativiste, est alors modifiée en :

$$\omega_S = \frac{qB}{\gamma m_e c}, \quad (6)$$

où  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  est le facteur de Lorentz. Le rayonnement est très directif car maintenant émis dans un angle solide  $\pi/\gamma^2$ . L'observateur va "voir" des pulsations se déroulant sur une échelle de temps bien plus petite que la période de gyration. Le rayonnement synchrotron est fortement polarisé avec des taux de polarisation linéaire pouvant atteindre 75% ; la direction de polarisation est perpendiculaire à la direction du champ magnétique local. On trouve trace de ce type d'émissions dans les restes de supernovae, les radio-galaxies et les quasars.

La *rotation de Faraday* se manifeste par la rotation du plan de polarisation d'une onde électromagnétique durant sa traversée d'un plasma magnétisé. Cette rotation est proportionnelle au carré de la longueur d'onde que multiplie un facteur intégrant, le long de la ligne de visée, la densité électronique du milieu multipliée par le module du champ magnétique projeté suivant cette même ligne de visée.

---

<sup>2</sup>Approximation de Rayleigh-Gans.

## 2.4. Effet Zeeman

On trouvera dans le cours de Cohen–Tannoudji et al. (1973) que “lorsqu’un atome est plongé dans un champ magnétique uniforme, chacune de ses raies (...) se divise en un certain nombre de raies équidistantes, séparées par un intervalle proportionnel au (module du) champ magnétique : c’est l’effet Zeeman.” Le traitement détaillé de l’effet Zeeman nécessite l’introduction du concept de spin qui n’a pas d’équivalent classique ; l’approche quantique est donc indispensable. Il faudra aussi considérer, suivant les cas, la *structure hyperfine* des niveaux d’énergie.

La dégénérescence Zeeman d’un multiplet de moment cinétique total  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  consiste en  $(2J + 1)$  sous-niveaux tels que  $-J \leq M \leq +J$  équidistants sur un diagramme en énergie ; l’écart en énergie par rapport à l’énergie du niveau dans un régime sans champ est donné par  $\Delta E(M) = g_J M \hbar \omega_L$  où

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (7)$$

est le facteur de Landé du multiplet et  $\omega_L = qB/2m_e$  la pulsation de Larmor (cf. Cohen–Tannoudji et al. 1973).

On peut aussi montrer que l’émission du rayonnement résultant des transitions entre termes de deux multiplets, suivant des règles de sélection données par la mécanique quantique, est polarisée ; la nature de cette polarisation dépend d’une part du  $\Delta M$  de la transition ainsi que de l’orientation du champ magnétique par rapport à la ligne de visée. Les composantes telles que  $\Delta M = 0$  sont appelées  $\pi$  et présentent une polarisation linéaire. Celles qui satisfont à  $\Delta M = \pm 1$  sont appelées  $\sigma_{\pm}$  et un déplacement en fréquence leur est associé ; elles sont polarisées linéairement selon une ligne de visée perpendiculaire à  $\vec{B}$  et polarisées circulairement (gauche ou droite suivant le signe de  $\Delta M$ ) selon une ligne de visée orientée selon la direction de  $\vec{B}$  ; dans ce dernier cas, la composante  $\pi$  (qui garde sa fréquence) n’est plus visible.

C’est l’effet le plus largement utilisé pour l’étude des champs magnétiques astrophysiques à partir des données spectropolarimétriques.

## 2.5. Effet Hanle

En régime non-magnétique, les raies spectrales peuvent être polarisées (linéairement) par effet d’anisotropie du rayonnement incident excitant les atomes ou les molécules émetteurs ; c’est la “polarisation de résonance”. Cette dernière est d’une certaine façon analogue, pour les raies spectrales, à la polarisation associée à la diffusion Rayleigh.

Or, en présence de champ magnétique, vont apparaître (i) de la *dépolarisation* accompagnée (ii) d’une *rotation du plan de polarisation* : c’est l’effet Hanle. L’étude détaillée de celui-ci passe nécessairement par une approche quantique, indispensable à la description des déséquilibres de peuplement entre sous-niveaux Zeeman des niveaux d’énergie, à l’origine de la polarisation du rayonnement. Des travaux récents ont démontré que des mécanismes subtils, de même nature que le “pompage optique” (Happer 1972) par exemple, sont à l’œuvre dans l’atmosphère solaire et doivent être explicitement considérés afin de pouvoir interpréter convenablement les observations (cf. Trujillo Bueno et al. 2002).

À ce jour, l'effet Hanle n'a été utilisé en astrophysique que dans le cas solaire (cf. Leroy et al. 1977 pour l'un des travaux "pionniers") ; cependant son intérêt potentiel dans le cas stellaire est décrit par Ignace (2001).

### 3. Notion de polarisation

Dans cette partie nous rappellerons succinctement des notions de base liées à la polarisation du rayonnement. Ce qui suit pourra largement être complété par la lecture d'ouvrages plus fondamentaux sur la physique de la polarisation. Pour cet approfondissement, je recommande les cours de Landi degl'Innocenti (1992, 2001), de Huard (1993) ainsi que le grand classique de Born & Wolf (1999).

Pour définir ce qu'est la polarisation il est nécessaire de revenir sur la nature des ondes électromagnétiques (OEM). En effet, on montre à partir des équations de Maxwell que le champ électrique associé à l'OEM vibre dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. De façon plus générale, on peut associer la notion de polarisation à toute onde dite *transversale* comme, par exemple, des ondes élastiques se propageant dans un solide, ou bien encore des ondes sismiques ; par contre le phénomène de polarisation est inexistant dans le cas d'ondes longitudinales. On doit au physicien français Etienne Louis Malus le terme de "polarisation" (1809).

On va caractériser l'état de polarisation d'une OEM suivant la nature de la figure géométrique que décrit l'extrémité du vecteur champ électrique dans le plan d'onde, au cours de la propagation de cette même onde.

Soit  $\vec{z}$  la direction de propagation d'une OEM *monochromatique* ; les composantes transverses du champ électrique associé peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} E_x = \xi_x \cos(\omega t - kz) \\ E_y = \xi_y \cos(\omega t - kz + \delta) \end{cases} \quad (8)$$

Dans le cas général, on peut alors montrer que l'extrémité du champ électrique va décrire une ellipse de Lissajous<sup>3</sup> dans le plan d'onde. Néanmoins attardons nous aux deux cas particuliers suivants :

- (a) si l'on considère que  $\delta = 0$  alors  $E_y/E_x$  est une constante qui ne dépend que des amplitudes  $\xi_x$  et  $\xi_y$  et l'on dira que l'onde est polarisée linéairement ;
- (b) supposons maintenant que les amplitudes  $\xi_x$  et  $\xi_y$  soient égales à  $\xi_0$  et que  $\delta = \pm\pi/2$  ; l'extrémité du vecteur champ électrique va décrire un cercle de rayon  $\xi_0$  dans le plan d'onde et, suivant le sens de parcours sur le cercle, on parlera de polarisation circulaire droite ou gauche.

On trouvera dans l'ouvrage de Born & Wolf tout le détail des calculs concernant l'*ellipse de polarisation* ; on recommandera également au lecteur le plus exigeant de s'intéresser aussi à la représentation dite de la *sphère de Poincaré*.

---

<sup>3</sup>Soit la composition de deux vibrations de même fréquence mais déphasées et dont les amplitudes peuvent être différentes.

### 3.1. Les paramètres de Stokes

En 1852, Sir G.G. Stokes a introduit les paramètres suivants afin de pouvoir caractériser l'état de polarisation d'une OEM :

$$\begin{cases} I = \xi_x^2 + \xi_y^2 \\ Q = \xi_x^2 - \xi_y^2 \\ U = 2\xi_x\xi_y\cos\delta \\ V = 2\xi_x\xi_y\sin\delta \end{cases} . \quad (9)$$

Il faut néanmoins s'affranchir du cas idéal de l'onde monochromatique ; pour ce faire, on va définir les paramètres de Stokes à partir des éléments de la *matrice de cohérence*<sup>4</sup>.

Ecrivons les composantes transversales du champ électrique en un point donné de l'espace, sous la forme :

$$\begin{cases} E_x(t) = \varepsilon_x e^{-i\omega t} = A_x e^{i(\phi_x - \omega t)} \\ E_y(t) = \varepsilon_y e^{-i\omega t} = A_y e^{i(\phi_y - \omega t)} \end{cases} , \quad (10)$$

La matrice de cohérence du champ de rayonnement va s'écrire comme :

$$\mathcal{J} = \begin{pmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{pmatrix} , \quad (11)$$

où  $\langle \dots \rangle$  indique que l'on considère une valeur moyenne en temps et en fréquences sur un ensemble statistique de photons non-correlés.

On peut alors définir les expressions générales des paramètres de Stokes comme :

$$\begin{cases} I = k(\langle \varepsilon_x^* \varepsilon_x \rangle + \langle \varepsilon_y^* \varepsilon_y \rangle) \\ Q = k(\langle \varepsilon_x^* \varepsilon_x \rangle - \langle \varepsilon_y^* \varepsilon_y \rangle) \\ U = k(\langle \varepsilon_x^* \varepsilon_y \rangle + \langle \varepsilon_y^* \varepsilon_x \rangle) \\ V = ik(\langle \varepsilon_y^* \varepsilon_x \rangle - \langle \varepsilon_x^* \varepsilon_y \rangle) \end{cases} , \quad (12)$$

où  $k$  sert à dimensionner les paramètres de Stokes en  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sterad}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ .

Alors que  $I$  et  $V$  sont indépendants du système de coordonnées utilisé dans le plan d'onde, ce n'est *pas* le cas de  $Q$  et  $U$ . En effet, on peut montrer que  $(Q^2 + U^2)$  est invariant par rotation de la base  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  autour de la direction de propagation. Soit un angle de rotation  $\psi$  autour de  $\vec{z}$  transformant  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  en  $(\vec{e}_{x'}, \vec{e}_{y'})$ , alors :

$$\begin{cases} Q' = Q\cos(2\psi) + U\sin(2\psi) \\ U' = -Q\sin(2\psi) + U\cos(2\psi) \end{cases} . \quad (13)$$

Cette transformation n'est autre qu'une rotation d'azimut  $2\psi$  ; on en retrouvera la trace dans le formalisme de Mueller décrit plus loin.

Il faut donc retenir que la mesure des quatre paramètres de Stokes  $(I, Q, U, V)$  permet de caractériser totalement la nature d'un faisceau lumineux. Outre

---

<sup>4</sup>Pour plus de détails, on pourra se référer au Born & Wolf.

l'intensité  $I$  qui nous est plus familière,  $Q$  et  $U$  vont caractériser les états de polarisation linéaire et  $V$  l'état de polarisation circulaire du rayonnement. La mesure de ces paramètres sera permise par l'usage de dispositifs "déphaseurs" (ou retardeurs), et "polariseurs" comme les séparateurs de faisceaux (ou "analyseurs").

### 3.2. Représentation de Jones

R.C. Jones (1941) a introduit un formalisme à base de matrices 2x2 à coefficients complexes, permettant de décrire les modifications apportées aux composantes transverses du champ électromagnétique au passage d'une ou d'un ensemble de pièces optiques ; ceci peut s'écrire formellement comme :

$$\begin{pmatrix} E_x^{(s)} \\ E_y^{(s)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{(e)} \\ E_y^{(e)} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

où la matrice carrée peut résulter de la multiplication de plusieurs matrices élémentaires décrivant chacune une pièce optique particulière.

Par exemple, la matrice de Jones d'un retardeur de phase  $\delta$  s'écrira :

$$J(\delta) = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{+i\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Ce formalisme s'avère plutôt utile pour traiter des cas nécessitant la superposition des amplitudes des ondes, par exemple. On lui préférera par la suite le formalisme de Mueller qui nous fera plutôt manipuler des matrices 4x4 à coefficients réels.

## 4. Mesure spectropolarimétrique : matrices de Mueller

Les détecteurs de nos jours les plus utilisés en astronomie, tels que les CCDs, ne sont pas (encore ?) directement sensibles à l'état de polarisation du rayonnement qu'il reçoivent. Il va donc s'agir d'enregistrer un signal issu d'une combinaison linéaire de l'intensité  $I$  et des trois autres paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$ . On verra aussi que les modulateurs rapides utilisés principalement en spectropolarimétrie solaire utilisent des séquences dans lesquelles *tous* les paramètres de Stokes contribuent à chaque image.

Le formalisme matriciel proposé par Mueller à la fin des années 40, utilise des combinaisons de matrices 4x4 permettant de décrire comment des pièces optiques particulières (miroir, lames cristalline, polariseur, etc...) vont affecter l'état de polarisation d'un faisceau incident caractérisé par un vecteur de Stokes

$$\vec{I}_{\text{astro.}} = (I, Q, U, V)^T,$$

où  $()^T$  désigne la transposition.

L'analyse d'un train optique composé de  $p$  éléments disposés les uns derrière les autres, tels que l'élément "1" soit le premier à être traversé par la lumière que l'on souhaite analyser, se fait alors en considérant l'opération matricielle suivante :

$$\vec{I}_{\text{instrum.}} = \mathcal{M}_p \dots \mathcal{M}_1 \vec{I}_{\text{astro.}}, \quad (16)$$

où  $\vec{I}_{\text{astro.}}$  est le vecteur de Stokes du rayonnement émis par la source astronomique, et  $\vec{I}_{\text{instrum.}}$  le vecteur de Stokes obtenu après que le rayonnement incident ait subi les effets des pièces optiques caractérisées chacune par une matrice de Mueller  $\mathcal{M}_i$ .

Il faut cependant remarquer que, dans ce formalisme, il y a une perte d'information quant à la direction de propagation des rayons lumineux.

## 5. Un polarimètre : qu'est-ce que c'est ?

Les ingrédients de base d'un polarimètre consistent, le plus souvent, en des pièces optiques confectionnées à partir de matériaux dits *biréfringents* (on se bornera au cas de matériaux dits *uniaxes*). C'est au 17ème siècle qu'Erasmus Bartholinus découvre la "double réfraction" en utilisant des morceaux de spath d'Islande. Ce phénomène est intimement lié à la polarisation de la lumière, et les propriétés de ce type de matériaux (e.g. spath ou encore calcite  $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{MgF}_2$ , quartz  $\text{SiO}_2$ , etc...) sont encore couramment utilisées dans les dispositifs polarimétriques.

### 5.1. Retardeurs

Considérons une lame cristalline taillée dans un matériau uniaxe et dont les faces d'entrée et de sortie sont parallèles à l'axe optique<sup>5</sup>. On appellera *lignes neutres*<sup>6</sup> les deux directions, orthogonales entre elles, telles que *toute vibration polarisée suivant ces directions ne soit pas affectée par sa traversée de la lame*. Pour les milieux uniaxes, la direction donnée par la projection de l'axe optique sur la face d'entrée sera appelé "axe extraordinaire", et l'axe orthogonal à ce dernier "axe ordinaire".

Celui de ces deux axes pour lequel l'indice est le plus grand sera plus précisément appelé "axe lent" et l'autre "axe rapide". Par convention, on définira l'azimut  $\psi$  comme l'angle fait entre l'axe rapide de la lame et l'axe  $Ox$  dans un repère orthogonal *fixe*  $Oxy$  situé dans le plan d'onde.

Un retardeur d'azimut nul est caractérisé par une matrice de Mueller de la forme :

---

<sup>5</sup>L'axe optique définit la direction suivant laquelle la lumière se propagera *sans* double réfraction. Cette direction est unique pour un matériau dit uniaxe.

<sup>6</sup>On peut assez aisément déterminer les positions des lignes neutres d'un retardeur : plaçons sur un banc d'optique deux polariseurs croisés (sous incidence normale), ce qui conduit à l'extinction de la lumière dans le dispositif. En plaçant maintenant le retardeur entre les deux polariseurs croisés, on rétablira généralement le passage de la lumière ; les orientations du retardeur qui rétablissent l'extinction permettent d'identifier les lignes neutres de la lame cristalline.

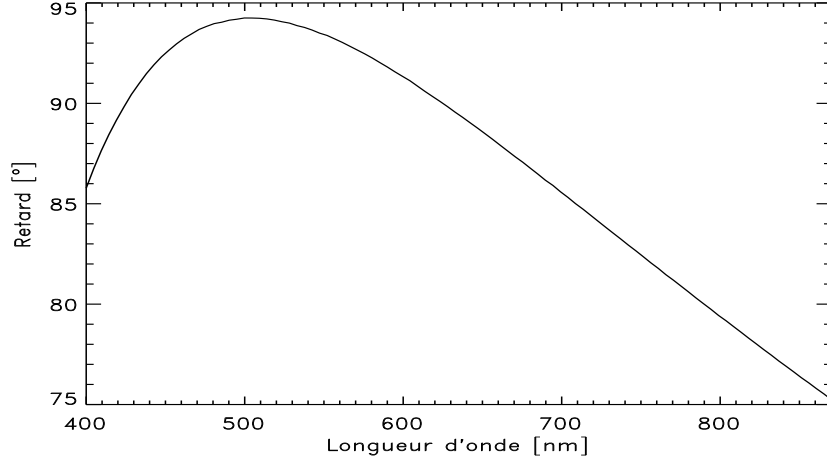


Figure 3. Chromatisme de phase d'une lame quart d'onde cristalline "achromatique" pour le domaine visible.

$$\mathcal{M}_\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix}, \quad (17)$$

où  $\delta$  est le retard de phase en radians. Ce retard de phase est caractéristique des matériaux utilisés ; outre la longueur d'onde du rayonnement incident, il dépendra des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du matériau ainsi que de l'épaisseur de la lame. En général, pour une lame composée d'un seul matériau (e.g. *positif* soit tel que  $[n_e - n_o] > 0$ ) et sous incidence normale :

$$\delta(\lambda) = \frac{2\pi e}{\lambda} [n_e(\lambda) - n_o(\lambda)], \quad (18)$$

où  $e$  est l'épaisseur de la lame,  $\lambda$  la longueur d'onde du rayonnement considéré, et  $n_e(\lambda)$  et  $n_o(\lambda)$  sont respectivement les indices extraordinaire et ordinaire du matériau utilisé. On parlera de :

- (a) lame **quart d'onde** quand  $\delta = \pi/2$  ;
- (b) lame **demi-onde** quand  $\delta = \pi$ .

pour ne citer que les configurations les plus usitées. Pour des lames simples, le retard de phase est donc fortement chromatique.

Cependant, il est possible de confectionner des lames dites "achromatiques" en utilisant deux matériaux distincts afin d'atténuer le *chromatisme de phase* des lames cristallines simples. Considérons deux matériaux *positifs* tels que le  $\text{MgF}_2$  et le quartz caractérisés, respectivement, par les indices :

$$\begin{cases} n_o^{(\text{MgF}_2)} = 1.369 + 35.821/(\lambda - 1492.5) \\ n_e^{(\text{MgF}_2)} = 1.381 + 37.415/(\lambda - 1494.7) \end{cases}, \quad (19)$$

et,

$$\begin{cases} n_o^{(\text{SiO}_2)} = 1.526 + 77.324/(\lambda - 1521.0) \\ n_e^{(\text{SiO}_2)} = 1.535 + 80.288/(\lambda - 1514.1) \end{cases}, \quad (20)$$

où  $\lambda$  doit être exprimée en Å (et où l'on a volontairement omis la dépendance avec la température). On trouve, en effet, sur le marché<sup>7</sup> des lames achromatiques qui montrent, par exemple, un écart de phase ne dépassant pas  $\pm 5^\circ$  (pour une lame quart d'onde) sur une bande spectrale de l'ordre de 300 nm (cf. Paletou & Molodij 2001 et Fig. 3). Elles sont constituées de deux lames simples "croisées" (i.e. l'axe rapide de l'une est aligné avec l'axe lent de l'autre) d'épaisseurs respectives  $e_{(\text{MgF}_2)}$  et  $e_{(\text{SiO}_2)}$  de telle façon que la combinaison équivaut maintenant à une lame de retard telle que :

$$\delta(\lambda) = 2\pi[e_{(\text{MgF}_2)}\mu_{(\text{MgF}_2)} - e_{(\text{SiO}_2)}\mu_{(\text{SiO}_2)}]/\lambda \quad (21)$$

avec, pour chaque matériau,  $\mu = (n_e - n_o)$ . Une telle lame présente maintenant une variation de phase avec la longueur d'onde plus appropriée à une analyse polarimétrique précise dans une bande spectrale assez large.

En toute rigueur, les indices sont aussi susceptibles de varier avec la température du matériau ; ainsi suivant les conditions d'utilisation et la composition des lames, il faudra éventuellement prévoir un contrôle thermique de l'instrument.

Maintenant, si on a la possibilité de faire tourner la lame d'un azimut  $\psi$  quelconque, il faudra considérer l'expression générale de la matrice de Mueller du retardeur :

$$\mathcal{M}_{(\delta,\psi)} = \mathcal{R}_{-\psi}\mathcal{M}_\delta\mathcal{R}_\psi, \quad (22)$$

où les matrices de rotation  $\mathcal{R}_{\pm\psi}$  sont définies comme suit :

$$\mathcal{R}_{\pm\psi} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & \pm \sin 2\psi & 0 \\ 0 & \mp \sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Cependant, la mise en place de retardeurs dans un montage optique donné n'est *pas* suffisante pour pouvoir effectuer la mesure des paramètres de Stokes.

## 5.2. Polariseurs...

La matrice de Mueller d'un polariseur linéaire parfait d'azimut  $\psi$  s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{M}_p(\psi) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & c & s & 0 \\ c & c^2 & cs & 0 \\ s & cs & s^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (24)$$

---

<sup>7</sup>par exemple [www.optiquefichou.fr](http://www.optiquefichou.fr), [www.b-halle.de](http://www.b-halle.de) ou [www.meadowlark.com](http://www.meadowlark.com)

avec les définitions suivantes :  $c = \cos 2\psi$  et  $s = \sin 2\psi$ . C'est un dispositif qui transmet un état de polarisation donné et bloque la transmission de l'état orthogonal. Bien entendu, dans la réalité l'extinction n'est jamais totale bien qu'il existe sur le marché des polariseurs garantissant des extinction de  $10^{-5}$ . Il faudra aussi considérer auprès des constructeurs la bande spectrale "utile" de ce type de dispositif.

Outre les pièces cristallines, il existe également des feuilles de *Polaroid* disponibles en grande taille et particulièrement utiles, par exemple, à des fins de calibration ; en effet il peut être fort utile de disposer une feuille de ce type à l'entrée d'un télescope afin d'y injecter un état de polarisation connu pour pouvoir ensuite caractériser la nature de la polarisation instrumentale engendrée par le collecteur primaire de lumière. Ceci a été effectué sur plusieurs télescopes solaires alimentés par des réflexions obliques sur des miroirs (e.g. des coelostats).

### 5.3. ...et analyseurs

On va maintenant s'intéresser aux pièces optiques permettant de séparer *spatialement* deux états de polarisation orthogonaux. La séparation spatiale en deux faisceaux aura lieu avec toute lame biréfringente uniaxe dont l'axe optique n'est ni parallèle, ni perpendiculaire aux faces.

Par exemple, un polariseur de Glan–Thomson consiste en un cube séparateur de faisceau constitué de deux prismes de calcite collés entre eux. Ceci permet de rejeter l'un des faisceaux en dehors de la direction du faisceau incident ; l'autre faisceau, quant à lui, émerge sans déviation mais dans un état de polarisation linéaire très pur.

Le type de séparation spatiale doit être adapté, par exemple, à l'alimentation du spectrographe. Il peut s'agir par exemple d'une pièce unique de calcite dont l'axe optique fera un certain angle avec les faces d'entrée et de sortie de la lame, ou de compositions de différentes pièces de différentes géométries et tailles.

Par exemple, une lame de Savart consiste en deux séparateurs de faisceaux à faces parallèles appariés de telle façon que leurs axes optiques respectifs soient orthogonaux entre eux. L'avantage principal de ce dispositif, c'est l'égalité, à incidence normale, des chemins optiques pour les deux rayons émergents mixtes [eo] et [oe] ; sur la Fig. (4), on constate que les deux faisceaux émergent dans des directions parallèles entre elles et également parallèles à la direction de propagation du faisceau incident.

Un analyseur ou "séparateur de faisceaux" est représenté par une matrice de Mueller de la forme :

$$\mathcal{M}_{\pm} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Rappelons que le formalisme de Mueller ne permet pas de décrire la direction de propagation des faisceaux ; ainsi l'expression précédente est valable pour tout type de séparateurs de faisceaux.

On veillera à ce que les deux faisceaux polarisés le soient dans des directions à  $45^\circ$  de la direction de la fente d'entrée du spectrographe. En effet, on cherche à ce que le réseau, dont la transmission dépend de façon non-triviale

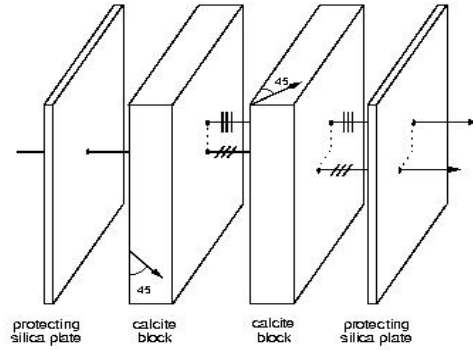


Figure 4. Schéma de principe d'un séparateur de faisceau du type "lame de Savart" utilisée par le spectro-polarimètre MuSiCoS du TBL (cf. <http://webast.ast.obs-mip.fr/magnetisme/polarmus.html>). Pour cet instrument, le décalage par rapport à la direction du faisceau incident produite par une des lames est de l'ordre de 0.42 mm ; à la sortie de l'ensemble, les faisceaux seront décalés d'environ 0.60 mm ce qui est compatible avec la séparation minimale permise entre les fibres optiques qui vont acheminer la lumière à l'entrée du spectrographe (cf. Donati et al. 1999).

de la polarisation du rayonnement incident, affecte de la même manière chaque faisceau.

#### 5.4. Polarimètres simples

En fait, un analyseur seul constitue le polarimètre le plus élémentaire qui soit ! Cependant, il ne permettra pas d'analyser autre chose que les états de polarisation linéaire du rayonnement collecté. En effet, l'application d'un analyseur de matrice de Muller  $\mathcal{M}_{\pm}$  sur un faisceau incident polarisé quelconque caractérisé par un vecteur de Stokes

$$\vec{I}_{\text{astro.}} = (I, Q, U, V)^T$$

va donner naissance à deux faisceaux (d'états de polarisation orthogonaux entre eux) dont les "Stokes  $I$ " seront respectivement égaux à :

$$\begin{cases} I^+ = (I + Q)/2 \\ I^- = (I - Q)/2 \end{cases} \quad (26)$$

Ainsi, en enregistrant simultanément les deux images issues du séparateur de faisceaux, puis en effectuant l'addition puis la soustraction de ces images entre elles, on aura une mesure de  $I$  et de  $Q$  du rayonnement incident.

Le polarimètre le plus rudimentaire envisageable permettant de mesurer *tous* les paramètres de Stokes sera plutôt constitué d'une lame quart d'onde orientable et d'un analyseur. Dans ce dernier cas, nous avons construit un dispositif dont la matrice de Mueller va s'écrire comme :

$$\mathcal{M}_{\text{polar.}} = \mathcal{M}_{\pm} \mathcal{R}_{-\psi} \mathcal{M}_{(\delta=\frac{\pi}{2})} \mathcal{R}_{\psi}. \quad (27)$$

En effet, il est aisé de montrer que l'utilisation d'une lame demi-onde (et d'un analyseur) ne permet de mesurer que des combinaisons du type :

$$I \pm [(c^2 - s^2)Q + 2csU], \quad (28)$$

avec  $c = \cos 2\psi$  et  $s = \sin 2\psi$ , alors qu'avec une lame quart d'onde, il est maintenant possible de mesurer :

$$I \pm [(c^2 Q + csU - sV)], \quad (29)$$

et donc de mesurer *tous* les paramètres de Stokes grâce à des orientations bien choisies des axes du retardeur.

Il n'est cependant pas exclu de concevoir des polarimètres utilisant plusieurs retardeurs en série. Par exemple, le polarimètre actuel de THEMIS consiste en deux lames quart d'onde achromatiques<sup>8</sup> suivies d'un séparateur de faisceau. Chaque retardeur pouvant être orienté de façon indépendante, il est alors possible d'accéder à des images contenant, par exemple,  $(I \pm \sigma)/2$  avec  $\sigma = Q, U$  ou  $V$  séquentiellement.

## 6. Modulation

La notion de modulation de l'analyse intervient au niveau de la "stratégie observationnelle" que l'observateur souhaite adopter. Dans la plupart des cas, le premier impératif sera d'accéder à un vecteur de Stokes complet dans un laps de temps "convenable" suivant le type d'objet astrophysique considéré.

En règle générale, il s'agit d'enregistrer des séquences d'images contenant chacune une combinaison linéaire de tous les paramètres de Stokes, soit :

$$I_{\text{mes.}} \propto I \pm [x_q(t)Q + x_u(t)U + x_v(t)V]. \quad (30)$$

La modulation peut se faire soit en utilisant des positions discrètes du/des retardeurs, soit par exemple en utilisant un retardeur en rotation uniforme.

### 6.1. L'échange de voies

Cette technique de modulation lente a initialement été appliquée à des mesures de polarisation circulaire, à haute sensibilité, sur des étoiles (cf. Donati et al. 1990, Semel et al. 1993).

Considérons un polarimètre constitué d'une lame quart d'onde suivie d'une lame de Savart située *après* la fente d'entrée du spectrographe ; à la sortie de ce dernier, il sera également possible d'imager, sur deux détecteurs distincts ou encore sur deux portions distinctes d'un même détecteur, les spectres provenant

---

<sup>8</sup>Deux jeux de lames quart d'onde cristallines achromatiques 400–700 nm et 600–900 nm interchangeableables suivant le programme scientifique sont disponibles ; en principe, ces lames peuvent être orientées, de façon indépendante, d'un angle  $\psi$  quelconque.

des deux faisceaux, de polarisations orthogonales, issues de l'analyseur. À un instant  $t_1$  on va donc mesurer :

$$\begin{cases} S_1^+ = g^+ \alpha_1 (I_1 + V_1) \\ S_1^- = g^- \alpha_1 (I_1 - V_1) \end{cases} ; \quad (31)$$

puis, on répète une double mesure après avoir fait tourner seulement la lame quart d'onde de  $90^\circ$  ce qui conduit aux deux nouvelles mesures :

$$\begin{cases} S_2^+ = g^+ \alpha_2 (I_2 - V_2) \\ S_2^- = g^- \alpha_2 (I_2 + V_2) \end{cases} , \quad (32)$$

où les  $g$  représentent le gain du détecteur associé à chaque faisceau, et les  $\alpha$  sont liés à la transmission de l'atmosphère et de l'instrument à l'instant de la mesure. Il s'agit donc de termes caractérisant des sources d'erreurs systématiques sur la mesure polarimétrique.

On peut alors facilement montrer que, quand  $V \ll I$ , alors :

$$\left\langle \frac{V}{I} \right\rangle = \frac{1}{2} \left( \frac{V_1}{I_1} + \frac{V_2}{I_2} \right) \approx \frac{1}{4} \left( \frac{S_1^+ S_2^-}{S_1^- S_2^+} - 1 \right) . \quad (33)$$

L'intérêt de cette combinaison de mesures réside dans l'élimination des termes d'erreur systématique  $\alpha$  et  $g$ .

Cette technique, qui peut être étendue à la mesure de la polarisation linéaire également, peut aussi être employée dans le cas solaire ; elle a permis, par exemple, d'atteindre des sensibilités polarimétriques de l'ordre de  $10^{-4}$  pour des  $Q/I$  de l'ordre de 1% observés très près du limbe (cf. Bianda et al. 1998, Paletou & Molodij 2000).

## 6.2. Modulateurs rapides

Si l'on considère une lame de retard  $\delta$  tournant à la vitesse angulaire  $\Omega$  alors on obtient les expressions suivantes :

$$\begin{cases} x_q(t) = [(1 + \cos \delta) + (1 - \cos \delta) \cos 4\Omega t]/2 \\ x_u(t) = [(1 - \cos \delta) \sin 4\Omega t]/2 \\ x_v(t) = -\sin \delta \sin 2\Omega t \end{cases} . \quad (34)$$

Ayant un objectif initial de spectropolarimétrie solaire à haute résolution angulaire, l'*Advanced Stokes Polarimeter* (HAO/NSO, USA) adopte ce principe de modulation rapide afin de minimiser les effets de *seeing* sur la mesure des paramètres de Stokes (cf. Lites 1991).

On remarque à partir de la Fig. (5) que la période du coefficient de modulation de  $V$  est  $T_v = \pi$  soit le double de celui de  $Q$  et  $U$ . La lame de retard (polymère) utilisée a un retard de  $107^\circ$  à 630 nm et elle tourne à 3.75 Hz ; le détecteur fonctionne à 60 Hz. L'ASP utilise ainsi 8 poses par cycle avec, à chaque "pas", des coefficients de modulation du type :

$$X_{q,u,v}^{(i)} = \frac{1}{\tau} \int_{(i-1)\tau}^{i\tau} x_{q,u,v}(t) dt , \quad (35)$$

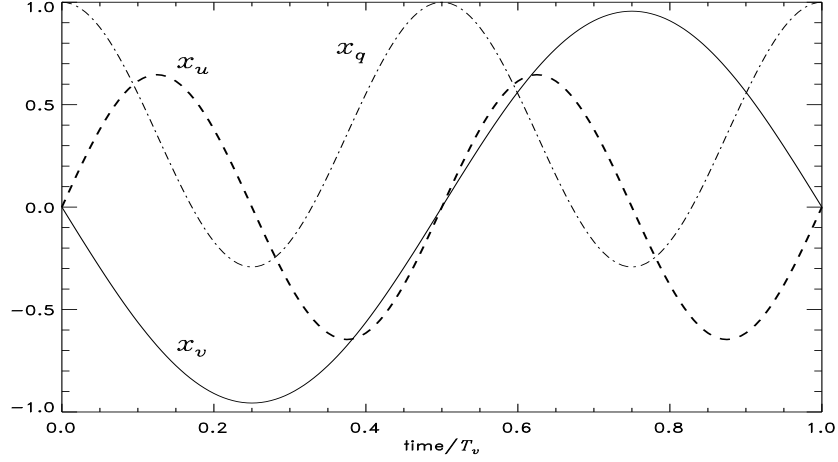


Figure 5. Evolution temporelle des coefficients de modulation des paramètres de Stokes (@ 630 nm) dans le cas du polarimètre de l'ASP (HAO/NSO).

pour  $i = 1, \dots, 8$  et  $\tau = T_v/8$ . Suivant cela, on peut écrire une matrice de modulation :

$$\mathcal{M}_{\text{ASP}} = \begin{pmatrix} 1 & X_q^{(1)} & X_u^{(1)} & X_v^{(1)} \\ 1 & X_q^{(2)} & X_u^{(2)} & X_v^{(2)} \\ 1 & X_q^{(3)} & X_u^{(3)} & X_v^{(3)} \\ 1 & X_q^{(4)} & X_u^{(4)} & X_v^{(4)} \\ 1 & X_q^{(5)} & X_u^{(5)} & X_v^{(5)} \\ 1 & X_q^{(6)} & X_u^{(6)} & X_v^{(6)} \\ 1 & X_q^{(7)} & X_u^{(7)} & X_v^{(7)} \\ 1 & X_q^{(8)} & X_u^{(8)} & X_v^{(8)} \end{pmatrix}, \quad (36)$$

dont les coefficient satisfont à la relation :

$$\sum_{j=2}^4 \mathcal{M}_{ij}^2 = 1, \quad (37)$$

et telle que :

$$\vec{N} = \mathcal{M}_{\text{ASP}} \vec{I}, \quad (38)$$

où  $\vec{N}$  est constitué des résultats des  $n$  mesures effectuées en séquence sur un cycle. Il est ensuite possible de déterminer les paramètres de Stokes  $\vec{I}$  en “*inversant*” la matrice de modulation  $\mathcal{M}_{\text{ASP}}$ .

On peut a priori imaginer une multitude de schémas de modulation ; cependant la notion d’“efficacité polarimétrique” s’avèrera utile pour définir une stratégie optimale compte tenu de l’instrumentation envisagée et des objectifs sci-

entifiques à atteindre. Soit  $\mathcal{D}$  la matrice de démodulation construite à partir de  $\mathcal{M}^9$ . On peut alors définir un vecteur à quatre composantes  $\vec{\varepsilon}$  dont les éléments sont

$$\varepsilon_i = \left( n \sum_{j=1}^n \mathcal{D}_{ij}^2 \right)^{-1/2}. \quad (39)$$

Cette notion a été introduite par Sánchez Almeida et al. (1994, *IAC internal report*) mais l'article de del Toro Iniesta & Collados (2000) est à la fois plus facile d'accès tout en étant très complet et rigoureux sur ce sujet.

Pratiquement, dans le cas de l'ASP, à partir d'une matrice de modulation pas nécessairement optimale, on va construire  $\mathcal{D} = (\mathcal{M}^T \mathcal{M})^{-1} \mathcal{M}^T$ . Avec :

$$\mathcal{M}_{\text{ASP}} = \begin{pmatrix} 1 & 0.77 & 0.41 & -0.36 \\ 1 & -0.06 & 0.41 & -0.86 \\ 1 & 0.06 & -0.41 & -0.86 \\ 1 & 0.77 & -0.41 & -0.36 \\ 1 & 0.77 & 0.41 & 0.36 \\ 1 & -0.06 & 0.41 & 0.86 \\ 1 & -0.06 & -0.41 & 0.86 \\ 1 & 0.77 & -0.41 & 0.36 \end{pmatrix}, \quad (40)$$

on aboutit à l'efficacité polarimétrique suivante :

$$\vec{\varepsilon} = (0.76, 0.41, 0.41, 0.66). \quad (41)$$

Les composantes de  $\vec{\varepsilon}$  peuvent être considérées comme des facteurs multiplicatifs au rapport signal sur bruit à attendre sur chacun des paramètres de Stokes, à l'issue d'un ou de plusieurs cycles élémentaires de modulation.

L'utilisation d'une lame tournante présente l'inconvénient majeur d'engendrer des oscillations du faisceau optique. C'est pourquoi, depuis quelques années, sont apparus des modulateurs rapides utilisant des retardeurs à *cristaux liquides* permettant de pallier ce problème. Le groupe espagnol de l'IAC a ainsi développé deux nouveaux polarimètres, l'un pour le visible et l'autre pour l'infrarouge proche<sup>10</sup> ; chacun utilise des cristaux liquides ferroélectriques de retard *fixe* mais dont l'axe rapide peut être orienté rapidement – en quelques microsecondes – et surtout *sans* mécanique, juste par l'application d'une tension extérieure ; de plus, avec ce dispositif utilisant la même cadence d'acquisition que celle du détecteur de l'ASP, seules quatre mesures suffisent pour démoduler un vecteur de Stokes (Collados 1999, Martínez Pillet et al. 1999).

---

<sup>9</sup>Une matrice n'est *pas* toujours inversible ; cependant on pourra toujours imaginer un polarimètre permettant de "démoduler" i.e. de déterminer périodiquement un vecteur de Stokes complet, à partir d'au moins quatre mesures

<sup>10</sup>Il s'agit du LPSP pour le visible ; il est en opérations sur la tour suédoise de La Palma. Pour l'IR, il s'agit de TIP, monté à la tour allemande VTT à Tenerife (cf. [www.iac.es](http://www.iac.es)).

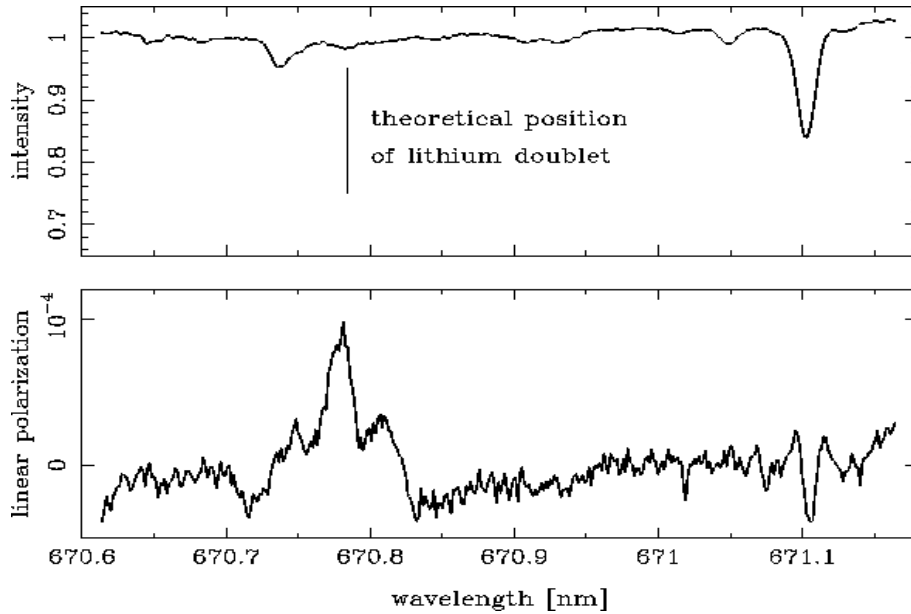


Figure 6. Profil de polarisation linéaire du doublet de Li I à 670.9 nm à l'extrême bord solaire obtenu avec ZIMPOLI. La sensibilité polarimétrique est de quelques  $10^{-6}$  sur ce profil.

Pour être plus complet sur ce dernier sujet, mentionnons également l'existence de polarimètres à base de cristaux liquides dits *nématiques*<sup>11</sup> dont c'est le *retard* qui est maintenant ajusté par une tension extérieure.

### 6.3. Toujours plus vite...

Le groupe suisse de l'ETH Zürich a développé pour l'observation solaire, un dispositif utilisant des modulateurs *photo-élastiques* (PEMs) associés à un détecteur CCD particulier (cf. Keller 2001). En effet, il s'agit ici de modulation dans une gamme de 20 à 50 kHz i.e. incompatible avec le taux de lecture d'un CCD classique. La solution consiste donc à utiliser un CCD dont une ligne sur deux est masquée ; il s'agit alors de synchroniser la modulation des PEMs avec le transfert des charges alternativement d'une ligne sensible à la ligne masquée adjacente. Cette opération est alors répétée jusqu'à accumulation d'un nombre de charges satisfaisant, puis l'ensemble de la matrice est lue de façon classique. Le taux de polarisation est alors obtenu à partir de  $(Q^+ - Q^-)/(Q^+ + Q^-)$  où  $Q^+$  (respect.  $Q^-$ ) correspond à l'accumulation des charges avec l'analyseur en configuration  $[I + Q]$  (respect.  $[I - Q]$ ).

Cet instrument, ZIMPOL (ou *Zürich IMaging POLarimeter*), le plus souvent utilisé au *MacMath-Pierce Facility*<sup>12</sup> de 1.5 m d'ouverture a permis d'explorer, grâce à une sensibilité polarimétrique meilleure que  $10^{-5}$  par accumulation

<sup>11</sup>ou encore LCVRs pour *Liquid Crystal Variable Retarders*.

<sup>12</sup>NSO/Kitt Peak, USA

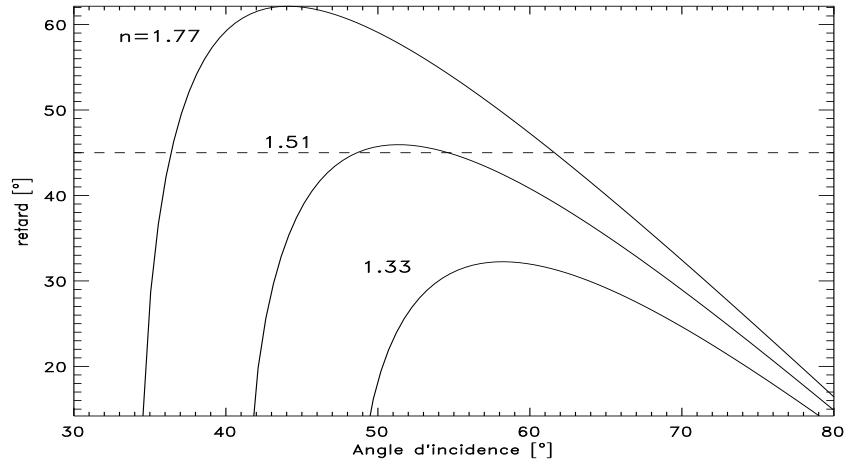


Figure 7. Retard induit par une réflexion totale à l'intérieur de matériaux d'indices respectifs 1.77, 1.51 et 1.33, en fonction de l'angle d'incidence.

d'images et de profils, ce qu'il est désormais convenu d'appeler le *second spectre solaire*, ou spectre de polarisation linéaire obtenu par polarisation de résonance, observable à l'extrême limbe solaire (Stenflo & Keller 1997). Sur la Fig. (6) est représenté un profil de polarisation linéaire du doublet du Li I à 670.9 nm à très haute sensibilité polarimétrique.

## 7. ESPaDONs : un spectro-polarimètre pour le CFHT

Le chromatisme de phase inhérent aux lames cristallines traditionnelles peut être encore réduit par l'adoption de pièces optiques retardatrices particulières utilisant les propriétés de la "réflexion vitreuse" (ou totale) : il s'agit des *rhomboides de Fresnel*. À partir des relations de Fresnel<sup>13</sup> on peut montrer que dans le cas d'une réflexion (interne) totale à l'interface verre-air, on obtient un déphasage tel que :

$$\tan \frac{\delta}{2} = \frac{\cos i \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{n \sin^2 i}, \quad (42)$$

où  $i$  est l'angle d'incidence et  $n$  l'indice du verre considéré. En Fig. (7) on a porté, pour différents indices de réfraction, le retard induit par une réflexion, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau lumineux.

On peut alors envisager la construction de rhomboides quart ou demi-onde utilisant respectivement deux ou quatre réflexions successives à l'intérieur

<sup>13</sup>Liées aux équations de continuité des vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  lors de la réflexion sur une surface.

d'une même pièce<sup>14</sup>. L'avantage principal concerne l'achromatisme ; suivant la dispersion du verre considéré, on peut atteindre un écart meilleur que 1° de retard dans tout le domaine visible pour un dispositif quart d'onde ! Cependant, la variation de phase avec l'angle d'incidence est assez rapide, ce qui ne permet pas de pouvoir effectuer une analyse homogène dans des champs angulaires trop grands.

Le polarimètre de l'instrument ESPaDOnS<sup>15</sup> (ou *Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars*) qui sera prochainement installé au télescope de 3.6 m du CFHT utilisera ce type d'optique d'analyse ; en effet, il s'agira d'analyser simultanément un domaine spectral allant de 0.37 à 1  $\mu\text{m}$  avec la meilleure précision polarimétrique possible. L'ensemble du domaine spectral visible sera enregistré en une seule pose avec un pouvoir de résolution de  $\sim 50\,000$  et dans tous les états de polarisation.

## Bibliographie

- Babcock, H.W. 1947, ApJ, 105, 105  
 Bianda, M., Solanki, S.K., & Stenflo, J.O. 1998, A&A, 331, 760  
 Born, M., & Wolf, E. 1999, Principles of Optics, 7th edition, Cambridge Univ. Press  
 Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, ApJ, 118, 113  
 Collados, M. 1999, in Third Advances in Solar Physics Euroconference: Magnetic Fields and Oscillations, B. Schmieder, A. Hofmann, and J. Staude (Eds.), ASP Conf. Series 184, 3  
 del Toro Iniesta, J.C., & Collados, M. 2000, Appl.Optics, 39, 1637  
 Donati, J.-F., & Cameron, A.C. 1997, MNRAS, 291, 1  
 Donati, J.-F., Semel, M., Rees, D.E., Taylor, K., & Robinson, R.D. 1990, A&A, 232, L1  
 Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B.D., Rees, D.E., & Cameron, A.C. 1997, MNRAS, 291, 658  
 Donati, J.-F., Catala, C., Wade, G.A., Gallou, G., Delaigue, G., & Rabou, P. 1999, A&AS, 134, 149  
 Dougherty, L.M., & Dollfus, A. 1989, J. Br. Astron. Assoc., 99, 183  
 Ebisawa, S., & Dollfus, A. 1993, A&A, 272, 671  
 Hale, G.E. 1908, ApJ, 28, 315  
 Hall, J.S. 1949, Science, 109, 166  
 Happer, W. 1972, Rev. Modern Phys., 44, 169  
 Heiles, C. 1976, ARA&A, 14, 1  
 Hildebrand, R.H. 2001, in Astrophysical Spectropolarimetry, J. Trujillo Bueno, F. Moreno Inertis, & F. Sanchez (Eds.), Cambridge Univ. Press

---

<sup>14</sup>Il faudra aussi tenir compte du fait qu'un rhomboèdre quart d'onde, à deux réflexions, va nécessairement décaler le faisceau de sa direction de propagation initiale.

<sup>15</sup><http://webast.ast.obs-mip.fr/magnetisme/intro.html>

- Hiltner, W.A. 1949, *Science*, 109, 165
- Huard, S. 1993, *Polarisation de la lumière*, Masson
- Ignace, R. 2001, in *Advanced Solar Polarimetry - Theory, Observation, and Instrumentation*, M. Sigwarth (Ed.), ASP Conf. Series 236, 227
- Jones, R.C. 1941, *J. Opt. Soc. Am.*, 31, 488
- Keller, C.U. 2001, in *Astrophysical Spectropolarimetry*, J. Trujillo Bueno, F. Moreno Inertis, & F. Sanchez (Eds.), Cambridge Univ. Press
- Kemp, J.C., Swedlund, J.B., Landstreet, J.D., & Angel, J.R.P. 1970, *ApJ*, 161, L77
- Landi degl'Innocenti, E. 1992, in *Solar Observations: Techniques and interpretation*, F. Sanchez, M. Collados & M. Vázquez (Eds.), Cambridge Univ. Press
- Landi degl'Innocenti, E. 2001, in *Astrophysical Spectropolarimetry*, J. Trujillo Bueno, F. Moreno Inertis, & F. Sanchez (Eds.), Cambridge Univ. Press
- Lee, P., Ebisawa, S., & Dollfus, A. 1990, *A&A*, 240, 520
- Leroy, J.-L. 1998, *La polarisation de la lumière et l'observation astronomique*, Gordon & Breach
- Leroy, J.L., Ratier G., & Bommier V., 1977, *A&A*, 54, 811
- Lin, H., Penn, M.J., & Tomczyk, S. 2000, *ApJ*, 541, L83
- Lites, B.W. 1987, *Appl. Optics*, 26, 3838
- López Ariste, A., & Casini, R. 2002, *ApJ*, sous presse
- Martínez Pillet, V., & al. 1999, in *High Resolution Solar Physics: Theory, Observations, and Techniques*, T.R. Rimmele, K.S. Balasubramaniam, and R.R. Radick (Eds.), ASP Conf. Series 183, 264
- Paletou, F., & Molodij, G. 2000, *C. R. Acad. Sci. Paris, Série IV*, t. 1, 10, 1309
- Paletou, F., & Molodij, G. 2001, in *Advanced Solar Polarimetry - Theory, Observation, and Instrumentation*, M. Sigwarth (Ed.), ASP Conf. Series 236, 9
- Paletou, F., López Ariste, A., Bommier, V., & Semel, M. 2001, *A&A*, 375, L39
- Potter, D.E., Close, L.M., Roddier, F., Roddier, C., Graves, J.E., & Northcott, M. 2000, *ApJ*, 540, 422
- Seager, S., Whitney, B.A., & Sasselov, D.D. 2000, *ApJ*, 540, 504
- Semel, M. 1989, *A&A*, 225, 467
- Semel, M., Donati J.-F., & Rees, D.E. 1993, *A&A*, 278, 231
- Smith, P.H., & Tomasko, M.G. 1984, *Icarus*, 58, 35
- Socas-Navarro, H. 2001, in *Advanced Solar Polarimetry - Theory, Observation, and Instrumentation*, M. Sigwarth (Ed.), ASP Conf. Series 236, 487
- Stenflo, J.O., & Keller, C.U. 1997, *A&A*, 321, 927
- Stokes, G.G. 1852, *Trans. Cambr. Phil. Soc*, 9, 399
- Tomasko, M.G., & Doose, L. 1984, *Icarus*, 58, 1
- Trujillo Bueno, J. 2001, in *Advanced Solar Polarimetry - Theory, Observation, and Instrumentation*, M. Sigwarth (Ed.), ASP Conf. Series 236, 161

- Trujillo Bueno J.E., Landi Degl'Innocenti E., Collados M., Merenda L. and Manso Sainz R., 2002, *Nature*, 415, 403
- Whittet, D.C.B., Martin, P.G., Hough, J.H., Rouse, M.F., Bailey, J.A., & Axon, D.J. 1992, *ApJ*, 386, 562