

Chapitre 4

Quelques rappels sur la polarisation linéaire

Dans ce chapitre nous rappelons brièvement le formalisme mathématique inhérent à l'étude de la polarisation, en se focalisant plus particulièrement sur le cas de la polarisation linéaire. Nous présentons ensuite les différentes sources de polarisation de la lumière en astrophysique. Dans la dernière section, nous revoyons la procédure utilisée afin d'obtenir des mesures polarimétriques à partir de données observationnelles. Nous avons utilisé ces techniques afin de réduire des données polarimétriques que nous avons obtenues lors d'une mission d'observation au VLT (Chili) en Mai 2008 et effectuée à l'aide de l'instrument FORS1 (PI : D. Hutsemékers). Ces techniques ont également été utilisées afin de préparer et réduire les données obtenues lors d'observations menées au VLT au cours du mois d'octobre 2008 suite à une autre demande (PI : B. Borguet) soumise au mois d'avril 2008 (voir Chapitre 6).

4.1 Polarisation d'une onde et paramètres de Stokes

Considérons une onde électromagnétique transversale se propageant selon une direction donnée (ici \vec{z}). En général cette onde est décrite par l'oscillation de son champ électrique (\vec{E}) dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. On décompose ainsi le champ électrique en :

$$\vec{E} = E_{0x} \cos(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \delta_x) \vec{e}_x + E_{0y} \cos(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda} + \delta_y) \vec{e}_y \quad (4.1)$$

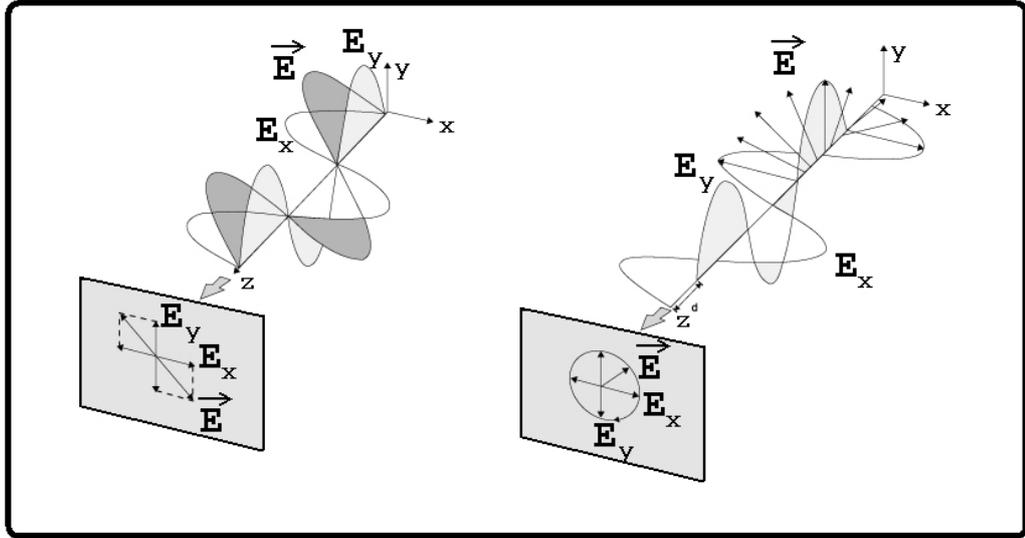


FIG. 4.1 – Ces deux figures représentent un état de polarisation donné. La représentation de gauche correspond à un faisceau polarisé linéairement et celle de droite à un faisceau polarisé circulairement. On parle de polarisation elliptique lorsqu'il y a une composition de ces deux états de polarisation.

où t est le temps, ω la pulsation, λ la longueur d'onde et δ_x et δ_y les phases à l'origine. On dira ainsi que le champ \vec{E} a une polarisation linéaire s'il décrit une droite dans le plan x-y, circulaire s'il décrit un cercle, et plus généralement elliptique dans le cas d'une composition des deux cas précédents (Fig. 4.1). L'état de polarisation d'un faisceau lumineux donné peut être exprimé sous la forme d'un vecteur de Stokes :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2 E_{0x} E_{0y} \cos(\delta_y - \delta_x) \\ 2 E_{0x} E_{0y} \sin(\delta_y - \delta_x) \end{pmatrix}.$$

Le premier paramètre de Stokes I représente l'intensité totale de l'onde, les second et troisième paramètres (Q et U) caractérisent sa polarisation linéaire et le dernier paramètre V sa polarisation circulaire. Etant donné que nous nous intéressons uniquement à la polarisation linéaire, nous supposons dans la suite que $V = 0$. Notons également qu'on normalise généralement ces paramètres au cas d'une intensité unitaire reçue, on définit ainsi les quantités suivantes :

$$\begin{aligned} q &= Q/I \\ u &= U/I \end{aligned}$$

à partir desquels on peut facilement exprimer des quantités au sens plus physique telles que le degré de polarisation linéaire :

$$P = (q^2 + u^2)^{1/2} \quad (4.2)$$

et l'angle de polarisation (orientation de l'élongation maximale du vecteur électrique \vec{E} dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (Fig. 4.1)) :

$$\theta_{Pola} = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{u}{q} \right). \quad (4.3)$$

4.2 Origine de la polarisation en astrophysique

Plusieurs mécanismes peuvent être à l'origine de la polarisation observée dans les AGNs. Habituellement on distingue la polarisation intrinsèque, produite lors du processus d'émission du photon, de la polarisation extrinsèque produite par diffusion des photons dans des milieux particuliers. En astrophysique, on considère ainsi trois grandes sources de polarisation (e.a. Lamy [1995], Zakamska et al. [2005]) : une intrinsèque, la radiation synchrotron et deux extrinsèques, l'absorption sélective par des poussières alignées dans un champ magnétique et la réflexion (diffusion) sur un "miroir" d'électrons ou de poussières. Chacun de ces mécanismes produit une polarisation possédant des caractéristiques déterminées (dépendance en longueur d'onde, angle et degré de polarisation, etc.). Dans les paragraphes suivants, nous discutons succinctement ces trois mécanismes et présentons les caractéristiques polarimétriques générales de la lumière qu'ils produisent.

4.2.1 Radiation synchrotron

Les lois de l'électromagnétisme nous apprennent que toute particule chargée placée dans un champ magnétique \vec{B} (considérons-le uniforme dans un premier temps) subit une force de Lorentz lui communiquant un mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ. Or une particule chargée subissant des accélérations émet un rayonnement électromagnétique, dit "synchrotron" dans le cas de particules se déplaçant à des vitesses relativistes. L'efficacité de ce processus d'émission, inversement proportionnel à la masse de la particule considérée, est plus élevée pour les particules les moins massives, comme les électrons, qui vont dominer l'émission synchrotron. Le rayonnement synchrotron est donc d'origine non thermique, très intense dans le domaine radio,

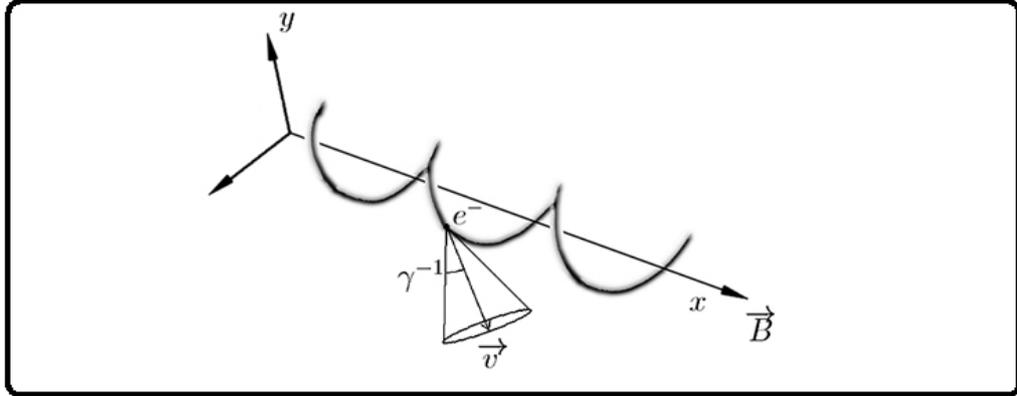


FIG. 4.2 – Une particule chargée placée dans un champ magnétique \vec{B} (ici considéré uniforme) va subir une force de Lorentz l’obligeant à suivre une trajectoire hélicoïdale le long des lignes de champs. La particule ainsi accélérée va émettre une radiation électromagnétique qui ne prendra une valeur significative dans le repère d’un observateur au repos que dans un très fin cône d’ouverture $\sqrt{(1 - v^2/c^2)}$ le long de la vitesse instantanée de la particule. L’émission produite, fortement directionnelle (“beaming”), est à l’origine, lorsque l’on considère un ensemble d’électrons, de la variabilité de la luminosité et de la haute polarisation observée dans les blazars.

mais peut également être observé jusque dans le domaine optique pour certains AGNs.

La radiation émise est, au vu de la symétrie du processus d’émission, polarisée elliptiquement, la polarisation maximale étant perpendiculaire à la projection du champ magnétique sur le plan du ciel. La seconde caractéristique de ce rayonnement est que la polarisation produite est indépendante de la fréquence et peut être, du moins en théorie, particulièrement élevée (de l’ordre de 70 %).

Ce mécanisme de polarisation ne constitue probablement pas, au vu de ses propriétés particulières, la source de polarisation principale dans la plupart des quasars, où la faible polarisation mesurée ne montre généralement pas de variabilité excessive (à l’exception des blazars, Urry & Padovani [1995]). De plus, les études spectropolarimétriques montrent que les raies larges et étroites en émission sont généralement polarisées, ce qui n’est pas expliqué par ce type de mécanisme où seul le continuum est affecté. Notons finalement que ce processus conduirait à l’observation d’une polarisation nulle dans le cas des AGNs de Type 2, les régions centrales émettant le continuum étant masquées par le tore de poussière (Zakamska et al. [2005]).

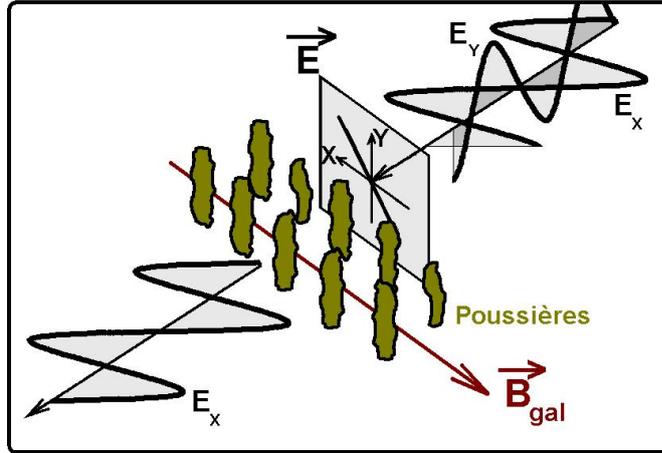


FIG. 4.3 – La poussière interstellaire, quand elle est alignée par un champ magnétique galactique \vec{B}_{gal} , peut être une source de polarisation. L’onde incidente (ici déjà polarisée linéairement à 45°) va subir une extinction sélective en traversant ce milieu, de sorte que la composante perpendiculaire aux poussières, moins affectée, dominera à la sortie du nuage de poussières.

4.2.2 Extinction par des poussières alignées

La poussière interstellaire présente dans les galaxies peut être une source de polarisation. En effet lorsque la lumière traverse un milieu contenant des poussières, celle-ci va être atténuée par deux processus : l’absorption – le photon est absorbé par la particule qui accroît son énergie interne – et la diffusion – la particule absorbe le photon et en réémet un dans une direction différente. Nous discutons ici le cas d’un faisceau de lumière dirigé vers l’observateur. Dans ce cas, il peut y avoir polarisation (partielle) du faisceau incident par “dichroïsme linéaire”, c’est-à-dire une extinction sélective résultant de la présence de grains de poussières dissymétriques alignés¹ par le champ magnétique galactique \vec{B}_{gal} .

En effet, considérons un ensemble de grains allongés de forme cylindrique, orientés de la même façon, avec leur grand axe perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau lumineux (cf. Fig. 4.3). On peut alors définir les coefficients d’extinction A_{\parallel} et A_{\perp} correspondant au cas où le vecteur électrique (\vec{E}) est respectivement parallèle ou perpendiculaire au grand axe des grains. On a bien sûr $A_{\parallel} \geq A_{\perp}$. Ainsi, l’extinction étant plus forte dans

¹Les grains de poussières contenus dans le milieu interstellaire sont en partie composés de matériaux paramagnétiques, qui, une fois plongés dans le champ magnétique de la Galaxie \vec{B}_{gal} , ont tendance à placer leur grand axe perpendiculaire à ce dernier (e.a. Davis & Greenstein [1951]).

la direction parallèle à la direction d'alignement des grains, on obtiendra une polarisation résultante perpendiculaire à la direction définie par l'alignement des grains et donc parallèle aux lignes de champ magnétique.

Le degré de polarisation produit par ce mécanisme a été étudié empiriquement dans notre galaxie et dépend de la quantité de poussière présente et donc du rougissement $E(B - V) : P \text{ (en \%)} \leq 9 E(B - V)$ (Serkowski et al. [1975]). L'étude de cette polarisation sur un domaine spectral s'étendant du visible au proche infrarouge dans notre propre galaxie indique une dépendance spectrale du degré de polarisation présentant un pic dissymétrique dans le visible (Serkowski et al. [1975]). Par contre la polarisation produite par dichroïsme possède un angle de polarisation indépendant de la longueur d'onde et directement lié à l'orientation des grains (cf. ci-dessus) Finalement, la production d'un degré de polarisation de quelques pourcent demande de fortes valeurs de l'extinction, ce qui permet de rejeter ce processus pour les quasars possédant un continuum bleu fortement polarisé comme les blazars (e.a. Januzzi et al. [1994]).

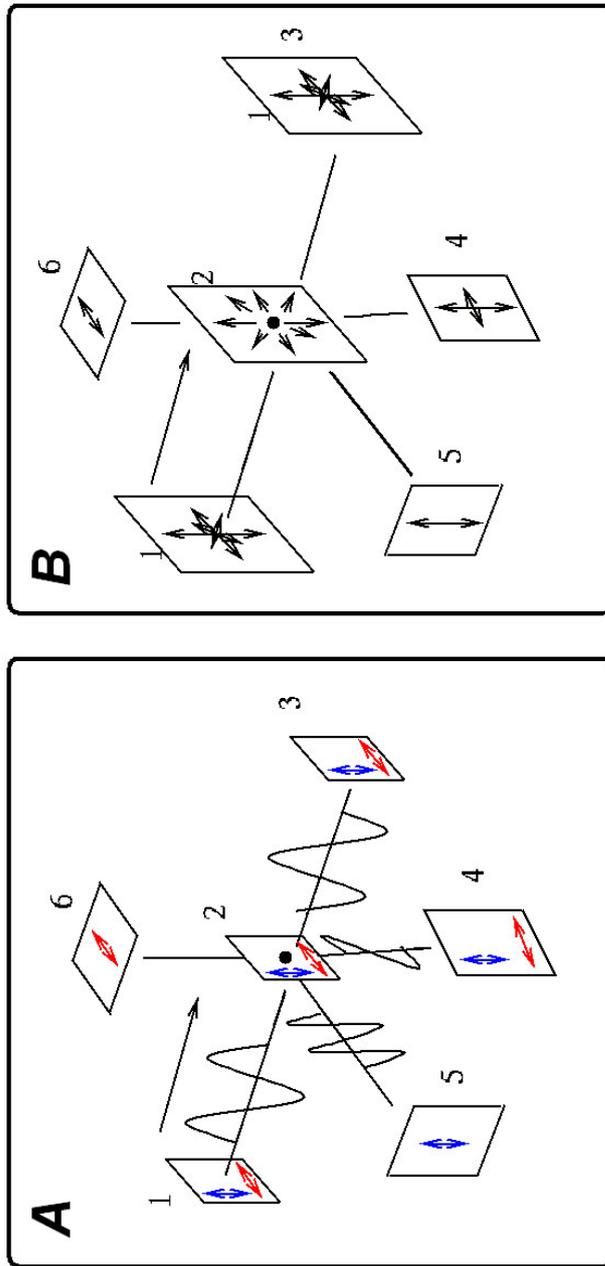


FIG. 4.4 – Géométrie du mécanisme de diffusion par un électron ou une poussière. A : une onde polarisée verticalement (bleue) ou horizontalement (rouge) est émise en 1. Cette dernière interagit avec un électron placé en 2. Sous l'influence de l'onde, ce dernier se met à osciller verticalement ou horizontalement, les ondes émises par ce dernier étant également polarisées horizontalement ou verticalement. Ces ondes peuvent être détectées en différents endroits selon leur état de polarisation. B : La lumière émise cette fois en position 1 est non polarisée. La lumière perçue dans les plans 5 et 6 est polarisée à 100 % perpendiculairement au plan de diffusion. Ainsi si l'on considère une région étendue contenant des électrons et des poussières et se situant de part et d'autre d'une source lumineuse non polarisée, la direction de polarisation résultant de l'ensemble des diffusions, projetée sur le plan du ciel et pour un observateur donné, sera préférentiellement perpendiculaire à la direction de l'extension des régions diffusantes.

4.2.3 Diffusion par des électrons ou des poussières :

La diffusion de lumière initialement non polarisée par une zone de poussières ou d'électrons libres peut également constituer une source de polarisation linéaire. Le degré de polarisation produit par diffusion de Rayleigh est relié à l'angle de diffusion Ξ (angle entre le faisceau incident et le faisceau diffusé) :

$$P = \frac{1 - \cos \Xi^2}{1 + \cos \Xi^2} \quad (4.4)$$

et vaut donc 100 % dans la direction perpendiculaire à la direction incidente (voir Lamy [1995] et références citées).

Dans ce cas, la polarisation produite possède un angle de polarisation perpendiculaire à la dernière direction de propagation du photon avant diffusion. Ainsi si l'on considère une zone de diffusion composée de particules se situant de part et d'autre du disque d'accrétion sous forme de cônes, la polarisation résultante sera perpendiculaire à l'axe de symétrie du système diffusant (voir Fig. 4.4). Ce mécanisme de polarisation est à la base d'un argument fondamental en faveur du modèle d'unification des AGN (Antonucci & Miller [1985] voir Fig. 4.5).

La diffusion peut être produite par des électrons libres ou de la poussière (ou les deux en même temps). Cependant, ces deux types de particules donnent lieu à des propriétés spectropolarimétriques différentes. En effet, la diffusion par des électrons produit un degré de polarisation indépendant de la longueur d'onde. Dans le cas de la diffusion par des poussières, le degré de polarisation produit dépend de la longueur d'onde et peut être fortement affecté par la composition des poussières, ou par la géométrie de la zone diffusante (Zakamska et al. [2005]). Notons finalement que le degré de polarisation produit par un système diffusant de symétrie sphérique est identiquement nul. La polarisation nous fournit ainsi une indication de la géométrie de la région dont elle est issue.

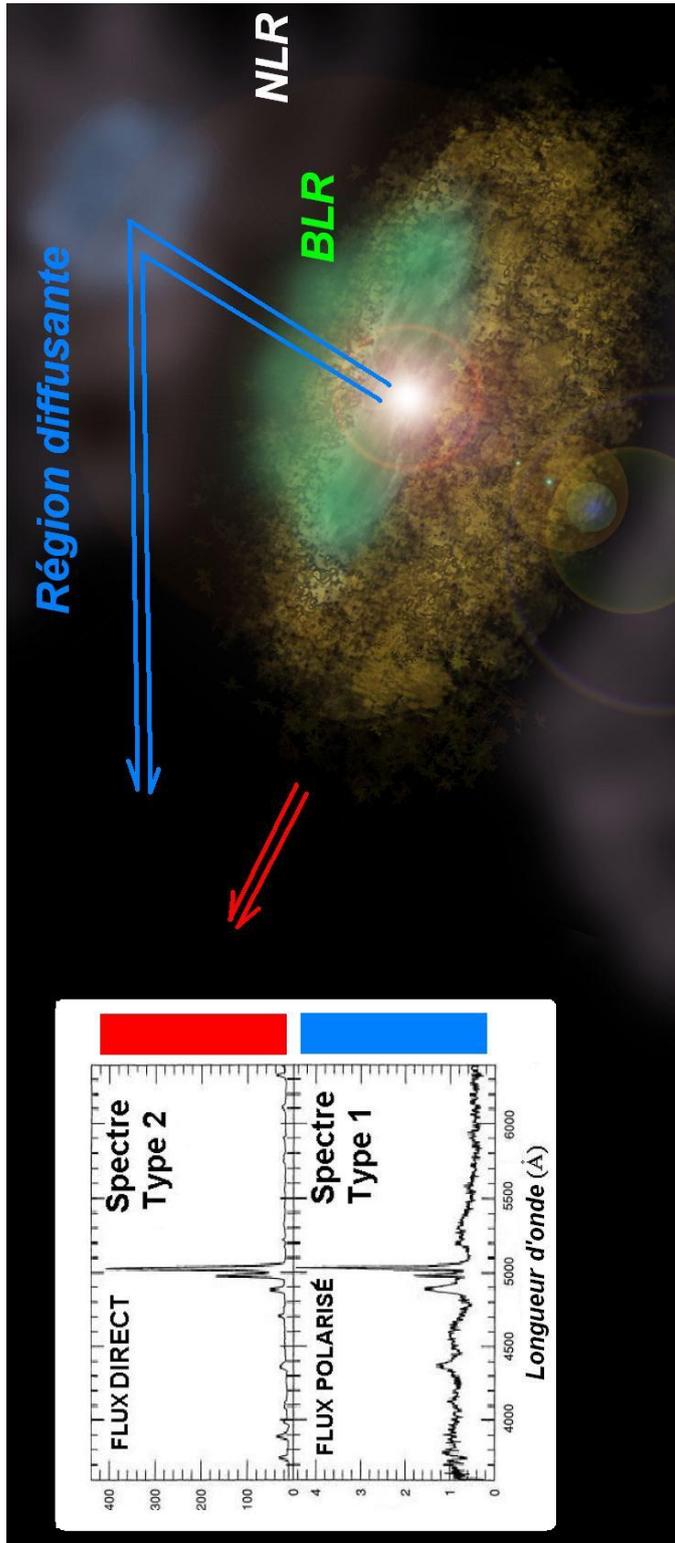


FIG. 4.5 – Cette figure schématise la troisième source de polarisation décrite dans le texte. Les photons provenant des régions centrales vont être diffusés (et donc polarisés) en direction de l'observateur par les particules contenues dans les régions diffusantes (électrons et/ou poussières) présentes de part et d'autre du tore de poussière. Alors que le flux directement observé provient essentiellement de la région étendue se situant de part et d'autre du tore (la NLR), la composante polarisée observée l'information sur l'émission située dans les régions internes (la BLR), la région diffusante agissant comme un périscope. Ce processus permit à Antonucci & Miller [1985] de révéler la nature intrinsèque des galaxies de Seyfert de Type 2.

4.3 Mesure de la polarisation linéaire

Nous présentons ici une technique couramment utilisée en vue d'évaluer la polarisation linéaire des sources astronomiques (e.a. Sluse et al. [2005]). Cette technique consiste en la mesure de flux à partir de couples d'images polarisées perpendiculairement. De tels couples d'images peuvent être obtenus à l'aide de cristaux biréfringents comme le prisme de Wollaston. Ce dernier est constitué de deux prismes de calcite accolés de sorte que leurs axes optiques soient orthogonaux (cf. Fig. 4.6). A partir d'un faisceau incident non polarisé, ce dispositif produit deux faisceaux angulairement séparés et polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre. Afin d'éviter une superposition d'images due à la séparation angulaire engendrée par le prisme de Wollaston dans des champs trop peuplés, on ajoute également dans le plan focal un masque constitué de bandes transparentes alternées avec des bandes opaques. Ainsi l'image fournie par ce dispositif consiste en une série de bandes de ciel polarisées orthogonalement deux à deux (cf. image de droite de la Fig. 4.6).

Une telle image permet de mesurer un des paramètres de Stokes caractérisant la polarisation linéaire (q ou u). Afin de déterminer les deux paramètres de Stokes q et u , il faut au moins observer l'objet pour deux orientations différentes du prisme de Wollaston. En pratique, une lame demi-onde est insérée dans le trajet optique et quatre observations sont réalisées en orientant successivement la lame demi-onde à 0° , 22.5° , 45° et 67.5° . Cette procédure permet de s'affranchir de la polarisation instrumentale mais aussi des distorsions géométriques introduites dans le chemin optique par la lame demi-onde (Lamy & Hutsemékers [1999]).

On peut ainsi déterminer les deux paramètres de Stokes q et u à partir de la mesure des flux contenus dans chacune des images polarisées, en utilisant les formules suivantes :

$$q = \frac{R_q - 1}{R_q + 1}, \text{ avec } R_q^2 = \frac{N_0^s/N_0^i}{N_{45}^s/N_{45}^i} \quad (4.5)$$

$$u = \frac{R_u - 1}{R_u + 1}, \text{ avec } R_u^2 = \frac{N_{22.5}^s/N_{22.5}^i}{N_{67.5}^s/N_{67.5}^i} \quad (4.6)$$

où N_α^i et N_α^s désignent respectivement les intensités intégrées dans les images inférieures ou supérieures de chaque objet, α représentant l'orientation de la lame demi-onde. Vu le faible degré de polarisation des objets, une estimation précise des intensités contenues dans chaque image polarisée est nécessaire.

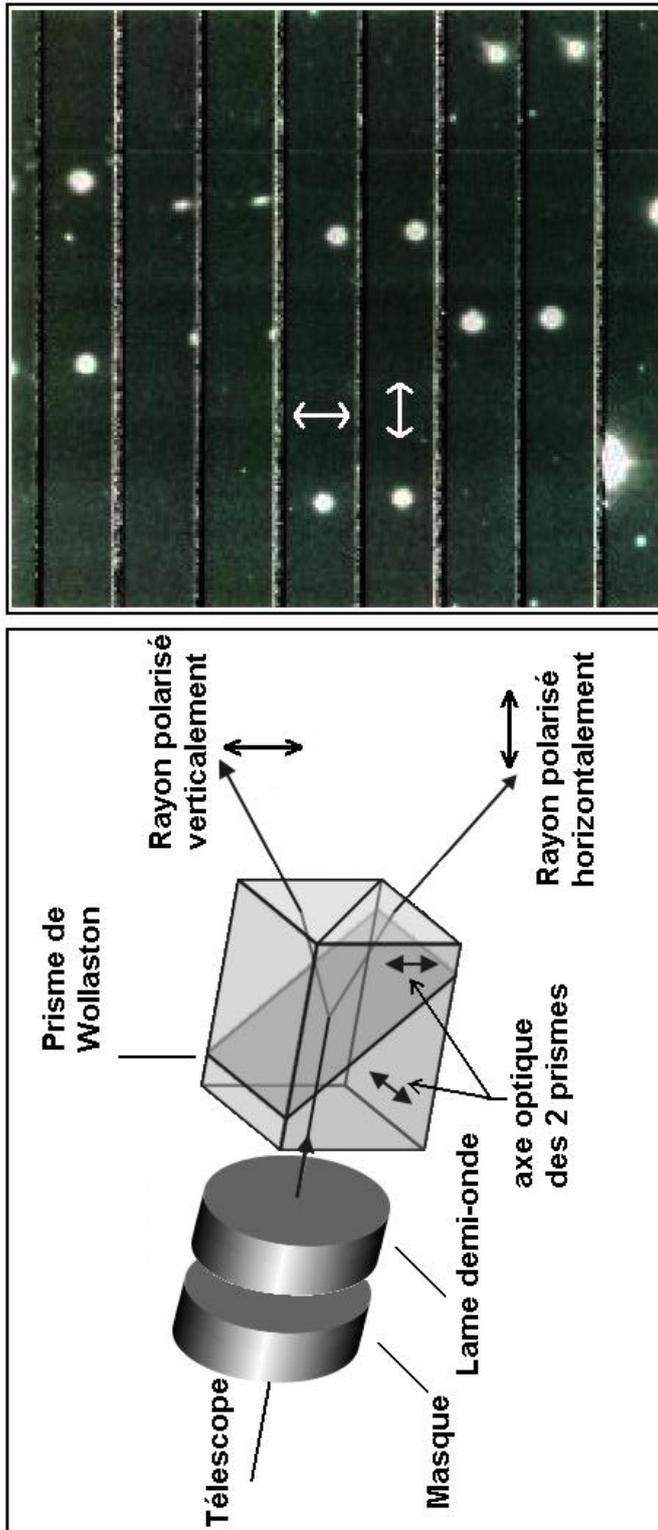


FIG. 4.6 – La figure de gauche présente le schéma du dispositif que nous avons utilisé afin de déterminer la polarisation linéaire lors d'observations astronomiques. Le dispositif se compose d'un masque évitant le recouvrement d'images angulairement proches sur le détecteur, d'une lame demi-onde dont l'orientation peut être modifiée, et d'un prisme de Wollaston permettant de séparer angulairement un faisceau de lumière incident en deux faisceaux polarisés orthogonalement. L'image de droite (Lamy & Hutsemékers [1999]) montre l'exemple d'une image obtenue à l'aide de ce type de dispositif (EFOSC2 sur le télescope de 3.6m à l'observatoire de La Silla). Chaque objet du champ possède deux images polarisées orthogonalement.

Erreur sur les paramètres déterminés

Nous venons de montrer comment la mesure de quatre flux correspondant à deux orientations d'une lame demi-onde permet de déterminer un paramètre de Stokes. La détermination des deux paramètres q et u demande donc une mesure précise des huit flux contenus dans les images polarisées. A partir de ce constat et des définitions énoncées dans la Sect. 4, nous pouvons estimer les incertitudes σ_P et $\sigma_{\theta_{Pola}}$ entachant le degré de polarisation P et l'angle de polarisation θ_{Pola} . En considérant le bruit de photons dans l'objet et dans le ciel, et en propageant ces erreurs dans les relations (4.6) et (4.5), nous déterminons les erreurs σ_u et σ_q affectant les paramètres u et q .

On peut alors déterminer l'incertitude sur le degré et l'angle de polarisation (définis en (4.2) et (4.3)). Ce problème fut notamment investigué par Serkowski [1962] qui fournit une estimation simple des erreurs σ_P et $\sigma_{\theta_{Pola}}$ lorsqu'une polarisation significative est détectée (i.e. $P > \sigma_P$). Il montre que les erreurs σ_P et $\sigma_{\theta_{Pola}}$ peuvent être exprimées comme suit :

$$\sigma_P = \frac{(q^2\sigma_q^2 + u^2\sigma_u^2)^{1/2}}{P} \quad (4.7)$$

$$\sigma_{\theta_{Pola}} = \frac{(q^2\sigma_q^2 + u^2\sigma_u^2)^{1/2}}{2P^2}. \quad (4.8)$$

Vu le faible degré de polarisation des sources étudiées, on peut faire l'approximation que $\sigma_q \simeq \sigma_u$. On obtient ainsi de l'Eq. (4.7) que $\sigma_P \simeq \sigma_q \simeq \sigma_u$. On peut dès lors simplifier l'Eq. (4.8) en :

$$\sigma_{\theta_{Pola}} = \frac{\sigma_P}{2P} \text{ (en radians)} = 28.65 \frac{\sigma_P}{P} \text{ (en degrés)}. \quad (4.9)$$

Ainsi un objet possédant un degré de polarisation $P = 0.4\%$ pourra être observé avec $P/\sigma_P = 2$ (correspondant à $\sigma_{\theta_{Pola}} \sim 14^\circ$), si $\sigma_P = \sigma_q = \sigma_u \sim 0.2\%$. Enfin il faut garder à l'esprit que bien que les erreurs sur q et u soient distribués selon une loi normale lorsque le nombre de photons récoltés est suffisant, il n'en est pas de même pour l'erreur sur P qui, étant donné sa définition, est biaisé pour les observations à faible S/N (e.g. Simmons & Stewart [1985]).