

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>7</b>
1.1	Contexte astrophysique	7
1.2	Contexte observationnel	11
1.3	Contexte du travail de thèse	13
<b>2</b>	<b>Observation de P Cygni par la Haute Résolution Angulaire</b>	<b>15</b>
2.1	Introduction	15
2.2	Les Variables Lumineuses Bleues (LBV) en tant que groupe	15
2.2.1	Caractéristiques des LBV	15
2.2.2	LBV, masse et perte de masse	16
2.3	P Cygni	19
2.3.1	Bref historique	19
2.3.2	Paramètres fondamentaux	20
2.3.3	Activité temporelle	22
2.3.4	Imagerie de la nébuleuse	23
2.3.5	Apport de la polarisation	25
2.3.6	Nature des inhomogénéités	26
2.3.7	Mécanismes de variabilité en imagerie	28
2.4	L'observation de P Cyg au télescope de 152cm de l'OHP	30
2.4.1	Rappels théoriques sur la formation des images astronomiques	31
2.4.2	Description de l'observation en O.A. de P Cygni	32
2.4.3	Traitement des données	34
2.4.4	Qualité de la Fonction d'Etalement de Point (FEP)	36
2.5	Résultats	38
2.5.1	Facteur de remplissage	40
2.5.2	Axe préférentiel	41
2.5.3	Connexion avec l'interférométrie optique à longue base	43
2.6	Perspectives observationnelles	44
2.6.1	Champ profond de la nébuleuse	45
2.6.2	Suivi temporel à la base du vent	45
2.7	Article parus dans Astronomy & Astrophysics Sup. Ser	47
<b>3</b>	<b>Recherche de champs magnétiques dans les étoiles massives par Spectropolarimétrie</b>	<b>57</b>
3.1	Spectropolarimétrie et connexion vent-photosphère	57
3.2	Observables de la spectropolarimétrie	58
3.3	Effet Zeeman	59
3.3.1	Phénomène	59
3.3.2	Mécanisme	60
3.3.3	Approximation du champ faible	61
3.4	Méthodes de détection directe de champ magnétique	61
3.4.1	Méthode en lumière naturelle	61
3.4.2	Polarimétrie et spectropolarimétrie classique	62
3.4.3	Polarimétrie des raies de Balmer	63
3.4.4	Zeeman Doppler Imaging (ZDI)	63
3.4.5	Application aux étoiles chaudes	64
3.5	Champ magnétique dans les étoiles chaudes	65
3.5.1	Détections directes	65
3.5.2	Preuves indirectes de champ magnétiques dans les étoiles chaudes	66
3.5.3	Caractéristiques du champ	68

<b>3.6</b>	<b>Observations de février 1999</b>	<b>70</b>
3.6.1	Choix des cibles	71
3.6.2	Réduction de spectres échelle	75
3.6.3	Redressement du continu	76
3.6.4	Franges	81
3.6.5	Contraintes sur l'existence de champ magnétique	84
3.6.6	Interprétation des données en lumière naturelle	86
<b>3.7</b>	<b>Perspectives</b>	<b>87</b>
<b>3.8</b>	<b>Article soumis à Astronomy and Astrophysics</b>	<b>89</b>
<b>4</b>	<b><i>Spectro-Polarimétrie INterférométrie</i></b>	<b>101</b>
<b>4.1</b>	<b>Principe</b>	<b>101</b>
<b>4.2</b>	<b>Interférométrie optique à longue base</b>	<b>101</b>
4.2.1	Interférences avec atmosphère en mode multitavelures	101
4.2.2	Visibilité	102
4.2.3	Interférogramme	104
<b>4.3</b>	<b>Interférométrie Différentielle</b>	<b>104</b>
4.3.1	Pratique de l'ID	105
4.3.2	Mise en œuvre pratique	106
4.3.3	Décorrélation spectrale	107
4.3.4	Déplacement de photocentre	107
4.3.5	Effet de supersynthèse	108
4.3.6	Effet de la binarité	108
4.3.7	Effet de la rotation	109
<b>4.4</b>	<b>Spectro-Polarimétrie INterférométrie (SPIN)</b>	<b>111</b>
4.4.1	Analyse par intercorrélation de deux interférogrammes polarisés	111
4.4.2	Gestion de la polarisation instrumentale	112
4.4.3	Comparaison techniques SPIN/Spectropolarimétrie	114
<b>4.5</b>	<b>Application de SPIN au GI2T</b>	<b>114</b>
4.5.1	Le GI2T	114
4.5.2	Table de recombinaison REGAIN	114
4.5.3	Mode polarimétrique	115
4.5.4	Séquences d'observation	116
4.5.5	Référence en lumière polarisée	117
<b>4.6</b>	<b>Perspectives</b>	<b>118</b>
4.6.1	SPIN et le taux de perte de masse des supergéantes	118
4.6.2	SPIN et la perte de masse des Be	119
4.6.3	SPIN et les structures en corotation (CIR)	121
<b>4.7</b>	<b>Article paru dans SPIE (vol 4006, p 531)</b>	<b>123</b>
<b>5</b>	<b><i>SPIN et magnétisme stellaire</i></b>	<b>133</b>
<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>133</b>
<b>5.2</b>	<b>Signal attendu pour un champ magnétique global: approche qualitative</b>	<b>134</b>
5.2.1	Visibilité en polarisation circulaire	134
5.2.2	Déplacement de photocentre en polarisation circulaire	135
5.2.3	Cas de la polarisation linéaire	135
<b>5.3</b>	<b>Modélisation numérique</b>	<b>137</b>
5.3.1	Détection du champ magnétique	138
5.3.2	Effet de rotation stellaire	139
5.3.3	Conclusions de l'étude théorique	140
<b>5.4</b>	<b>Programmes d'observation au GI2T</b>	<b>141</b>
5.4.1	Les étoiles Ap et Bp	141
5.4.2	Les étoiles du programme	142

5.4.3	Choix de la bande spectrale	142
<b>5.5</b>	<b>Détection du signal</b>	<b>144</b>
5.5.1	Etoiles sans rotation	144
5.5.2	Etoiles en rotation	145
5.5.3	Etoiles binaires	147
5.5.4	Variations photométriques dans le continu et les raies	148
<b>5.6</b>	<b>Simulation des mesures</b>	<b>151</b>
<b>5.7</b>	<b>Inversion du signal</b>	<b>153</b>
5.7.1	Comparaison avec les observables spectropolarimétriques	153
5.7.2	Vers une ZDI interférométrie?	154
<b>5.8</b>	<b>Perspectives</b>	<b>156</b>
<b>5.9</b>	<b>Article parus dans Astronomy&amp;Astrophysics</b>	<b>157</b>
<b>6</b>	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>167</b>
6.1	Optique adaptative et coronographie	167
6.2	Spectropolarimètres	168
6.3	Interféromètres et polarimétrie	168
<b>7</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>171</b>
<b>8</b>	<b>Résumé</b>	<b>185</b>
<b>9</b>	<b>Abstract</b>	<b>185</b>





# 1 Introduction

## 1.1 Contexte astrophysique

Le but de cette thèse est d'apporter des solutions observationnelles pour contraindre efficacement les mécanismes qui président à la perte de masse des étoiles massives.

Non seulement la perte de masse de ces étoiles est peu contrainte par l'observation, mais aussi leur évolution et leur masse même est l'objet de beaucoup d'incertitudes. On pourrait penser que ces incertitudes n'ont que peu d'influence sur les autres domaines de l'astronomie, mais ce serait sous-estimer l'impact de ces étoiles sur la vie galactique et l'univers visible. C'est pourquoi, il est nécessaire d'envisager tout d'abord leur évolution dans une perspective galactique et extragalactique.

La vision observationnelle "extragalactique" de l'univers est que la matière lumineuse telle qu'on la mesure ne représente qu'environ  $10^{-2}$  de la masse en présence. Si les étoiles massives de types O et B ne représentent qu'une infime partie de cette masse ( $\sim 10^{-7}$ ), elles contribuent cependant aux 2/3 du flux optique émis par les galaxies (Maeder & Meynet 1995). Comme ces étoiles sont la principale source de rayonnement UV et de radiations ionisantes, elles sont aussi en grande partie responsable du chauffage de la poussière et indirectement une des causes de l'émission infrarouge des galaxies.

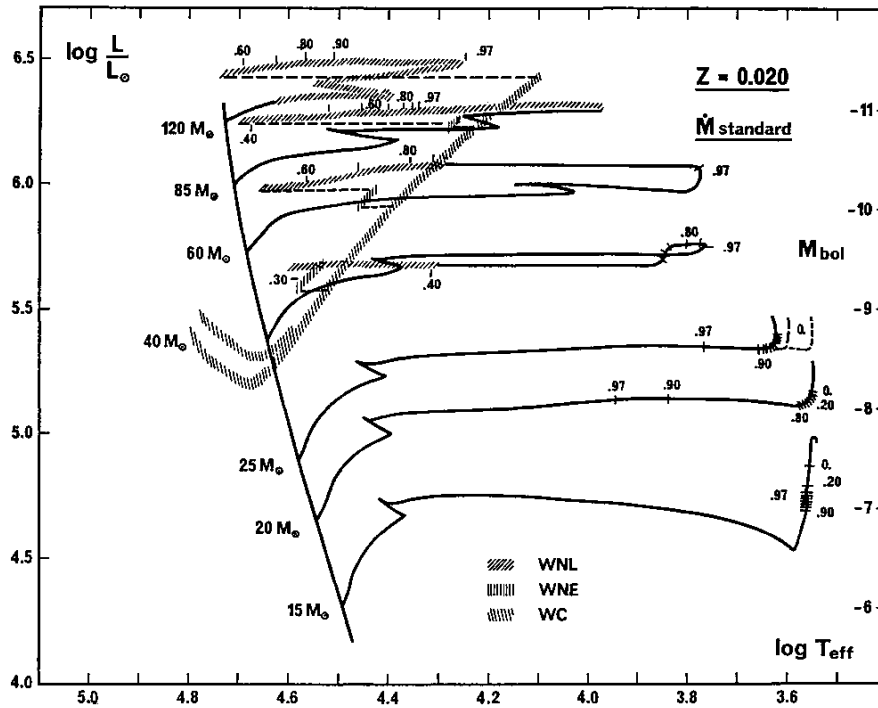


Figure 1. Evolution des étoiles massives dans le diagramme HR (Schaller et al. 1992).

Le temps de vie de ces étoiles est relativement faible ( $\sim 3$  millions d'années pour une étoile O de 100  $M_{\odot}$ ,  $\sim 30$  millions d'années pour une B de 10  $M_{\odot}$ , Schaller et al. 1992), ce qui représente une opportunité unique de dater et tracer dans le temps l'activité de formation des galaxies actives (Leitherer et al. 1999).

L'évolution rapide des étoiles chaudes est encore sujette à discussion, mais peut grossièrement se résumer de la façon suivante (Chiosi & Maeder, 1986; Schaller et al. 1992, cf. fig. 1; Langer et al, 1994; Pasquali et al 1997):

## I. Introduction

- $M_{\text{init}} > 60 M_{\odot}$ :
  - O -- OIf -- (LBV) -- WNL -- (WNE) -- WCL -- WCE -- SN
- $M_{\text{init}} \sim 40\text{--}60 M_{\odot}$ :
  - O -- OIf -- LBV -- WNL -- WNE -- WCE -- SN
- $M_{\text{init}} \sim 25\text{--}40 M_{\odot}$ :
  - O -- (BSG) -- RSG -- (BSG) -- WNE -- (WCE) -- SN
- $M_{\text{init}} \sim 10\text{--}25 M_{\odot}$ :
  - O-B -- (BSG) -- RSG -- BSG, YSG -- SN

Où BSG, YSG, RSG désignent respectivement les stades de supergéantes bleues, jaunes et rouges, LBV désigne le stade de supergéante bleu instable (Luminous Bleu Variable) et OIf désigne le stade de supergéante O à raie en émission.

Les WN sont des étoiles Wolf-Rayet au vent intense présentant à leur surface les produits du cycle CNO (de type E early, ou L late), et les WC les produits de la combustion de l'hélium (renforcement du taux d'abondance de C et O au détriment de He).

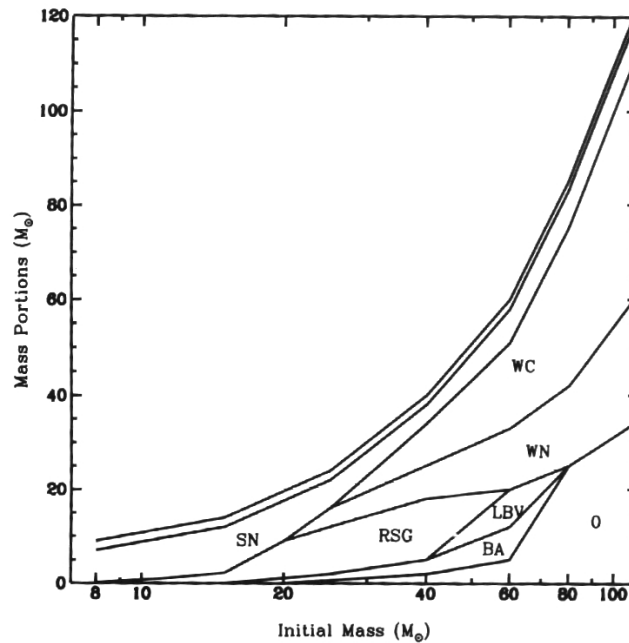


Figure 2. Perte de masse intégrée des étapes évolutives d'une étoile massive. En abscisses sont reportées les masses initiales des étoiles, et en ordonnées, on peut lire la part de la perte de masse pour chaque étape évolutive. Ce diagramme, créé par Castor (1993) et actualisé par Lamers et Cassineli (1999) est encore sujet à modifications. Si le taux cumulé de perte de masse reste constant, l'importance relative de l'étape LBV s'accroît au détriment des pertes de masse principalement des WR et peut-être des O (non reflétées par ce schéma) en raison de la prise en compte récente de la fragmentation des vents dans les calculs de taux de pertes de masse (Moffat&Robert, 1994).

Les phases entre parenthèses sont soit incertaines, soit trop brèves à l'échelle astronomique pour qu'un nombre significatif d'étoiles à ce stade puisse être statistiquement observé.

Au cours de leur évolution ces étoiles perturbent fortement leur environnement par leur rayonnement et aussi par les fortes injections de masse et de quantité de mouvement aux derniers stades leur vie (fig. 2, fig. 3). Ce sont par exemple les éruptions géantes des LBV (quelques masses solaires en quelques milliers d'années seulement) où le vent extrêmement rapide ( $>1000\text{km/s}$ ) et dense ( $>10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$ ) des étoiles Wolf-Rayet qui rivalisent en terme de

## I. Introduction

libération d'énergie cinétique avec l'explosion de la supernovae dont elles sont les progéniteurs.

Enfin, leur luminosité intrinsèque en fait des phares pour l'astronomie extragalactique. Quelques points de repères :

- Pendant 90% de son temps de vie, une étoile de  $100 M_{\odot}$  sera plus lumineuse que  $10^6 L_{\odot}$  (Schaller et al. 1992),
- Un télescope de 8m peut détecter des étoiles de plus de  $25 M_{\odot}$  à des distances supérieures à 70 Mpc permettant de contraindre fortement l'activité des flambées d'étoiles (starburst en anglais, Maeder & Meynet 1995). L'amas de Virgo se situe à 20 Mpc, c'est-à-dire, bien en deçà de cette limite.
- La raie H $\alpha$  peut être observée pour les étoiles supergéantes A et B extragalactiques, car ce sont les étoiles les plus brillantes dans le visible. L'étude des profils de raies révèle les paramètres fondamentaux de l'astre émetteur (Kudritzki 1998), et les supergéantes A et B sont d'excellents indicateurs de distance (Kudritzki 1999).
- Les raies très larges des vents, et les profils caractéristiques émis de l'UV à l'IR sont détectés jusqu'à de grandes distances ( $z \sim 4$ , Kudritzki 2000).

Dans ce contexte, il est fondamental de disposer de connaissances parfaitement fiables sur le parcours évolutif des étoiles massives et de contraintes fortes sur tout paramètre en mesure d'influencer soit ce parcours (convection, métallicité, perte de masse, rotation...), soit de modifier la perception observationnelle de ces objets (variabilité du vent, instabilités, inhomogénéités) qui conduisent à des biais parfois très importants.

Deux exemples, l'un théorique, l'autre observationnel:

- Depuis 10 ans, les modèles évolutifs des étoiles massives ont radicalement changés. Un des facteurs déterminants a été la prise en compte du caractère intrinsèque et fondamental de la perte de masse tout au long de l'évolution. Cette prise de conscience a abouti à la création d'un code évolutif couplé avec un code de transfert dans le vent, maintenant en mesure de produire des tracés évolutifs cohérents (Schaerer et al. 1996a, 1996b). A titre d'exemple, une étoile de masse initiale de  $60 M_{\odot}$  aboutira aux derniers stades de son évolution à une Wolf-Rayet d'environ  $5 M_{\odot}$ , c'est dire que les  $55 M_{\odot}$  retournées au milieu interstellaire, souvent d'une manière très rapide, auront une influence profonde sur la structure interne de l'astre.
- Les modèles évolutifs sont contraints de s'adapter à toute nouvelle donnée observationnelle. Et un des faits observationnels majeurs de ces 20 dernières années est que la théorie du vent radiatif formulée par Castor, Abbott et Klein dans les années 70, qui a remporté des succès indéniables est insuffisante pour expliquer de nombreuses manifestations de perte de masse (disque des étoiles Be, éruption des LBV, densité du vent des WR, phénomènes cycliques liés à la rotation stellaire...). Ces limitations ont des répercussions sur tout l'édifice conduisant à construire des traceurs extragalactiques. D'une part, la prise en compte de l'inhomogénéité intrinsèque du vent conduit à diminuer d'un facteur 3 les pertes de masse déduites des WR (Moffat et Robert, 1994), et même des étoiles O évoluées (Eversberg, 1998). Il est fort probable que cette tendance s'avère universelle pour les types les plus précoces (Owocki 1998, Feildmeier 1998). D'autre part, l'absence de contraintes sur certaines étapes évolutives clés, comme le mécanisme des éruptions géantes de LBV, conduit les modèles à des solutions de transitions parfois approximatives entre deux états évolutifs plus connus, comme l'étape de séquence principale, ou le stade WR .

## I. Introduction

Les modèles ont accomplis d'immenses progrès par la prise en compte des nouvelles opacités (OPAL, Iglesias & Rogers 1992, Rogers & Iglesias 1992), le raffinement des traitements convectifs et la prise en compte de la perte de masse (Maeder & Meynet, 1991).

Le défi reste la prise en compte des phénomènes liés à la rotation, qui fait de grands progrès théoriques (Maeder et al. 1997, 1998, 1999).

Il n'en demeure pas moins que du point de vue observationnel, le rayon des étoiles OB, LBV et WR, leur vitesse de rotation, masse et perte de masse tout au long de leur évolution sont très incertains. Les difficultés observationnelles sont multiples: brouillage de l'information par le vent, amplitude trop faible des phénomènes à la base du vent (dont les conséquences sont, elles, remarquables à plus grande échelle), absence le plus souvent de résolution spatiale et/ou de dynamique suffisante dans le signal.

La zone critique qui échappe le plus souvent à la détection demeure cette étroite région de transition entre les couches en équilibre hydrostatique par rapport à l'étoile, et le point sonique, région où le vent dépasse la vitesse locale du son.

Je ne parle pas ici sciemment de "photosphère", même si l'expression connexion vent-photosphère est répandue, car dans certain cas, comme les WR, la densité du vent est telle que le concept même de "photosphère" subit quelques altérations.

Cette région est critique, car c'est là que les paramètres de la perte de masse sont en quelque sorte "réglés" dans la région subsonique du vent (voir Lamers & Cassinelli, 1999), et que les points sombres de notre connaissance résident:

1. Mécanisme de transfert du moment angulaire entre l'étoile essentiellement en rotation et le vent essentiellement radial,
2. Effet des pulsations, radiales ou non, sur la perte de masse, rôle des battements et déferlements des ondes,
3. Rôle du champ magnétique, balance entre son énergie et l'énergie cinétique du vent, effet sur la transmission du moment angulaire.

Le débat sur ces points est toujours virulent, et se cristallise particulièrement sur l'origine des étoiles Be, qui présentent un disque de matière dont la formation est difficilement expliquée par un vent radiatif<sup>1</sup>. De nombreuses détections de pulsation non-radiales (NRP) ont été reportées, mais ce mécanisme a suscité un regain d'intérêt suite aux travaux de Rivinius et al. (1998), sur la prédiction de battements entre plusieurs modes de l'étoile  $\mu$  Cen, et la détection de perte de masse associée.

D'un autre côté, le champ magnétique demeure le moyen le plus efficace de transporter du moment angulaire de la surface stellaire jusqu'à un disque, et ce, même si l'intensité du champ est faible (quelques dizaines de gauss). Mais sa détection reste toujours problématique (voir chapitre 3).

La quantité de données recueillies n'est pas souvent le paramètre déterminant à la bonne compréhension du mécanisme, et rend certainement l'interprétation plus complexe. Ainsi, l'étude de la variabilité spectrale des étoiles chaudes, qui révèle de nombreux comportements de toutes natures (stochastique, récurrente ou périodique) est révélateur des difficultés engendrées par la multiplicité des sources et l'absence de résolution spatiale des phénomènes.

Il s'avère que l'étude de la polarisation de la lumière constitue un outil majeur dans ce contexte, par la pertinence des observables polarisés, je veux dire par là leur *potentiel*

---

<sup>1</sup> Le type spectral souvent trop tardif pour justifier une telle éjection de matière par vent radiatif (voir Grigsby et Morrison, 1995, Cf chapitre 4).

## I. Introduction

*d'interprétation*, et la discrimination spatiale relative qu'elle permet. En effet, l'émission polarisée des étoiles chaudes est souvent une *signature précise et localisée* d'un phénomène. Je vais rejoindre l'argumentation de J-L. Leroy (1998), qui rappelle dans une introduction aux mécanismes polarisants que toute polarisation résulte fondamentalement d'une *dissymétrie* à l'émission même ou durant le trajet de la lumière jusqu'à nous. Or, dans la problématique de la perte de masse, c'est justement cette rupture à la symétrie sphérique et à l'homogénéité qui constitue un des faits marquants des observations des 20 dernières années. Ainsi la polarisation permet de mieux isoler et interpréter les mécanismes à l'origine de cette émission de matière, et ce, à la base même du vent. Je vais essayer au cours de cette thèse d'en faire la démonstration.

Cependant, il est nécessaire de préciser que la mesure polarisée est totalement inopérante lorsque qu'aucune dissymétrie notable à grande échelle n'est prévisible. Les étoiles sont globalement sphériques, leur émission lumineuse et leur perte de masse s'écartent généralement peu de la symétrie et la polarisation demeure une mesure du second ordre. La mesure repose donc sur la capacité à détecter des polarisations avec une grande précision pour obtenir un diagnostic astrophysique significatif.

L'observation en lumière polarisée pose donc un défi technologique. Elle demande une forte quantité de lumière, de la stabilité instrumentale, des techniques de réduction parfois ardues et enfin, de la résolution spatiale. Cependant, la technologie actuelle semble en mesure de pouvoir répondre de manière satisfaisante à ces fortes exigences.

### 1.2 Contexte observationnel

Il est souvent d'usage de dire que l'augmentation du diamètre des télescopes apporte une manne observationnelle inédite, mais je voudrais insister ici, sur la révolution technologique qui non seulement accompagne cette croissance, mais qui multiplie l'efficacité de télescopes de diamètres plus modestes. Cette révolution affecte non seulement la quantité d'information, mais rend possible la détection et l'utilisation de nouveaux observables, et c'est tout le but de cette thèse de montrer la pertinence de cette évolution. Je veux parler ici de l'ouverture de "multiples dimensions" de la lumière à savoir l'observation en lumière naturelle et polarisée, avec une résolution spectrale et une résolution temporelle sans cesse améliorées, sans oublier une résolution spatiale déterminante.

Bien sur, la résolution spectrale ou temporelle, les rapports signal à bruit sont directement proportionnels au flux collecté, mais des avancements technologiques autres que l'accroissement du diamètre du télescope ont participé à cette évolution.

L'optique, vieille et vénérable discipline a accompli de considérables progrès autant technologiques que dans les concepts instrumentaux. On peut citer l'optique active et l'optique adaptative, ainsi que les efforts importants appliqués sur la transmission et l'achromaticité des éléments optiques, sans oublier la stabilité instrumentale, la capacité de miniaturisation et l'utilisation croissante de fibres optiques. De plus, cette optique s'est motorisée, s'est fiabilisée par le progrès informatiques, et de nombreux progrès sont à attendre de l'optronique.

Ainsi, en spectropolarimétrie, les domaines de longueurs d'ondes se sont élargis, les exigences contradictoires de la minimisation de la polarisation instrumentale (montage Cassegrain) et de la stabilité du spectrographe (montage Coudé) ont été remplies par l'introduction de fibre optique (MUSICOS, Donati et al. 1997; le William-Welchau, Eversberg et al. 1998, le futur ESPADON, Donati et al. 1998).

## I. Introduction

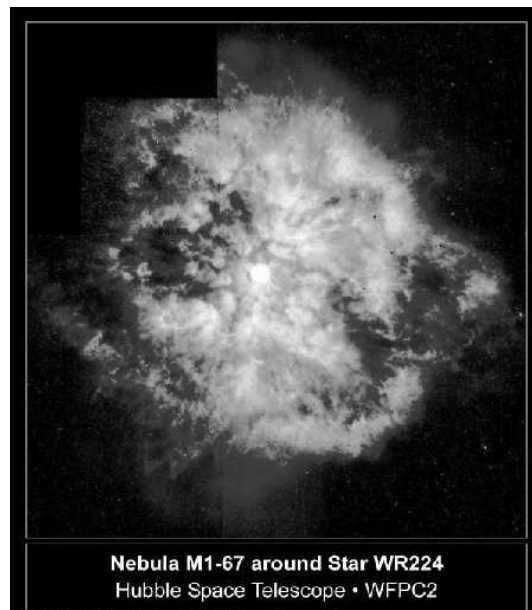
En parallèle, des avancées considérables dans les techniques de Haute Résolution Angulaire (HRA) ont jalonné ces vingt dernières années: interférométrie speckle et à longue base, interférométrie différentielle à grande résolution spectrale...

L'optique adaptative (OA) permet d'augmenter la résolution spatiale certes, mais elle concentre aussi le flux incident augmentant considérablement la quantité (et qualité) de lumière utilisable notamment pour des instruments munis de fentes étroites, de fibres, de module polarimétrique ou nécessitant, comme un interféromètre optique, de très nombreuses pièces optiques.

La plus grande concentration, et la meilleure cohérence de la lumière ainsi collectée autorise une sélection très fine des régions d'étude, par l'apport, entre autre, de la coronagraphie stellaire (Abe et al. 2001, Baudoz et al. 2000, Beuzit et al. 1997) et de techniques dérivées, comme le "nulling" (Roddier & Roddier 1997, Hinz et al. 1998), passant par la création d'une réponse instrumentale adaptée à l'étude des régions circumstellaires.

Ces progrès imposent désormais de reconsidérer même les plus classiques des observables.

Deux exemples d'observations pilotes pour illustrer l'apport de la haute résolution angulaire sur les mesures en lumière polarisée; d'une part l'observation H $\alpha$  de la nébuleuse issue de la LBV  $\eta$  Car par speckle masking (Falcke et al. 1996) et les mesures de polarisation avec optique adaptative testée par le groupe de l'université de Hawaïi (Close et al. 1999), et à l'ESO (Ageorges et Walsh, 1999).



*Figure 3. Mise en évidence spectaculaire de l'éjection et/ou la structuration très inhomogène d'une nébuleuse de type Wolf-Rayet. Entre 10 et 30  $M_{\odot}$  vont être ainsi injectées à grande vitesse au milieu interstellaire sur un laps de temps d'environ 100000 ans (Grosdidier et al, 1998). Cette image résulte d'une pose de plusieurs heures du HST, dont la région du CCD centrée sur l'étoile a été rendu insensible électroniquement. Cela illustre l'apport de la haute résolution angulaire couplé à une grande dynamique. Une telle performance sera bientôt possible au sol*

Dans le premier cas, la résolution angulaire est d'environ 0.1" d'arc et révèle des structures dont les taux de polarisation atteignent 20% voire 40%. Le taux de polarisation de ces structures apporte des informations essentielles pour préciser le mécanisme d'émission et de polarisation: émission propre des structures versus diffusion, taille des grains de poussière... De plus ces informations supplémentaires apportent un gain appréciable lorsqu'il

## I. Introduction

s'agit de déterminer si les structures observées sont au premier plan, ou constituent un fond visible par rétrodiffusion de la lumière sur d'autres structures plus éloignées (Walsh et Ageorges 1999).

Dans le second cas, il a été démontré que des mesures polarisées avec utilisation d'optique adaptative étaient non seulement possible mais aussi et surtout très puissantes.

On ne peut nier que tous ces projets soient très gourmands de lumière, et que les environnements des étoiles chaudes sont souvent peu résolus et de faibles magnitudes.

Cependant, le parc de télescopes de grands diamètres est devenu conséquent autorisant une telle recherche, et l'apport de l'OA ou de l'interférométrie optique à longue base est encore à évaluer. La plupart des techniques utilisées sortent à peine du stade expérimental, et on est loin, je pense, d'avoir mesuré le potentiel et toutes les difficultés de leur utilisation, combinée ou non dans le contexte des étoiles massives. Je vais m'efforcer d'en apporter la démonstration au cours des pages qui vont suivre.

### 1.3 Contexte du travail de thèse

C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail que j'ai effectué au cours de ma thèse. Cette thèse est une thèse en cotutelle qui a servi en quelque sorte de "pont" entre le groupe des étoiles massives de Montréal et le groupe d'interférométrie de l'interféromètre GI2T. Cela constitue le point fondamental présidant l'organisation de mon mémoire. Le groupe de Montréal a développé une expertise internationale sur la détection et l'analyse des manifestations chaotiques et particulières des vents des étoiles massives (détectations des clumps dans les WR, étude des modulations des vents radiatifs...) tandis que le groupe du GI2T est l'un des rares au monde disposant de l'instrumentation et de l'expérience en HRA nécessaire pour l'étude spatiales de ces manifestations du vent (disque des étoiles massives, détection de clumps, de jet...). Pour les deux groupes, la mesure en lumière polarisée est devenue un instrument incontournable de cette étude, tant en polarisation linéaire que circulaire.

Tout le but de cette thèse, est d'apporter des pistes sinon des solutions instrumentales à la problématique centrale présentée ici, c'est-à-dire la connexion "vent-photosphère" de la perte de masse. Les sujets abordés ont été très divers, les techniques utilisées, tout autant, mais le point central, le nœud qui unit ces études est la détermination et la contrainte des mécanismes de la perte de masse dans les étoiles massives. La démarche est une sorte de recensement et d'étude fine de quelques phénomènes particuliers échappant à l'interprétation directe issue de la théorie du vent radiatif. Je veux parler ici de la caractérisation de l'émission continue et chaotique des LBV (chapitre 1), des phénomènes périodiques dans les vents de certaines étoiles O et WR (chapitre 2), de l'activité à plus ou moins long terme des étoiles Be (chapitre 4). De telles contraintes ne peuvent être obtenues que par une maîtrise de techniques pouvant apporter le signal pertinent provenant du plus profond du vent, à savoir l'optique adaptative (chapitre 1), la spectropolarimétrie (chapitre 2), la combinaison de l'interférométrie optique à longue base et de la polarimétrie (chapitre 3, 4, 5).

Dans le premier chapitre, j'aborde le problème persistant des instabilités qui se développent dans les LBV, conduisant à des processus explosifs à grande comme à petite échelle. Après avoir développé le contexte de ces instabilités du point de vue essentiellement observationnel, je présente les résultats d'une observation expérimentale de P Cygni avec une optique adaptative opérant dans le visible qui a eu lieu en octobre 1997 à l'observatoire de Haute-Provence. La réduction de cette observation conduite par Farrokh Vakili a été menée avec la collaboration fructueuse de Muriel Roche, Claude Aime et Henri Lanteri de l'université de Nice. Cette observation encourageante ouvre bien des perspectives pour l'observation *en continu* des éjectats par divers instruments tels le télescope de 8m Gemini Nord et

## I. Introduction

l'interféromètre GI2T/REGAIN, en lumière naturelle comme en lumière polarisée. Rappelons que cette étoile est une des rares LBV observables dans la galaxie, et quasiment l'unique représentant de cette classe si cruciale visible de l'hémisphère Nord.

Puis, je développe la problématique des variations périodiques détectées dans le vent de certaines étoiles O et WR particulières, dans le contexte de la détection de champ magnétique. Je présente une des dernières observations menées avec le spectropolarimètre CASPEC monté sur le télescope de 3.6m de la Silla au Chili. Cet instrument a été utilisé pour observer des sources extrêmement brillantes pour ce type de télescope (magnitudes comprise entre 2 et 5) pour atteindre une résolution temporelle et un signal optimum afin de détecter au mieux les manifestations directes et indirectes de champs magnétiques. Je soulignerai les objectifs et les limites d'une telle démarche dans le contexte de techniques telle la Zeeman Doppler Imaging et l'arrivée de l'instrument ESPADON au CFHT.

Enfin, je développe le travail de simulation et de préparation des observations entreprises avec une technique de polarimétrie interférométrique appelée SPIN (Spectro-Polarimetric INterferometry). Cette technique impose des contraintes de calibration qui, on le verra, ne sont absolument pas rédhibitoires, et dont la sensibilité est maintenant à la portée des signaux attendus pour les sources stellaires polarisées. L'utilisation de SPIN en polarisation linéaire peut apporter à l'interférométrie un complément irremplaçable pour à la fois localiser et quantifier la perte de masse au plus près du rayon de l'étoile.

Je m'attacherai plus particulièrement à la détection et la caractérisation des champs magnétiques par l'observation interférométrique en polarisation circulaire. J'insisterai sur le défi que représente le développement d'une méthode observationnelle à la hauteur des exigences qu'impose cette détection. J'aborderai notamment les multiples retombés d'un tel effort sur des domaines aussi variés que l'étude des taches stellaires et de la rotation par interférométrie à haute résolution spectrale ou l'inversion des données interférométriques.



## 2 Observation de P Cygni par la Haute Résolution Angulaire

### 2.1 Introduction

Ce chapitre constitue une illustration du potentiel d'une approche globale de l'environnement circumstellaire par une étude multi-longueur d'onde et multi-résolution spatiale dans le cas de l'étoile massive P Cygni. Je situe d'abord P Cyg dans le contexte des Variables Lumineuses Bleues (LBV) et celui plus large de l'évolution des étoiles massives. Je développe ensuite les différentes imageries utilisées jusqu'alors, en insistant sur le travail accompli au cours de cette thèse. J'en souligne les implications sur la nature et l'évolution des LBV dont P Cygni a longtemps été un prototype. J'insisterai sur les difficultés d'assembler ces informations en un tout homogène, et sur la nécessité d'une démarche *cohérente* des moyens d'observations. Enfin, j'évoquerai les possibilités ouvertes par de telles observations, et discuterai de l'opportunité d'un suivi temporel à grande résolution spatiale de l'environnement proche de P Cygni.

### 2.2 Les Variables Lumineuses Bleues (LBV) en tant que groupe

#### 2.2.1 Caractéristiques des LBV

Je vais me concentrer sur l'étape méconnue des Variables Lumineuses Bleues (LBV), classe représentée tout au plus par une dizaine d'individus dans la galaxie, et les nuages de Magellan. J'appliquerais l'abréviation anglaise LBV dans le sens global, mais en gardant à l'esprit toute l'ambiguïté et l'imprécision qui s'attache à une telle dénomination.

Ce type spectral, présentant de fortes instabilités, serait une étape de transition extrêmement brève (20000 ans, Langer et al 1994), entre la sortie de la séquence principale et le stade de Wolf-Rayet (WR) mais déterminante quant aux conséquences sur l'évolution de la perte de masse de l'étoile.

La désignation des "Luminous Blue Variables" provient d'une proposition de Peter Conti en 1984. Elle a succédé à de nombreuses autres, citons les dénominations "étoiles de type P Cygni" ou "Variables de Hubbles et Sandage" (Hubble, Sandage 1953).

Le fait est qu'il est aussi difficile de trouver un nom à cette classe que de trouver un groupe dont les caractéristiques sont suffisamment homogènes pour être le reflet d'un seul et même état évolutif ou physique. Récemment, la dénomination d'étoile de type S Dor (du nom du prototype) semble de plus en plus s'appliquer pour désigner la classe d'appartenance de P Cygni, celle des LBV *dormantes* ou "en veille".

Le trait commun et fondateur de cette classe LBV est une forte activité de type éruptive liée à l'apparition d'instabilités radiatives dans l'atmosphère de ces supergéantes chaudes et très lumineuses. Les critères de sélection d'un tel type spectral doivent être énoncés avec précision car ces étoiles côtoient, dans une même région du diagramme Hertzsprung-Russell, des supergéantes en évolution vers de plus basses températures qui ne manifestent pas cette activité (Humphreys & Davidson, 1994). En période de quiescence, ces critères sont difficiles à cerner sans en référer à l'historique de l'étoile : une magnitude absolue  $M_v$  entre -8 et -10, une température effective  $T_{\text{eff}}$  dans l'intervalle 10000-35000 K (types A-O), un enrichissement chimique, un spectre lié au type Ofpe/WN9, et un vent relativement lent ( $V_{\infty} \approx 100 - 200 \text{ km/s}$ ) et dense ( $N_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ), mis en évidence par les profils de type P Cygni (Wolf, 1992). Le taux de perte de masse est dans tous les cas particulièrement élevé ( $10^{-4}$  à  $10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ ).

## II. Observation de P Cygni en HRA

On distingue deux types d'éruption, sans que l'on puisse affirmer pour autant si cela reflète deux populations distinctes :

- Les éruptions accompagnées d'une variation photométrique (en V) de 1-2.5 sur une échelle de l'année, à magnitude bolométrique quasi-constante (activité de type S Dor, ou AG Car),
- Les éruptions géantes avec des variations photométriques avérées de plus de 6 magnitudes ( $\eta$ Car), et dont l'impact est tel que la magnitude bolométrique est affectée (c'est-à-dire la stabilité même de l'étoile en profondeur).

Ces éruptions semblent intimement liées au franchissement d'une limite (observationnelle) dans le diagramme HR appelée limite de Humphrey-Davidson (1979). Là encore, certaines supergéantes B côtoient cette limite sans pour autant présenter les caractères d'une LBV.

La nature réelle de cette (ou ces) instabilité est encore très incertaine, et de nombreuses pistes sont explorées: la pression de radiation, des instabilités sub-photosphériques (pic d'opacité, mode de vibration...), des instabilités de cœur, la pression turbulente et l'effet de la rotation ou de la binarité (voir thèse de Najarro pour une revue de ces mécanismes).

Par analogie à la dénomination LBV, Lamers (1986) a introduit la classe des étoiles de "Types P Cygni" (PCT), qui dans une large mesure regroupe les membres les plus brillants de la Voie Lactée et des galaxies voisines en vue de recenser toutes les LBV *potentielles* ou *dormantes* dont les caractéristiques spectrales se rapprochent plus ou moins de P Cygni. Le trait commun de ce groupe élargi est un taux de perte de masse 3-10 fois supérieur aux supergéantes normales, un vent 2 à 10 fois plus lent et une accélération radiative très progressive<sup>2</sup>. Dans ce groupe P Cygni est l'archétype de LBV dormante, qui, comme l'a souligné Hillier en 1992, ne pourrait être considéré avec les critères de variabilité comme LBV sans la donnée historique de son explosion (1600 et 1655).

### 2.2.2 LBV, masse et perte de masse

Un des paramètres le moins connu des LBV est leur masse. Il existe de nombreuses manières de déterminer celle-ci, mais les résultats ne sont pas homogènes. Cette forte incertitude se répercute sur la détermination des diagrammes évolutifs rendant l'appréciation de la masse initiale et des conditions physiques internes aléatoires.

Depuis quelques années, les observations de la microvariabilité du vent radiatif des étoiles massives ont démontré la faiblesse des modèles de vents homogènes à géométrie sphérique (St Louis et al, 1993, Hamann et al, 1998, Feldmeier, 1998...). La conséquence immédiate de la prise en compte de l'inhomogénéité intrinsèque du vent radiatif est qu'il faut réviser à la baisse tous les taux de pertes de masse déduits par des méthodes optiques par un facteur entre 2 et 3 (Moffat & Robert, 1994). Or il était largement admis que les stades évolutifs présentant le plus de perte de masse intégrée pour les étoiles très massives étaient le stade de la séquence principale<sup>3</sup> et le stade Wolf-Rayet<sup>4</sup>, étant entendu que le stade supergéante rouge est soit inexistant, soit très bref pour ce type d'étoile (Maeder, Meynet, 1994, 1996, Crowther 1995, Puls 1996). Si on se réfère aux masses initiales supposées des progéniteurs O ( $>40 M_{\odot}$ ) et aux masses réduites observées chez les étoiles WR ( $\sim 5-10 M_{\odot}$ ), l'étape LBV, très brève, semble dans ce nouveau contexte présenter des pertes de masses impressionnantes (supérieures à  $15 M_{\odot}$ ), et ce dans un laps de temps très réduit ( $<20000$  ans).

<sup>2</sup> loi d'accélération avec paramètre  $\beta > 2$ .

<sup>3</sup>  $\sim 25 M_{\odot}$  perdues pour une O de masse initiale  $M_i \sim 85 M_{\odot}$  sur une durée d'environ 3 millions d'années,  $\sim 12 M_{\odot}$  perdues pour une O avec  $M_i \sim 60 M_{\odot}$  sur environ 3.5 millions d'années (métallicité solaire, Schaller 1992).

<sup>4</sup>  $\sim 40 M_{\odot}$  perdues pour une O de masse initiale  $\sim 85 M_{\odot}$  sur une durée d'environ 400.000 ans,  $\sim 26 M_{\odot}$  perdues pour une O de masse initiale  $\sim 60 M_{\odot}$  sur une durée similaire (métallicité solaire, Schaller 1992).

## II. Observation de P Cygni en HRA

La masse est le paramètre clé qui semble différencier les LBV de supergéantes moins évoluées ; alors que les LBV ont déjà perdu plus de la moitié de leur masse initiale, la masse des supergéantes B serait plus grande. Toute la question est de savoir si une phase de supergéante rouge a pu précéder le stade LBV, et quelle est la masse initiale inférieure critique pour que les instabilités qui se développent inhibent l'apparition de la phase supergéante rouge. Cette limite se situe aux alentours de  $30 M_{\odot}$ <sup>5</sup>.

Les nébuleuses autour des LBV sont massives et de forme caractéristique (bipolaire en majorité). La plupart des LBV montrent un excès dans l'infrarouge thermique, révélateur de grandes quantités de poussière autour de ces astres, et les mesures radios et optiques révèlent un milieu circumstellaire extrêmement massif (plusieurs masses solaires).

Comme le montre le tableau de la figure 4 tiré de Nota et al (1995), nombre de paramètres fondamentaux des LBV sont très mal connus. Depuis lors, des progrès notables doivent être rapportés (surtout dans l'imagerie infrarouge):  $\eta$  Car dont la masse de gaz dans la nébuleuse est évaluée maintenant au minimum à  $3M_{\odot}$  et la masse du disque à environ  $15M_{\odot}$ ! (Morris et al 1999). Il en est de même pour WRA 751 (Mpoussière  $\sim 0.017 M_{\odot}$ ) ou AG Car, dont l'évaluation de la masse de poussière a été multipliée par 20 ! (Voors, Waters et al, 2000).

L'imagerie donne une estimation indépendante de la masse présente dans le milieu circumstellaire. De plus, la configuration spatiale des reliquats d'éjections antérieures permet d'accéder à une information sur des étapes évolutives souvent inaccessibles à l'échelle historique. Cela est d'autant plus vrai pour les LBV car l'échelle de temps relativement "courte" de cette étape est telle que très peu d'astres présentant cette phase sont statistiquement observables. La nébuleuse entourant certaines WR contient de l'information sur les étapes antérieures de pertes de masse telles les éruptions LBV ou le vent de l'étoile O (Langer et al, 1994, Garcia-Segura et al, 1995a, 1995b, 1996a, 1996b, Grosdidier et al, 1998, Langer et al, 1999), mais l'interprétation des éjectats reste problématique. C'est pourquoi il est absolument nécessaire d'étudier en profondeur les mécanismes d'éjection pour les quelques LBV connues, dont l'historique P Cygni.

La résolution spatiale est déterminante pour augmenter la résolution temporelle des phénomènes observés et ainsi, contraindre plus efficacement les mécanismes à l'origine de la perte de masse. Mais seule une approche « multi-résolution » spatiale est à même de fournir un ensemble d'observables suffisamment cohérent pour contraindre efficacement les modélisations. Pour les longueurs d'onde radio, une telle multi-résolution spatiale est désormais aisée et repose sur la maturité des techniques d'imagerie par synthèse d'ouverture. Le visible/proche infrarouge dispose par ailleurs d'un fort potentiel de résolution lié à la longueur d'onde et à sa récente accessibilité à la Haute Résolution Angulaire par le biais de l'optique adaptative et de l'interférométrie à longue base.

---

<sup>5</sup> Cette masse semble très dépendante de la métallicité comme en témoigne les différences de rapport de population entre supergéantes rouges et bleues pour la galaxies et les nuages de Magellan (Langer, 1993).

## II. Observation de P Cygni en HRA

PROPERTIES OF NEBULAE AROUND LBVs AND RELATED OBJECTS

Star (1)	Spectral Type (2)	$M_{\text{bol}}$ (3)	$V$ (km s <sup>-1</sup> ) (4)	Nebular Size (pc) (5)	$v_e$ (km s <sup>-1</sup> ) (6)	Dynamic Time (yr) (7)	$M_{\text{gas}}$ ( $M_{\odot}$ ) (8)	$M_{\text{dust}}$ ( $M_{\odot}$ ) (9)	$N_e$ (cm <sup>-3</sup> ) (10)	$T_e$ (K) (11)
AG Car .....	A1 I*-Ofpe/WN9 <sup>b</sup>	-10.8 <sup>c</sup>	80-250 <sup>d</sup>	$1.1 \times 1.0^e$	70 <sup>f</sup>	$8.4 \times 10^3$ <sup>f</sup>	4.2 <sup>g</sup>	0.013 <sup>g,h</sup>	800 <sup>i</sup>	9000 <sup>i</sup>
R127 .....	B5-Ofpe/WN9 <sup>j</sup>	-10.3 <sup>k</sup>	~150 <sup>l</sup>	$1.9 \times 2.2^m$	28 <sup>n</sup>	$4 \times 10^4$ <sup>m</sup>	3.1 <sup>n</sup>	...	1000 <sup>o</sup>	...
$\eta$ Car .....	20,000-30,000 K <sup>p</sup>	-12.5 <sup>p</sup>	...	0.2 <sup>q</sup>	600 <sup>r</sup>	150 <sup>s</sup>	...	0.01 <sup>t</sup>	...	...
He 3-519 .....	WN11 <sup>u</sup>	-7.1 <sup>u</sup>	365 <sup>u</sup>	2.28 <sup>u</sup>	61 <sup>u</sup>	$1.8 \times 10^4$ <sup>u</sup>	2.0 <sup>u</sup>	0.0066 <sup>u</sup>	300 <sup>u</sup>	8000 <sup>u</sup>
S119 .....	Ofpe/WN9 <sup>u</sup>	...	...	$1.9 \times 2.1^v$	25 <sup>v</sup>	$5 \times 10^4$ <sup>u</sup>	1.7	...	800 <sup>v</sup>	...
WRA 751 .....	O9.5 <sup>w</sup>	-9.6 <sup>w</sup>	...	0.8 <sup>h</sup>	20-60 <sup>x</sup>	...	...	...	...	...
HD 168625 .....	B2-B8 <sup>y</sup>	-8.6 <sup>y</sup>	250 <sup>y</sup>	0.06 <sup>y</sup>	20 <sup>y</sup>	$3 \times 10^3$ <sup>y</sup>	0.03 <sup>y</sup>	0.0003 <sup>h,y</sup>	630 <sup>h,y</sup>	...
HR Car .....	B2 I-B9 II <sup>z</sup>	-9.4 <sup>z</sup>	145-170 <sup>z</sup>	0.98 <sup>aa</sup>	50 <sup>z</sup>	10 <sup>4</sup> <sup>z</sup>	2.1 <sup>aa</sup>	0.0010 <sup>h</sup>	600 <sup>z</sup>	<12500 <sup>z</sup>
R143 .....	B1 I-F8 I <sup>bb</sup>	-10.2 <sup>bb</sup>	...	3.5 <sup>bb</sup>	...	...	...	...	...	...
P Cyg .....	B1 Ia+ <sup>cc</sup>	-8.3 <sup>dd</sup>	206 <sup>dd</sup>	0.2 <sup>dd</sup>	140 <sup>dd</sup>	10 <sup>2</sup> -10 <sup>3</sup> <sup>dd</sup>	0.0092 <sup>dd</sup>	...	1000 <sup>dd</sup>	5000 <sup>dd</sup>

NOTE.—The nebulae are listed in the order in which they are presented in the text. For each object, we indicate the name of the central star (col. [1]); its most extreme spectral types recorded (col. [2]); its bolometric magnitude  $M_{\text{bol}}$  (col. [3]); its wind velocity  $V$  (col. [4]); the size of the surrounding nebula (col. [5]); the nebular expansion velocity  $v_e$  (col. [6]); the dynamic time associated with the expansion velocity (col. [7]); the mass of ionized gas contained in the nebula (col. [8]); the mass of dust contained in the nebula (col. [9]); the electron density (col. [10]); and the nebular temperature (col. [11]). All the parameters given are referenced, and the references are listed in footnotes below.

<sup>a</sup> Caputo & Viotti 1970.

<sup>b</sup> Stahl 1986.

<sup>c</sup> Humphreys et al. 1989.

<sup>d</sup> Leitherer et al. 1994.

<sup>e</sup> Nota et al. 1992.

<sup>f</sup> Smith 1991.

<sup>g</sup> Smith et al. 1994.

<sup>h</sup> Hutsemekers 1994.

<sup>i</sup> Mila Mitra & Dufour 1990.

<sup>j</sup> Walborn 1977.

<sup>k</sup> Wolf 1989.

<sup>l</sup> Wolf et al. 1988.

<sup>m</sup> Clampin et al. 1993.

<sup>n</sup> Appenzeller et al. 1987.

<sup>o</sup> Stahl & Wolf 1986.

<sup>p</sup> Davidson et al. 1986.

<sup>q</sup> Humphreys & Davidson 1994.

<sup>r</sup> Allen & Hillier 1993.

<sup>s</sup> Walborn et al. 1978.

<sup>t</sup> Davidson 1989.

<sup>u</sup> Bohannon & Walborn 1989.

<sup>v</sup> Nota et al. 1994.

<sup>w</sup> Hu et al. 1990.

<sup>x</sup> de Winter et al. 1992.

<sup>y</sup> Hutsemekers et al. 1994.

<sup>z</sup> Hutsemekers & Van Drom 1991a.

<sup>aa</sup> Clampin et al. 1995c.

<sup>bb</sup> Parker et al. 1993.

<sup>cc</sup> De Groot 1969.

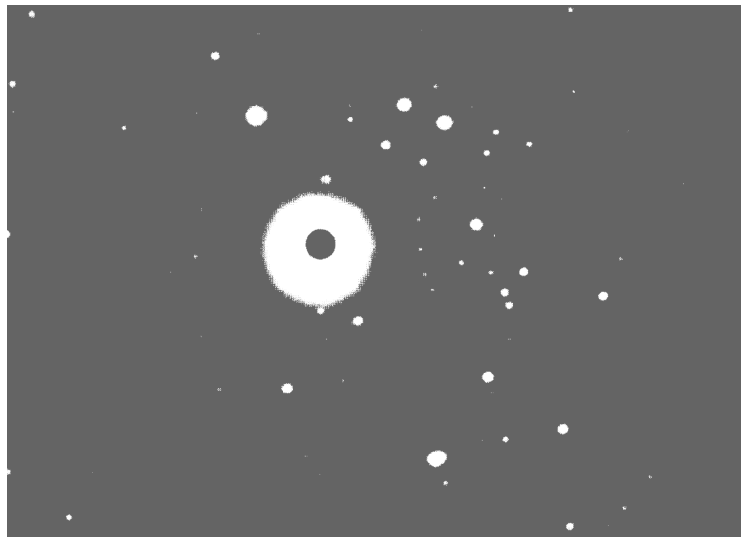
<sup>dd</sup> Barlow et al. 1994.

Figure 4. Tableau récapitulatif des propriétés des nébuleuses LBV tel que reporté par Nota et al en 1995. On peut constater d'une part le nombre de paramètres inconnus ou peu contraints, et d'autre part la faible importance de la nébuleuse de P Cygni en terme de masse détectée.

## II. Observation de P Cygni en HRA

Parmi le petit nombre de LBV observées, les nébuleuses sont toutes à divers degrés axisymétriques, même parfaitement bipolaires. La nébuleuse de P Cygni se distingue nettement de celles-ci par sa forme globalement sphérique quoique sa structure soit, comme les autres, très inhomogène. Ces particularités lui valent d'être classée par Nota comme unique représentante de la classe « Cas Particuliers » !

Se pourrait-il que la forme relève d'une improbable orientation de l'étoile qui serait vue par le pôle? Les mesures de  $V_{\text{e.sini}}$ , très incertaines pour ce types d'étoile, ne peuvent apporter une réfutation de cette hypothèse (voir section Résultats). Si l'on s'en réfère aux autres LBV, P Cyg présenterait alors une surdensité équatoriale vue de face et le suivi à haute résolution angulaire et spectrale de la proche nébuleuse pourrait apporter des éléments pour trancher cette question.



*Figure 5. Photographie datant de 1960, à la couverture du Journal of the Royal Astronomical Society of Canada (Feibelman, 1995) qui illustre les difficultés rencontrées par les observateurs pour observer la nébuleuse probable de P Cygni. Cette tentative d'utilisation d'un masque coronographique révéla un amas jeune autour de l'étoile, utilisé maintenant comme indicateur de distance (Lamers 1983, Turner 1999). Par contre, toutes ces tentatives échouèrent à détecter la nébuleuse.*

### 2.3 P Cygni

#### 2.3.1 Bref historique

Inconnue avant le 18 août 1600, P Cygni fit une entrée remarquée, devenant soudain une étoile visible de 3<sup>ème</sup> magnitude pendant 6 ans avant de devenir invisible à l'œil nu en 1626.

P Cygni récidive en 1655, demeurant à la magnitude 3 pendant encore 5 ans (environ) pour ensuite s'assombrir, rougir fortement, et atteindre la magnitude 5.2 en 1780. Depuis lors, sa luminosité augmente peu à peu de manière constante, mais erratique sur le court terme pour se situer autour de la magnitude 4.83 de nos jours.

Sa venue a été suffisamment intrigante, et le contexte historique propice, pour que très tôt de nombreuses observations visuelles puis photographiques et électroniques de qualité soient effectuées. Sur la base de cet ensemble unique d'observation, Lamers et De Groot ont pu ainsi démontrer que cet accroissement ne peut être imputé à la dilution des éjectats mais bien à une évolution propre de l'étoile elle-même, fait rare et remarquable dans le contexte de l'astronomie stellaire. Ce résultat est confirmé par l'approche théorique de Langer et al (1994) qui, sur la base de modèles évolutifs et de modèles d'atmosphères, montre que l'étoile est à la

## II. Observation de P Cygni en HRA

fin de la combustion en couche de l'hydrogène et se dirige actuellement vers les températures plus froides du diagramme HR et donc vers la limite observationnelle de Humphreys-Davidson (fig. 6, fig. 7).

### 2.3.2 Paramètres fondamentaux

#### 2.3.2.1 Paramètres déduits par l'observation

P Cygni apparaît actuellement comme une supergéante B classique montrant une activité photométrique mineure (0.1-0.2 mag) mais commune dans ce type spectral. Cependant, sa vitesse terminale est environ cinq fois plus faible, avec une accélération plus progressive (paramètre  $\beta > 2$ ) tandis que la perte de masse est cinq fois plus importante (Lamers, 1986).

La quasi-totalité des paramètres fondamentaux a été étudiée par Lamers, et ceux-ci sont donnés dans le tableau suivant.

Distance (kpc)	$1.8 \pm 0.1^{(1)}$ $2.31 \pm 0.03^{(5)}$
Temp. Effective (K)	$19300 \pm 2000^{(1)}$ puis $\pm 700^{(6)}$
Rayon stellaire ( $R_{\odot}$ )	$76 \pm 14^{(1)}$ puis $\pm 8^{(6)}$
Mag. absolue	$-8 \pm 0.3^{(1)}$
Mag. Bolométrique	$-9.9 \pm 0.8^{(1)}$
Luminosité	$5.86 \pm 0.3^{(1)}$ puis $\pm 0.1^{(6)}$
Masse	$30 \pm 10^{(6)}$
Perte de masse ( $M_{\odot}/\text{an}$ )	$3.6 \cdot 10^{-5}^{(2)}$
Vitesse terminale (km/s)	$206^{(1)}$ $185^{(2)}$
Coefficient $\beta$	$4^{(7)}$ puis $2.5^{(2,8)}$
Ve.sini (km/s)	$40^{(4)}$
Enrichissement He/H	$0.4^{(2)}$

(1) Lamers, 1983, (2) Najarro, 1997, (3) Lamers, 1986, (4) Markova, 1997 (5) Turner, 1999, (6) Lamers, 1992, (7) Najarro, 1995, (8) Lamers, 1996

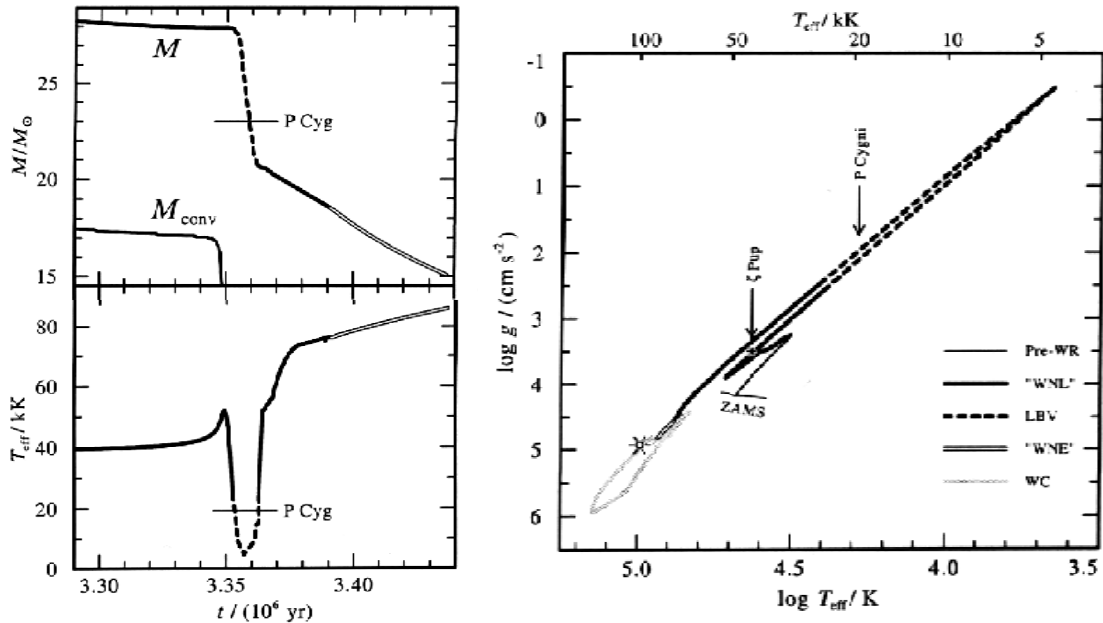


Figure 6. Position de P Cygni dans le modèle évolutif d'une étoile de  $60 M_{\odot}$  de Langer et al (1997).

## II. Observation de P Cygni en HRA

Toute la difficulté réside dans la détermination de sa masse et la précision avec laquelle on peut placer l'étoile dans le diagramme HR. Sa masse actuelle est évaluée, par des méthodes photométriques et spectroscopiques, à  $30 \pm 10 M_{\odot}$  (Lamers, 1983b), puis une étude plus détaillée donne  $25 \pm 8$  (Lamers, De Groot, 1992). Dans le contexte évolutif, la masse initiale de P Cyg a d'abord été évaluée à  $55-60 M_{\odot}$  puis  $48 \pm 6 M_{\odot}$  (références dans Lamers, 1983a,b). Cette différence entre masse évaluée par les diagrammes évolutionnaires et les simulations des vents est universel pour les étoiles massive et sujet à une grande recherche.

Comme P Cygni commence à présenter des anomalies d'abondance s'approchant d'une WN, Lamers (1983a) en déduit que celle-ci est sortie récemment du stade de supergéante rouge pour se diriger vers le stade Wolf-Rayet (fig. 6, fig 7). Cependant, pour une étoile à ce stade, le cœur a atteint une masse d'au minimum  $26 M_{\odot}$ , ce qui donne une limite inférieure difficile à franchir.

Cette conclusion s'oppose à l'étude observationnelle et théorique du vent de P Cygni conduite par Pauldrach et Puls donnant une très faible gravité ( $\log g \sim -2$ ) seulement compatible avec une masse de l'ordre de  $23 \pm 2 M_{\odot}$ .

La polémique rebondit en août 1999, quand Turner et al (1999) révisé la distance de l'amas auquel appartiendrait P Cygni. Cette réévaluation à une distance de 2.31 kpc (au lieu de 1.8 kpc depuis Lamers, 1983) implique une masse beaucoup plus faible évaluée à  $22-25 M_{\odot}$ . Pour ajouter à la confusion, les modèles d'atmosphères sphériques les plus récents apportent une augmentation substantielle de la gravité et donc de la masse, réduisant l'écart entre "masse évolutive" et "masse atmosphérique". Le débat est loin d'être clos.

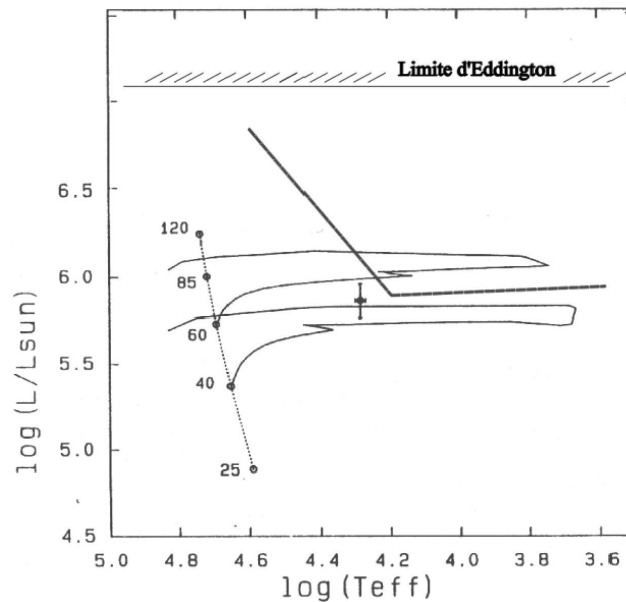


Figure 7. Position de P Cygni dans le diagramme de Hertzsprung-Russell. J'ai placé la limite d'Eddington (basée sur l'opacité due à la diffusion électronique uniquement), ainsi que la limite observationnelle de Humphrey Davidson au-delà de laquelle aucune étoile n'est actuellement observée.

### 2.3.2.2 Paramètres contraints par les modèles

Le modèle de Najarro et al (1997) du vent de P Cygni, développé à partir du code de J. Hillier (1987a) est le plus récent et le plus complet.

Les conclusions de la comparaison des modèles avec des spectres optiques et infrarouges (ISO) sont les suivantes:

## II. Observation de P Cygni en HRA

- Le vent de P Cygni est très dense ( $\dot{M} \sim 3.6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ )
- Le vent n'est pas totalement ionisé, mais recombine dans les régions extérieures (équilibre HII/II atteint à environ  $300 R_*$ , soit 120 mas).
- La région de recombinaison est très sensible à toute variation du flux Lyman et Balmer, ainsi qu'à une variation du taux de perte de masse,
- L'abondance d'hélium ( $\text{He}/\text{H} \sim 0.4$  en nombre) indique que l'étoile est évoluée, et brûle un cœur d'hélium.

### 2.3.3 Activité temporelle

P Cygni est une étoile extrêmement active. Cette activité se manifeste à toutes les échelles temporelles, et la multiplicité des phénomènes observés en rend très difficile l'interprétation : suivi photométrique UBVR, variations de largeurs équivalentes et des profils des raies, polarisation ...

Je vais distinguer par la suite de manière formelle plusieurs types d'activités par une approche purement phénoménologique :

- Une modification lente à l'échelle humaine et supposée non-périodique, révélatrice de l'évolution irréversible de l'étoile vers le stade WR. Elle touche les fondamentaux de l'étoile tels la température effective ou la magnitude, mais est difficile à isoler à petite échelle temporelle, car masquée par l'activité plus rapide.
- Une activité à l'échelle de l'année (100-700 jours, Markova, 2000). Le terme *activité* implique *récence* du phénomène et souvent recherche d'une possible *périodicité*. A cette échelle, cette recherche s'avère souvent difficile faute d'un volume d'observations homogènes suffisant. Toutefois, pour P Cygni de telles mesures sont amplement disponibles et aucune périodicité claire n'apparaît pouvant être reliée à la récence stricte de processus éruptifs comme l'émission de *coquilles* ou de *clumps* (Lamers, 1985 ; van Gent, 1986).
- Une activité à des échelles plus courtes ( $\sim 15$ -100 jours, Markova, 2000). Cette activité à court terme pourrait être reliée à la rotation de l'astre. Comme pour les WR, aucune raie photosphérique suffisamment pure ne permet de déterminer cette rotation cependant une grossière estimation du  $V_{\text{e.sini}}$ , entre 35 et 75 km/s (40 km/s, Markova 1997), et le rayon de  $76 R_{\odot}$ , implique une période de rotation maximum d'environ 50-110 jours ( $P[j] = 50.6 R[R_{\odot}]/V[\text{km/s}]$ ). Ce nombre est aussi compatible avec l'échelle caractéristique d'environ 28 jours qui caractérise potentiellement des pulsations non-radiales dans les supergéantes (van Gent, 1986). A ce jour, aucune périodicité n'a été détectée à cette échelle, mais une détection marginale pour une période de 40 jours (avec harmoniques) semble prometteuse (Percy, 1996).

P Cygni est une source intrinsèquement polarisée et qui montre une variation importante du taux et de la direction de polarisation (Taylor, 1991). Ces importantes variations d'une nuit à l'autre suggèrent que la polarisation est issue de régions localisées et proches de l'étoile (voir plus loin).

P Cygni fut une des premières radiosources thermiques détectées (Wenker, Baars et Altenhoff, 1973). Cette radiosource s'est révélée étonnamment variable sur une échelle de temps très courte d'un mois, voire moins (Abott, 1981, van den Oord, 1985). Cette variabilité est aussi attribuée aux inhomogénéités, par l'intermédiaire des processus d'émission des radiations libre-libre très dépendants de la densité électronique.



## II. Observation de P Cygni en HRA

Un fait est incontournable : P Cygni continue d'éjecter de la matière à un rythme soutenu et de manière erratique. Durant les années 80, les observateurs se sont évertués à contraindre cette activité qui a été modélisée par Lamers comme l'éjection récurrente de coquilles de matière. Cette modélisation présuppose une symétrie sphérique, et Lamers lui-même laissait amplement ouverte la possibilité d'une éjection localisée sur l'étoile, donnant naissance à un grumeau de matière<sup>6</sup>. L'information provient alors exclusivement de données spectroscopiques et photométriques, et n'autorise pas une telle différenciation.

La différence entre éjection localisée et/ou générale revêt une certaine importance car elle précise et contraint le mécanisme d'éjection à l'œuvre. Signalons toutefois que la question n'en est pas forcément tranchée. A titre d'exemple, l'action d'un champ magnétique peut se manifester à grande échelle (dipôle), ou être très localisée (reconnection de lignes de forces) ; de même l'action de pulsations non-radiales, généralement à grande échelle, pourrait donner naissance à des manifestations très locales par le battement entre certaines fréquences.

### 2.3.4 Imagerie de la nébuleuse

La nébuleuse entourant P Cygni est singulièrement absente de ce tableau. La nébuleuse est très faible et semble peu massive. Faute de pouvoir retrouver les reliquats des éruptions du XVII<sup>ème</sup> siècle, la masse éjectée et le taux de perte de masse durant la phase éruptive restent très incertains.

Dès 1956, alors que des nébuleuses avaient été détectées autour « d'étoiles P Cygni », les recherches autour de P Cygni se soldaient toujours par un échec, malgré la donnée historique de l'éruption (Voir Feibelman, 1995). Beals en 1939, avec comme paramètres  $t=350$ ans,  $d=1200$ pc, et  $V\sim 200$ km/s, prédisait une mince coquille de 12,5 secondes d'arc. Les tentatives se heurtaient à la magnitude de l'astre et à la faiblesse relative de l'émission nébulaire.

La première mise en évidence par l'imagerie de l'existence d'une nébuleuse a été apportée par le travail de Leitherer et Zickgraph (1987), mais la réalité d'une telle détection a par la suite été contestée par Wolf (1992). L'observation consistait en une longue exposition sur un CCD avec l'utilisation de filtres centrés respectivement sur  $H\alpha$ , son continu proche, la raie interdite [NII], et la comparaison avec une étoile de référence (55 Cygni). Un écart à la distribution du point source est visible dans les observation en  $H\alpha$  et [NII] $\lambda 6584$ , sur un champ d'environ 4", et attribué par les auteurs à la présence de la nébuleuse. L'existence de la nébuleuse est confirmée en 1992 par des observations en longue fente de raies interdites telles [NII] $\lambda 6584$  et [NII] $\lambda 6667$  à 9" de l'étoile centrale (Johnson, 1992).

Une première coquille est mise en évidence par Barlow et al (1994) ( $H\alpha$ , [NII] $\lambda 6584$ , [NII] $\lambda 6667$ ) avec des mesures longues fentes et des images coronagraphiques obtenues aux télescopes Isaac Newton et William Hershell puis confirmée par les observations du coronographe du STScI en [NII] $\lambda 6584$  (Nota et al, 1995) et par les mesures radios de Skinner et al (1998). Les observations optiques ont été confrontées au rapport de flux défavorable avec la source centrale. Les images ont été prises grâce à l'utilisation d'un masque coronagraphique circulaire de 4.8" pour le STScI, et de 4.3" par Barlow; et avec des masques supplémentaires (orientés N-S et E-O) pour éliminer les artefacts de diffractions dus essentiellement aux araignées des télescopes supportant le miroir secondaire. Les mesures révèlent une coquille de diamètre moyen 11.3" présentant un aspect très inhomogène. Dans tous les cas, le nord de la nébuleuse est plus intense, et la taille des grumeaux est d'environ 1" à 2" (0.022 pc,  $D=1.8$  kpc). Les deux raies interdites montrent des vitesses radiales de 140km/s et 110 km/s respectivement, la différence étant attribué à deux sources différentes, d'une part un vent

---

<sup>6</sup> Il faut noter que tant en anglais qu'en français, le vocabulaire est très riche et souvent vague, citons en anglais *clump*, *blob*, *puff*, *knot*... et en français *grumeau*, *inhomogénéité*, ...

## II. Observation de P Cygni en HRA

ambient rapide et des inhomogénéités plus denses et lentes subissant un choc. L'âge dynamique d'une telle coquille est évalué à environ 800 ans.

A plus grande échelle, une coquille de 1.6' d'arc de diamètre est observable en H $\alpha$  et en radio (Meaburn et al, 1996, 1999, 2000; Skinner et al, 1998). La quantité de matière est très importante et suppose une manifestation éruptive de grande ampleur il y a environ 2000 ans (très supérieure en perte de masse à l'éruption du XVIIème).

Enfin, une structure de grande ampleur 7' (3.7 pc!) a été mise en évidence par le coronographe MOMI (O'Connor et al, 1998) puis l'association d'un tel objet avec P Cygni a été prouvée par Mearburn et al (1999, 2000) à partir d'une analyse en vitesse radiale en H $\alpha$ . Là encore, la contrepartie radio est détectable dans les mesures de Baars et Wendker (1987) et Skinner (1998). L'âge dynamique d'une telle structure, 20000 ans au moins, ne peut que se situer avant le début du stade évolutif LBV.

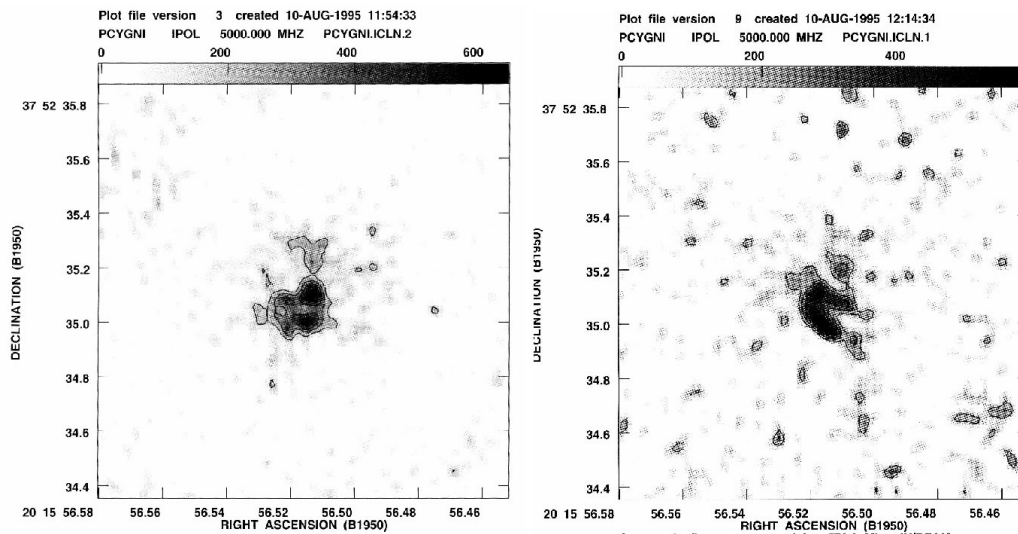


Figure 8. Observation du proche environnement de P Cygni par interférométrie radio à 6 cm à très longue base (réseau MERLIN, Skinner 1997). Les deux images, couvrant environ 1'' avec une résolution de 50 mas, ont été prises à environ 40 jours d'intervalle. On constate les grands changements intervenus tant sur l'intensité que la morphologie de la nébuleuse.

Pour la plupart des images considérées ici, le temps d'évolution des structures est bien au-delà d'une vie humaine. Cependant, la détection d'une telle variabilité aux plus grandes résolutions spatiales est envisageable comme le montre les observations en radio.

L'interférométrie radio à longue base a grandement contribué à contraindre le vent de P Cygni, et ce, autant à grande échelle qu'à grande résolution spatiale. La source fut pour la première fois résolue par White et Becker en 1982. L'émission provient du continu libre-libre intense à la surface de la photosphère radio évaluée à 0.1 seconde d'arc à 6 cm (Wright et Barlow, 1975).

Les observations avec le réseau MERLIN à 250 km de base (Skinner 1997, 1998) ont permis de révéler le proche environnement de l'étoile avec une résolution spatiale de 50 mas à la longueur d'onde de 6 cm. Les images présentent un environnement extrêmement complexe. Le fait saillant de ces observations est la remarquable variabilité observée à cette échelle sur une durée de 1 mois. Cette variabilité, liée au temps de recombinaison des structures implique des densités environ 4 fois supérieures au régime de vent des modèles. Récemment Exter et al (2000) ont reporté une variabilité encore plus impressionnante d'un jour à l'autre ce qui suggère des surdensités locales d'un facteur 160 par rapport au vent ambiant. Cependant

## II. Observation de P Cygni en HRA

l'absence totale de corrélation d'un jour à l'autre, et la faiblesse du flux détecté laisse planer un doute sur la réalité des structures observées. L'émission reçue par un interféromètre dépend de la taille des structures et de sa résolution spatiale, et dans le cas de MERLIN, l'émission de P Cygni à la résolution de 60 mas est à la limite de sensibilité instrumentale.

### 2.3.5 Apport de la polarisation

P Cygni a été très observée en spectropolarimétrie en raison de son statut particulier, et de la variabilité de son taux de polarisation. Je vais me référer à deux articles majeurs et à leurs références, d'une part l'article de Hayes en 1985, puis l'article de Taylor en 1991 (complétés par Nordsieck, 2000).

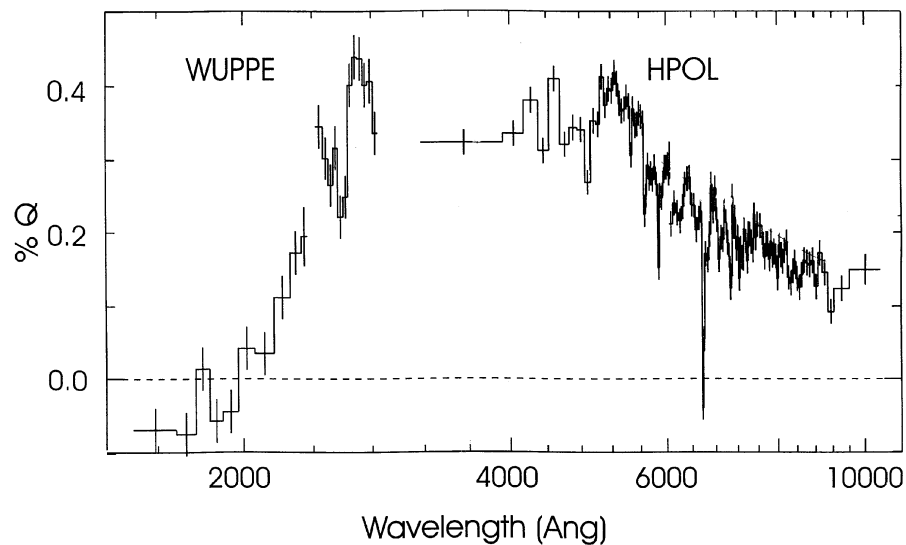


Figure 9. Polarisation intrinsèque de P Cygni (Taylor 1991). La polarisation est quasi constante entre 3400 et 5200 A, pour décroître vers l'UV et l'IR. La correction de la polarisation interstellaire dans l'ultraviolet est imparfaite avec la loi de Serkowski classique.

Que sait-on de son comportement polarisé?

- Une polarisation interstellaire importante, comme toute étoile chaude dans cette région galactique,
- Une polarisation intrinsèque du continu importante et variable. Pour P Cygni, les variations détectées par Taylor et al (1991) peuvent atteindre 0.13% et 2.5° sur une journée, indication de la proximité et de la petite taille de la source polarisante par rapport à l'étoile. La détection d'une variation de polarisation à une telle échelle temporelle et un tel degré montrent à quel degré l'émission de matière est inhomogène et chaotique pour cette étoile.
- Le caractère totalement aléatoire de la polarisation (forte, cf. fig. 9) de P Cygni conduit à penser que la SEULE source de polarisation sont des surdensités locales émises continuellement par l'étoile, et qu'il n'existe pas de structure dissymétrique à grande échelle responsable d'une composante de polarisation constante.
- Pas de saut de Balmer, ni de Paschen prononcés (fig. 9), donc pas de contribution lié-libre dans le domaine de polarisation, contrairement aux observations sur les Be classiques
- Une dépolarisation importante dans les raies, proportionnelle à l'intensité de la raie. Cette dépolarisation est due à la dilution du flux polarisé interstellaire, et il est démontré que les raies H $\alpha$ - $\delta$ , HeI ( $\lambda$ 5015, 5876, 6678) ne sont pas polarisées intrinsèquement (Nordsieck, 2000).

## II. Observation de P Cygni en HRA

- Une dépolarisation importante dans les raies, proportionnelle à l'intensité de la raie. Cette dépolarisation est due à la dilution du flux polarisé interstellaire, et il est démontré que les raies H $\alpha$ - $\delta$ , HeI ( $\lambda$ 5015, 5876, 6678) ne sont pas polarisées intrinsèquement (Nordsieck, 2000).

Que nous apprennent les trois points d'observation cités précédemment?

1. Les clumps, même les plus denses sont totalement ionisés (absence de saut de Balmer), ce qui contraint fortement le rapport de densité maximale du clump par rapport au vent ambiant. La fraction d'hydrogène neutre par rapport à l'hydrogène ionisé est inférieure à  $5.10^{-4}$  dans la région de formation. Si on définit cette limite, la surdensité maximale correspondante d'un clump par rapport au vent est d'environ 200 (basée sur une estimation de la densité locale d'électrons diffuseurs).
2. On peut, du rapport d'opacité entre la diffusion de Thomson et l'opacité libre-libre, déduire la densité électronique du clump et donc avoir un ordre de grandeur de sa taille en regard de la polarisation induite. Les clumps sont denses et ont une taille inférieure à  $0.1 R_*$ .
3. Les contributions dans une raie émissives proviennent du continu et du vent. Si l'émission du clump est dominante, l'absorption du continu est non-négligeable et dépendante de la surdensité du clump par rapport au vent. Si on effectue une interpolation de toutes les raies en émission où une dépolarisation est observée, on peut en déduire la polarisation intrinsèque ainsi que la surdensité du clump.

Il est indéniable que les observations polarimétriques nous donnent les données les plus fiables et les plus quantitatives sur la nature des émissions de P Cygni. Dans le paragraphe qui suit, je traite de l'apport d'information qui provient d'autres techniques qui nous éclairent sur la nature de ces clumps.

### 2.3.6 Nature des inhomogénéités

Lorsque plusieurs techniques observationnelles parlent de grumeaux, ou d'inhomogénéités, il n'est absolument pas certain que l'on parle des mêmes phénomènes. A titre d'exemple, les clumps observés par polarimétrie sont des structures observées dans les 2 premiers rayons stellaires, et les clumps reportés par les observations du HST couvrent une seconde d'arc à plus de 5 secondes d'arc de l'étoile. En effet, plus on s'éloigne de l'étoile, plus on observe des éjections émises dans un état antérieur de son évolution. Habituellement, cela a peu d'importance à courte distance de l'étoile, mais dans le cas du stage LBV court et complexe, il n'est pas certain que le mécanisme d'éjection est identique sur une période de  $10^4$ - $10^5$  ans.

L'étude spectroscopique par Lamers (1985) des "coquilles" de matière émises a permis de contraindre leur masse à environ  $10^{-5} M_{\odot}$ , masse du même ordre de grandeur que la masse éjectée par l'étoile en une année! Il ne faut cependant pas oublier le biais supposé des mesures en UV qui ne serait sensible qu'aux fortes densités. Cela expliquerait à la fois la faible accélération des structures et leur temps de récurrence assez long (de l'ordre de l'année ou plus). Cette masse coïncide avec celles des structures observées par Barlow, Nota et Meaburn à environ  $11''$  de l'étoile (fig. 10). Le diamètre caractéristique d'une telle inhomogénéité à cette échelle est de  $7.4.10^5 R_*$  ( $0.022pc$ ) soit environ 2500 fois la taille maximum des structures observées proche de l'étoile, pour une distance multipliée par 60 environ.

Peut-on supposer que ces structures sont la conséquence de l'expansion de petites structures éjectées depuis la photosphère, ou bien qu'un processus classique de collision de vent interstellaire peut recréer la majeure partie des inhomogénéités visibles (Vishniac et al, 1994, Garcia-Segura et al (1996a, 1996b)? Dans l'hypothèse où cette structure provient de la photosphère, on peut appliquer le même coefficient de dilatation en prenant comme base un

## II. Observation de P Cygni en HRA

clump de  $300 R_*$  de diamètre à  $500 R_*$  de l'étoile, taille maximum compte-tenu des observations (voir plus loin), sa taille serait d'environ 1% du rayon stellaire lors de son émission à la photosphère.

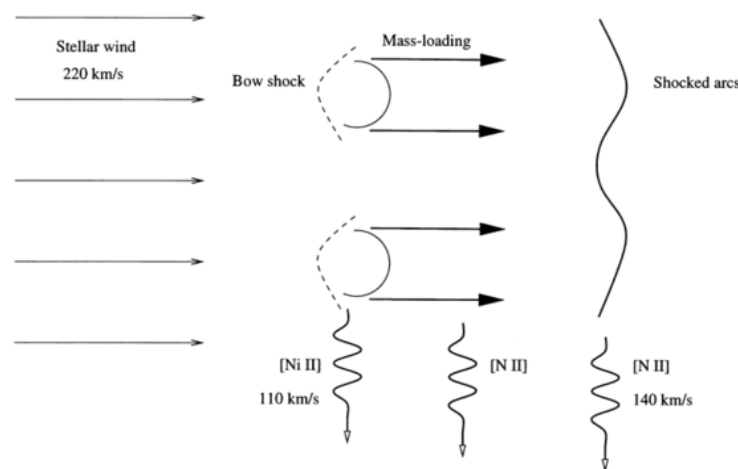


Figure 10. Schéma illustratif tiré de Meaburn et al (2000), qui illustre les conclusions des observations de Barlow et al (1994), Meaburn et al (1996, 1999, 2000). On peut se poser la question la raison de la plus faible vitesse des clumps: plus basse accélération dans le vent ou mécanisme de ralentissement? Le clump détecté en interférométrie optique par Vakili et al (1997) allait à une vitesse proche de la vitesse terminale, ce qui ne s'inscrit pas dans ce schéma. La question reste entière, et dépend de la nature et de l'évolution de ces structures.

Quoi qu'il en soit, les faits incitent à penser que l'éjection est d'une part **très localisée**, et que les éjectats sont **extrêmement denses**:

- Les structures proches sont suffisamment inhomogènes pour provoquer une grande polarisation résiduelle (ce qui ne peut-être expliqué par une structure en coquille), et localisées car cette polarisation est très variable (Taylor, 1991). La taille de telles structures est inférieure à 10% du rayon stellaire et la surdensité d'un rapport entre 4 et 200 à l'éjection (Nordsieck 2000).
- L'émission des raies interdites montre des conditions locales de température et de pression qui ne sont pas compatibles avec les modèles d'un vent homogène (Barlow et al, 1994, fig.10). Mieux encore, Israelian et De Groot ont montré la coexistence de fortes densités électroniques ( $N_e \sim 5 \cdot 10^9 / \text{cm}^3$ ) loin dans le vent ( $R > 300 R_*$  pour l'émission du [FeII]) avec celle bien inférieure ( $N_e \sim 1 \cdot 10^6 / \text{cm}^3$ ) dans des régions proches ( $< 200 R_*$ ). Il en déduit un facteur de remplissage  $f$  de l'ordre de  $1.4 \cdot 10^{-4}$ ! (Israelian, 1995, 1996). Il faut néanmoins être prudent, car le vent recombine loin de l'étoile (Najarro 1997) ce qui complique singulièrement la modélisation de telles émissions.
- La structure observée par l'interféromètre optique GI2T (Vakili et al, 1997), très localisée spatialement devait avoir une luminosité comparable à celle de l'étoile pour être observable. De même, tout porte à croire que l'extrême variabilité dans le domaine radio est due à un temps de recombinaison très court, associée aux structures non-résolues observées par Skinner et al. (fig. 8).

On le voit, toutes ces observations brossent un tableau confus où les résolutions spatiales sont trop hétérogènes pour apporter des réponses claires aux questions suivantes:

- quel est le mécanisme d'émission des grumeaux du vent: recombinaison liée au flux ultraviolet de P Cygni, effet d'une collision vent/grumeaux...
- quelle est la durée de vie de ces structures?,

## II. Observation de P Cygni en HRA

- ces dernières proviennent-elles d'éjections de matière qui ont gardé leur cohérence depuis leur émission ou sont-elles recrées par une interaction du vent avec lui-même ou une étape antérieure de l'évolution de l'étoile?

Je ne vais pas faire une revue ici des multiples processus invoqués dans pour expliquer le phénomène éruptif de P Cygni et des LBV en général. Veuillez vous référer pour cela à la revue de Najarro (1995). Bien sur, en toile de fond, revient le problème de l'instabilité intrinsèque des vents radiatifs (Owocki, 1998), et le rôle des effets d'opacité, des pulsations non-radiales et du champ magnétique comme initiateur de l'éjection. Pour P Cygni cependant, le caractère erratique de l'éjection rend la recherche d'une connexion avec la période de rotation problématique.

La variabilité temporelle des structures observées est une des clés pour contraindre la nature du mécanisme émissif et l'hydrodynamique.

### 2.3.7 Mécanismes de variabilité en imagerie

Dans cette section, je vais discuter de la variabilité de P Cygni en tant que moyen pour contraindre les paramètres physiques de son environnement. Dans la première partie, je traite de la vitesse et l'accélération du vent et des structures inhomogènes. Dans la seconde, je traiterai particulièrement de la variabilité attendues dans le domaine radio du fait du temps de recombinaison. Ce dernier point est particulièrement polémique, car les variabilités observées et théoriques sont loin d'être en accord. Dans le troisième point, j'évoquerais succinctement le mécanisme d'interaction vent-vent. La constante de temps d'un tel phénomène et son échelle spatiale rendent hypothétique la détection d'une variabilité à l'échelle de plusieurs années.

#### 2.3.7.1 Déplacement des structures

Nous allons nous intéresser particulièrement à la variabilité induite par le déplacement des structures visible car il concerne plus particulièrement l'optique. En effet, en optique, le temps caractéristique de déplacement est inférieur au temps de recombinaison.

Si on se place dans le modèle de Drew (1985), on suppose une loi  $\beta$  d'accélération du vent de la forme:

$$v(r) = v_0 + (v_\infty - v_0)(1 - R_*/r)^\beta$$

Les paramètres utilisés sont  $\beta=4$ ,  $v_0 = 15\text{km/s}$ ,  $v_\infty = 300\text{km/s}$ .

La vitesse terminale est atteinte à 50 rayons stellaires (10 mas).

Le modèle Najarro et al (1997) utilise une loi adaptée pour converger vers la solution hydrodynamique vers la photosphère (Pauldrach et al 1994) tandis qu'elle se comporte comme une loi  $\beta$  classique aux environs du point sonique. Les meilleurs paramètres sont  $v_\infty = 185\text{km/s}$  et  $\beta=4$  dans le domaine optique. Une étude ultérieure dans l'infrarouge moyen converge vers une accélération plus sensible avec  $\beta=2.5$  (Lamers et al, 1996). La vitesse terminale est atteinte alors à partir 10 rayons stellaires (fig. 11).

A partir de ces modèles, on obtient les temps caractéristiques de déplacement pour ce que l'on peut définir comme le "vent moyen". Les lois de vitesse attribuées aux structures inhomogènes, notamment par la détection de composantes en absorption dans l'ultraviolet par Lamers (1983), et l'optique par van Gent et Lamers (1985) sont beaucoup plus progressives que celles déduites par modélisation.

## II. Observation de P Cygni en HRA

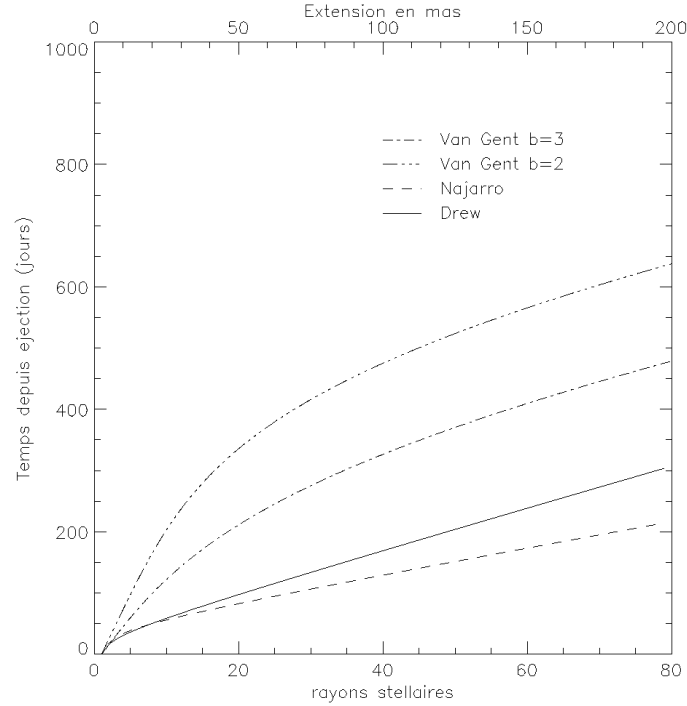


Figure 11. Différentes lois de vitesse déduites par modélisation (Najarro 1997, Drew 1985) ou l'observation en ultraviolet (Van Gent et al, 1986). Les accélérations les plus rapides proviennent de modèles (vent homogène), tandis que les plus lentes sont liées aux éjections des clumps (observés par spectroscopie en ultraviolet).

### 2.3.7.2 Variabilité intrinsèque

Comme une grande part de notre connaissance du vent de P Cygni provient des mesures radio, et que la grande variabilité temporelle observée dans ce domaine spectral pour P Cygni semble intimement lié à son inhomogénéité intrinsèque, il est utile de rappeler les mécanismes de cette variabilité. A l'échelle d'observation des interféromètres radio (de 60 mas à 1' d'arc de résolution spatiale), la variabilité induite par le déplacement des structures ne peut être détectée sur une période de moins d'un an. Or depuis très longtemps, il est avéré que P Cygni varie en flux radio sur une période de quelque mois à moins d'un mois (van den Oord 1985, Skinner 1997), voire même quelques jours (Exter, 2000)!

Le temps de recombinaison en années pour des atomes d'hydrogène peut être mis sous la forme:

$$t_{rec} = \frac{1}{n_e \alpha} = 1.10^5 / n_e$$

où  $\alpha$  est le taux de recombinaison de l'atome d'hydrogène, temps calculé en fonction des paramètres de P Cygni, et pour la longueur d'onde de 6 cm (Skinner 1997).

Le refroidissement du clump est lent tant que l'épaisseur optique des raies correspondant grossièrement à la taille du clump est grande.

Il est nécessaire de préciser qu'il existe de grandes divergences entre les modèles radio (Wright & Barlow 1975, White 1982) et ceux basés sur les données optiques. Cette différence est très similaire aux différences de taux de pertes de masses obtenus par données radio et optiques pour les WR et qui ont été résolus par la présence incontournables du clumping (Moffat et Robert).

## II. Observation de P Cygni en HRA

Ainsi, les données radio, très sensibles au clumping, montrent des températures de brillances très élevées loin de l'étoile (15000 K à 100 mas de la source) alors que les modèles "optiques" (Drew 1985, Najarro, 1997) basés sur un vent homogène présentent des températures inférieures à 10000K vers 20 mas (100 R<sub>\*</sub>).

### 2.3.7.3 Rencontre avec du matériel préexistant.

Le moteur de la structuration nébulaire est la rencontre vent-vent, la plupart du temps lorsque qu'un vent rapide rejoint un vent plus lent et qu'une fragmentation à grande échelle opère poussée par les instabilités de Rayleigh-Taylor ou de Vishniac (1994).

Cependant, pour les étoiles massives la violence de l'éjection, et/ou l'instabilité intrinsèque du vent radiatif conduit à une situation qui dans le détail peut se révéler très complexe ( $\eta$  Car est l'exemple le plus frappant, voir Langer, 1999) .

Garcia-Segura et Mac-Low (1995a,b, 1996), ont modélisé à partir du code évolutif de Langer (1994) pour des masses de 35 et 60 M<sub>⊙</sub>, la nébuleuse issues de l'interaction des vents.

Prenons comme exemple jeune nébuleuse Wolf-Rayet M1-67 (fig. 3). Le vent apparaît fragmenté à toutes les échelles, et d'étonnantes structures de grumeaux environnés d'une zone quasi vide met en lumière cette interaction entre le vent d'une WR et d'une LBV (Grosdidier, 1998). Dans ce cadre des simulation de Garcia-Segura et al., *les clumps ne deviennent vraiment visible qu'aux stades ultérieurs à la LBV*, et sont une conséquence directe de l'interaction du vent rapide WR avec le vent LBV. Un tel processus n'est pas supposé à l'œuvre pour les éjectats de la LBV, en expansion libre dans la coquille vide balayée par le vent de l'étoile O. Reste l'hypothèse d'une interaction du vent LBV avec ses propres éjectats.

Une des simplifications majeures de ces codes est du supposer une émission homogène de matière. L'étape de fragmentation, générée par un bruit injecté à la simulation de l'ordre de 1% n'intervient que dans les stades finaux de l'évolution nébulaire.

Les observations à haute résolution spatiale et spectrale révèlent pour P Cygni une éjection très inhomogène *à la base même* du vent. Là se situe certainement la limite de la modélisation telle que conduite jusqu'à maintenant.

Je vais maintenant décrire les observations en optique adaptatives qui ont été conduites au cours de cette thèse. L'optique adaptative permet avec un télescope de 1.5 m d'atteindre une résolution comparable à celle du réseau MERLIN (après déconvolution). Un des grands avantage de l'optique est qu'il n'est théoriquement pas sujet à la rapide variabilité rencontrée dans le domaine radio. D'une part, cela permet une comparaison objective des résultats avec des données plus ancienne, d'autre part cela permet d'identifier clairement les structures et permet d'envisager un suivi temporel de leur déplacement. Ces considérations seront développées dans la partie suivante.

## 2.4 L'observation de P Cyg au télescope de 152cm de l'OHP

L'objet de ce travail de thèse a été la réduction d'une des toutes premières observations de l'environnement de P Cygni avec une optique adaptative de qualité, menée par Farrokh Vakili en octobre 1997 à l'observatoire de Haute Provence.

Il faut rappeler le caractère assez exceptionnel des conditions d'observation. Afin de mener sur le ciel des tests pour plusieurs expériences récentes, le Banc d'Optique Adaptative (BOA) de l'ONERA a été conduit au télescope. Était situé sur la voie infrarouge, le Coronographe Interférentiel Achromatique (Baudoz, 2000), et sur la voie optique, l'expérience de Coronographe par Tavelures Noires (Boccaletti, 1998).

Comme test préliminaire à la bonne marche de l'ensemble, il a été décidé de pointer P Cygni avec un filtre H $\alpha$ , en ôtant le masque coronagraphique nécessaire à l'expérience de tavelures noires. Les conditions de stabilité atmosphériques rares qui prévalaient ce jour là aidant, les



## II. Observation de P Cygni en HRA

premières images qui apparurent convainquirent Farrokh Vakili que P Cygni était résolue en H $\alpha$  par comparaison avec toutes autres étoiles observées cette même nuit.

En raison de difficultés techniques, un aller-retour constant entre P Cygni et une étoile non-résolue était inenvisageable, et l'étoile de référence, 59 Cygni a été observée 53 minutes plus tard. Précisons que de telles conditions atmosphériques exceptionnelles ne se représentèrent plus de toute la mission. Après un rappel succinct de quelques notions sur la formation d'image, je vais décrire l'expérience, le traitement puis l'analyse des données qui a fait l'objet d'un article parus dans "Astronomy&Astrophysics Sup. Ser" (Chesneau et al, 2000). Pour le traitement des données, j'ai bénéficié de l'expertise de Francois Charbonnier en ce qui concerne les abondants fichiers de paramètres fournis par BOA, et pour le prétraitement des fichiers photoniques de l'aide de Lyu Abe. La grande expérience du groupe de l'université de Nice, Muriel Roche, Henri Lanteri et Claude Aime, en matière de déconvolution d'images a été déterminante pour évaluer et quantifier la qualité des données recueillies. Je complète l'article par des considérations astrophysiques plus conjecturales qui ont été longuement discutées lors de ma participation au workshop P Cygni 2000 qui a eu lieu à Armagh en août 2000. Enfin, je décris un programme d'observation pour le court et moyen terme qui fait suite aux perspectives ouvertes par cet article.

### 2.4.1 Rappels théoriques sur la formation des images astronomiques

Le signal astronomique original  $O(\vec{x}, \lambda, t)$  est une distribution d'intensité dépendant des coordonnées  $\alpha$  et  $\delta$  sur le ciel (vecteur  $\vec{x}$ ). Il a été *convolué* (symbole  $*$ ) par la réponse instrumentale et atmosphérique  $T(\vec{x}, \lambda, t)$ , auquel s'ajoute le bruit  $B(\vec{x}, t)$  de l'instrumentation et au caractère statistique de la collecte des photons (bruit poissonnien<sup>7</sup>).

La grandeur physique caractérisant l'image est l'intensité enregistrée sur le détecteur qui prend la forme suivante<sup>8</sup>(pour une longueur d'onde fixée et un objet considéré stationnaire):

$$I(\vec{x}, t) = [O(\vec{x}) * T(\vec{x}, t)] + B(\vec{x}, t) \quad (1)$$

T est la réponse impulsionnelle du système d'observation, appelée aussi Fonction d'étalement de point (FEP), ou par la dénomination internationale Point Spread Function (PSF).

Dans l'espace de Fourier, cette relation devient:

$$\tilde{I}(\vec{u}, t) = [\tilde{O}(\vec{u}) \cdot \tilde{T}(\vec{u}, t)] + \tilde{B}(\vec{u}, t) \quad (2)$$

où  $\vec{u}$  est le vecteur fréquence spatiale.

Considérant un télescope parfait de diamètre D hors atmosphère, la fonction de transfert ne dépend que des dimensions de la pupille par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$  de la lumière incidente. En effet, cette pupille limite spatialement les interférences continues des ondelettes selon la construction de Huyghens, et introduit donc une figure de diffraction.

Formellement, cette Fonction de Transfert Optique (FTO)  $\tilde{T}$  s'exprime comme la fonction d'auto-corrélation de l'amplitude sur le support S de la pupille P( $\vec{x}$ ). La FTO agit comme un filtre passe-bas des fréquences spatiales, avec pour fréquence de coupure  $f_c = D/\lambda$ .

$$\tilde{T} = AC[P(\lambda \vec{u})]$$

où AC est l'opérateur d'autocorrélation.

---

<sup>7</sup> Surtout dans le cas à faible flux présenté par une caméra à comptage de photon.

<sup>8</sup> Cette relation n'est vraie que dans l'angle d'isoplanétisme du télescope.

## II. Observation de P Cygni en HRA

Pour un télescope monolithique à pupille circulaire de diamètre  $D$ , la FEP à la longueur d'onde  $\lambda$  est la fameuse tache d'Airy, fonction de Bessel du 1<sup>er</sup> ordre à deux dimensions.

$$T = |2J_1(z)/z|^2$$

avec  $J_1$  la fonction de Bessel du 1<sup>er</sup> ordre, et  $z = \pi \phi D / \lambda$ ,  $\phi$  étant le diamètre angulaire de la source.

Dans le cas général, la résolution spatiale théorique d'un télescope est définie comme la largeur à mi-hauteur du pic central de la tache, et est égale à  $\lambda / D$ .

La résolution spatiale pour un télescope de 1.5 m dans le visible ( $H\alpha$ ) est d'environ environ 110 milliarseconde (mas).

Le rayonnement émis par l'objet situé à des distances astronomiques arrive sous la forme d'une onde (quasi-)plane. La perturbation due à l'atmosphère introduit une agitation et un morcellement de l'image qui sont la conséquence de la variation rapide de l'angle d'arrivée du front d'onde due à ses distorsions spatiales.

Le paramètre de Fried  $r_0$  donne une estimation spatiale de l'état de turbulence de l'atmosphère pour un instant donné. Il représente le diamètre moyen d'un télescope fictif donnant la même résolution qu'un télescope de diamètre infini en présence de turbulence (voir Roddier 1981).

Un télescope de diamètre  $D > r_0$  présentera un nombre ( $D^2/r_0^2$ ) de *tavelures* ou *speckles*,  $r_0$  dépendant de la longueur d'onde (en  $\lambda^{6/5}$ ) et des conditions de turbulences atmosphériques. Ces tavelures d'une durée de vie de l'ordre de quelques millisecondes évoluent sur une surface de 0.5" à 3" d'arc (voire plus) appelée *tache seeing*, ce qui dégrade considérablement la qualité de l'image obtenue avec de longues poses.

Pour résoudre ce problème deux solutions sont possibles:

- Lors d'une courte pose, l'information haute fréquence se conserve en partie dans les tavelures, et peut par un traitement approprié être en partie restituée (Labeyrie, 1970).
- On déforme la fonction de transfert du télescope de manière à *compenser en temps réel* les défauts de front d'onde introduits par l'atmosphère, par un dispositif de mesure et correction du front d'onde: c'est le principe de l'optique adaptative. Pour une description exhaustive de cette technique se reporter au livre de Roddier (1999).

### 2.4.2 Description de l'observation en O.A. de P Cygni

BOA (Banc d'Optique Adaptative) a été développée à l'ONERA et est décrit en détail dans la thèse de C. Dessenne (1998). Munie de 88 actuateurs, et avec une cadence correction de 150 à 1 kHz, cette Optique Adaptative (OA) réponds aux difficiles contraintes d'une correction dans le visible pour un télescope de 1.5m. L'analyse de front d'onde utilise la bande spectrale 0.45-0.6  $\mu\text{m}$  par la méthode de Shack-Hartmann. La correction de tip/tilt (basculement du front d'onde) est découplée des ordres supérieurs. Le nombre de tavelures qu'on est en droit de s'attendre pour une observation sans optique adaptative avec un  $r_0$  de 5 cm est de l'ordre de 900 ( $D^2/r_0^2$ ), ce qui en temps normal exclu toute tentative de pose longue pour une résolution supérieure à 2.5" d'arc ( $r_0/\lambda$ ). Cependant, comme le nombre de degrés de liberté requis pour une bonne correction est de l'ordre de celui du nombre de speckles, la correction dans notre cas ne peut être que partielle.

La FEP est caractérisée par plusieurs paramètres dont le rapport de Strehl qui représente l'écart de la FEP observé par rapport à la FEP sans atmosphère. Il se définit comme le rapport d'intensité des maxima entre la FEP observée et théorique pour une énergie normalisée dans les images. Les rapports de Strehl accessibles avec BOA oscillent entre 10 et 30% à cette

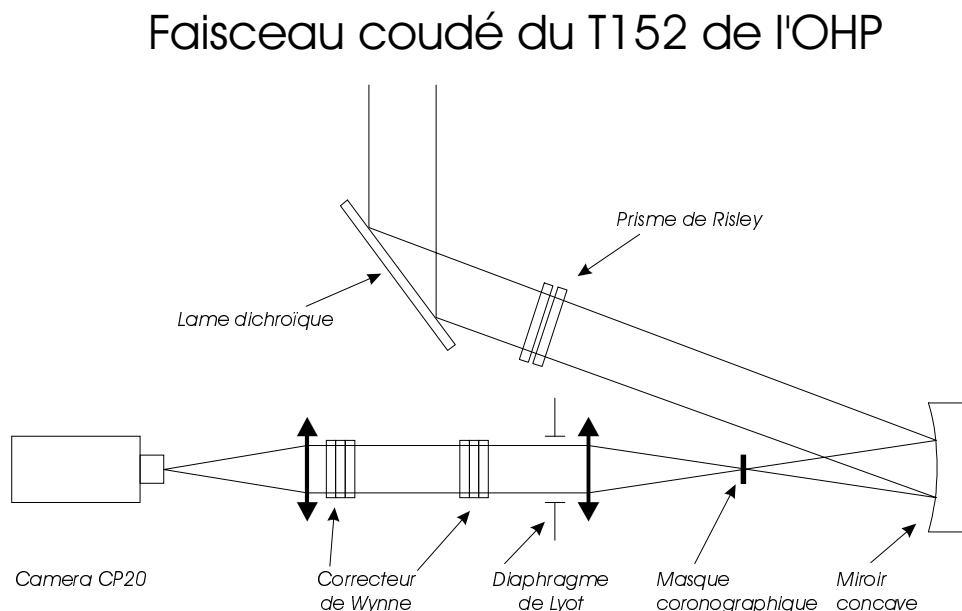
## II. Observation de P Cygni en HRA

longueur d'onde, dépendant des conditions atmosphériques. La FEP se caractérise par un pic d'énergie cohérente qui se superpose à un halo d'énergie incohérente basse fréquence.

Le détecteur est la caméra à comptage de photon CP20 avec des temps de poses de 20 ms. Une caméra à comptage de photons offre la possibilité de sommer de très courtes poses, et ainsi d'éviter les problèmes de saturation inhérents à l'observation d'étoiles brillantes. Elles permettent donc d'éviter l'utilisation de masque coronagraphique, la dynamique atteinte dépendant du nombre de courtes poses obtenue et de la qualité de la FEP de référence.

Un filtre H $\alpha$  de largeur à mi-hauteur 100 Å a été utilisé. Une étude des transmissions relatives des dichroïques dans le système optique donne un rapport continu/raie sur le détecteur de 0.81, et ce en supposant un continu normalisé à 1 même dans la raie. En fait, compte tenu de l'absorption photosphérique, ce rapport doit être inférieur.

Le correcteur de Wynne (fig. 12 ) réduit la taille de la pupille vers le bleu tout en l'augmentant vers le rouge, la référence étant 6350 Å. Cette opération permet de créer une tache d'Airy quasi-monochromatique en sortie au prix d'une réduction du champ de vue utilisable à 1.7" d'arc.



*Figure 12. Montage optique de l'expérience correspondant à l'expérience de Tavelures Noires (Cf. Boccaletti et al, 1998). Le masque coronagraphique était hors du faisceau. Le correcteur de Wynne a pour fonction de reconfigurer la FEP pour la rendre achromatique.*

L'image est focalisée à  $f/976$  sur la photocathode de la CP20 avec un échantillonnage de 144 pixels/arcsecond, soit un suréchantillonnage de 16 par rapport à la tache d'Airy. Ce suréchantillonnage, nécessaire à l'expérience de tavelures noires, n'apporte rien à notre mesure, et a été réduit en regroupant les pixels 4 par 4.

Avec une optique adaptative parfaite, on peut atteindre la limite de diffraction du télescope qui est d'environ 90 mas dans la région de H $\alpha$ .

L'étoile de référence choisie est 59 Cygni (B1V,  $m_V=4.74$ ), situé à environ  $2^\circ$  de P Cygni. La première vérification est de mesurer la fréquence spatiale atteinte dans l'image brute de l'étoile de référence par transformation de Fourier de celle-ci. On constate que la fréquence de coupure atteinte représente 80% de la limite théorique, soit 125 mas, ce qui est remarquable compte tenu des conditions atmosphériques ( $r_0=5.4\text{cm}$ ). Le nombre de photons recueillis pour les deux étoiles est équivalent ( $\sim 450000$ ).

### 2.4.3 Traitement des données

Le but de tout algorithme de déconvolution est le suivant: *connaissant dans une certaine mesure l'effet du bruit B, et la réponse instrumentale T, reconstruire au mieux le signal O.*

La solution formelle d'une telle équation est :

$$O(\vec{x}) = TF^{-1} \left[ \frac{\tilde{I}(\vec{u}, t) - \tilde{B}(\vec{u}, t)}{\tilde{T}(\vec{u}, t)} \right] \quad (3)$$

Si tant est que T soit non nul sur tout l'espace de travail et que B et T soient parfaitement connu, ce qui ne se rencontre pas dans la réalité car la fonction de transfert atmosphérique est très variable contrairement à la fonction de transfert instrumentale supposée stable (ou lentement variable).

Dans le cas idéal, on doit pouvoir enregistrer en simultanée l'image de l'objet et d'un point source de manière à pouvoir déconvoluer l'image avec la fonction de transfert spatiale et temporelle la plus proche possible de l'image observée.

Cependant, pour de multiples raisons (position de références suffisamment brillantes, temps de poses et de dépointages, angle d'isoplanétisme...), la fonction de transfert utilisée pour la réduction n'est qu'une *approximation* de la fonction de transfert réelle. Un point crucial est donc de déterminer dans quelle mesure la fonction de transfert expérimentale reflète celle qui a produit l'image enregistrée (voir sections suivantes). Dans notre cas, n'oublions pas que la référence 59 Cyg a été observée 53 minutes après P Cygni.

Même dans ce cas où B et T seraient parfaitement connues, le rapport B/T diverge à hautes fréquences, précisément celles qu'on cherche à restituer pour l'objet. Il faut donc contourner ce problème théorique par l'utilisation d'un algorithme comme celui de Lucy-Richardson (Lucy 1974). Une grande recherche théorique a lieu actuellement sur ce sujet (pour une revue voir Conan et al, 2000).

Dans tous les cas, le processus de restauration de la distribution d'intensité de l'objet est loin d'être trivial.

#### 2.4.3.1 Ajustement de modèles

L'objectif est de sélectionner les solutions les moins affectées par l'amplification du bruit (à plus basse fréquence) tout en augmentant la résolution. Une solution de compromis est nécessaire. Le but clairement défini de cette première étape a donc été d'utiliser un modèle simple pour fournir une information astrophysique à basse fréquence de l'objet, c'est-à-dire principalement une estimation indépendante de l'estimation du flux résolu de la nébuleuse qui pourra être comparé aux résultats de la déconvolution reportés à la section suivante.

Nous avons considéré un modèle simple à deux gaussiennes à trois paramètres. Une gaussienne modélisant l'étoile et son proche environnement non-résolu, et une seconde gaussienne modélisant l'enveloppe H $\alpha$ . Les trois paramètres du modèle sont le rapport d'intensité entre les deux gaussiennes, et la largeur à mi-hauteur de chacune.

Cette déconvolution par ajustement de modèle a été conduite par deux fois. La première par moi-même et A. Boccaletti, sur les images non-rééchantillonnées et la seconde par le groupe de l'université de Nice sur les images rééchantillonnées.

Dans les deux cas, l'estimation de la qualité de l'ajustement était une minimisation par  $\chi^2$ , le seul bruit considéré était le bruit poissonnien de la source.

On constate que les résultats des ajustements sont très différents et dépendent fortement de l'échantillonnage (cf. fig. 13). Pour le premier, les largeurs à mi-hauteur des gaussiennes sont respectivement 26 mas et 133 mas, et pour le second 80 mas et 392 mas.

Dans les deux cas, la gaussienne la plus étroite peut être considérée comme non résolue avec une largeur à mi-hauteur caractéristique de 3 pixels. Pour la seconde, le rapport entre les

## II. Observation de P Cygni en HRA

modèles semble aussi provenir de l'échantillonnage, car le facteur de proportionnalité est conservé.

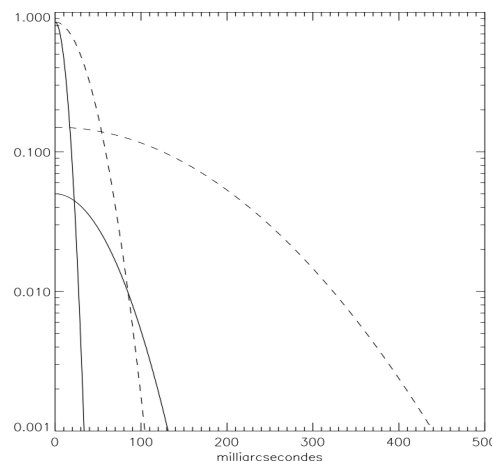


Figure 13. Influence du suréchantillonnage sur l'ajustement des modèles à deux gaussiennes. Pour l'ajustement en trait plein l'image à 4 fois plus de pixels pour que l'ajustement en pointillé. D'une part, la gaussienne non-résolue est diminuée, d'autre part, la gaussienne modélisant l'enveloppe est grandement sous-évaluée car le flux est trop dilué aux limites du champ.

La grande différence entre ces modèles concerne le rapport des deux gaussiennes. A cause de la dilution du flux sur un nombre non-adapté de pixels, l'enveloppe résolue est complètement sous-estimée si le suréchantillonnage est trop avancé. En effet, le nombre de photons par pixels sur la longue pose passe en dessous de 2, et la modélisation du bruit devient erronée.

Le modèle dont l'échantillonnage est le plus proche du critère de Shannon fut adopté. Le rapport intégré des intensités entre les deux gaussiennes est de 4. Il faut cependant prendre ce rapport avec précaution, d'une part parce que la coupure en dynamique est de l'ordre de quelques pour-cent, ce qui limite l'extension du modèle.

### 2.4.3.2 Déconvolution de Lucy-Richardson (LR)

Une alternative plus élaborée, qui se débarrasse des a-priori d'un modèle consiste à utiliser *au préalable* un filtre atténuant les très hautes fréquences (après la fréquence de coupure) et assurant que l'estimation de l'image déconvoluée est le plus proche de la solution exacte de l'objet au sens des moindres carrés (démarche de régularisation). Toute la difficulté est de garantir le *meilleur* filtre à partir de la connaissance nécessairement *empirique* du bruit et de l'image.

L'algorithme de Lucy-Richardson est itératif, non-linéaire et présente l'avantage d'être facile à implémenter et rapide d'exécution, ce qui explique son usage généralisé en imagerie. Application directe d'une approche statistique de Bayes, l'algorithme assure, sur la base des données, et connaissant la réponse instrumentale, que l'itération suivante a une probabilité plus élevée de représenter correctement la réalité. Les données comme la réponse instrumentale étant à support positif, la contrainte de positivité sur les itérations assure la rapidité et donc le succès de cette méthode.

Deux dangers apparaissent:

- Le premier est bien sûr d'avoir la FEP expérimentale qui ne reflète pas parfaitement la FEP réelle,

## II. Observation de P Cygni en HRA

- Le second est de méconnaître le bruit des données, et donc de stopper les itérations soit trop tôt, et dans ce cas la déconvolution n'est pas optimale, soit trop tard, et le bruit haute-fréquence a été amplifié par l'algorithme et attribué à l'objet astronomique.

La constitution d'un filtre de Wiener est un moyen robuste et indépendant d'apprécier le bruit des données et de déterminer l'itération optimale dans l'algorithme LR. Ce filtre est un filtre passe-bas optimal assurant que l'estimation de l'image déconvoluée est aussi proche que possible de l'image réelle au sens des moindres carrés. C'est une méthode inverse directe (i.e non itérative), et donc non-soumise à la contrainte de positivité. En revanche, la construction du filtre est étroitement liée à la valeur empirique du bruit de l'image tandis que l'algorithme de LR n'utilise pas cet a-priori.

L'estimation du bruit se fait dans l'espace de Fourier. Le spectre de puissance de l'image (carré du module de la transformée de Fourier) de l'image peut se décomposer en un pic de signal jusqu'à une certaine fréquence de coupure, plus une queue de bruit, de pente grossièrement linéaire, et qui est extrapolée aux basses fréquences.

En définitive, la comparaison du module de l'image reconstruite par filtre de Wiener, avec celle de LR donne une indication claire de l'itération optimale, où le bruit corrigé correspond au bruit réel de l'image.

Le groupe de Nice a appliqué d'autres algorithmes à nos données, reposant sur une modélisation différente du bruit, tel l'algorithme ISRA. Les résultats sont remarquablement similaires. Cette étude sur l'algorithmique a démontré la faible importance de l'a-priori sur le type de bruit (non sur son amplitude ...), et sera développé plus avant dans la thèse à Muriel Roche.

### 2.4.4 Qualité de la Fonction d'Etalement de Point (FEP)

C'est le point crucial, sur lequel repose toute la crédibilité des résultats obtenus. Pour des raisons techniques, nous ne disposons que d'une observation de P Cyg et 59 Cyg, dans laquelle le filtre H $\alpha$  est en position. Nous n'avons donc pas de moyen *direct* d'authentifier la qualité de notre Fonction d'Etalement de Point (FEP).

Cela nous a conduit à développer une démarche minutieuse de manière à contraindre le plus possible les conditions d'observation. Cette démarche présente plusieurs étapes :

#### 2.4.4.1 Suivi des conditions atmosphériques et de la correction de l'optique adaptative

Les paramètres de l'optique adaptative, tant en boucle ouverte (signal de l'analyseur de front d'onde), que boucle fermée (signal de correction) sont des indicateurs directs de la turbulence atmosphérique. On peut ainsi obtenir une mesure du paramètre de Fried, et des différents paramètres de l'atmosphère, échelle interne, externe, angle d'isoplanétisme...

L'étude des fichiers de paramètres nous fournis l'évolution de ces paramètres tout au long de la nuit. Ainsi, le seeing est resté remarquablement stable pendant les mesures, 2.5 seconde d'arc environ correspondant à un paramètre de Fried de 5.4 cm à cette longueur d'onde ( $\theta_{\text{seeing}} = \lambda/r_0$ ). Les fluctuations de seeing sont la source la plus importante de variabilité de la PSF (Conan et al, 2000, SPIE). Elles déterminent le rapport de Strehl, qui à ces longueurs d'onde se dégrade rapidement.

Les fichiers de commande contiennent aussi tous les éléments nécessaires pour permettre la reconstruction d'une FEP très proche de la FEP réelle qui peut être utilisée comme confirmation des résultats obtenus avec l'étoile de référence. Cette technique très récente est cependant coûteuse et assez délicate à mettre en œuvre et n'a pas été appliquée à nos données faute de temps et d'outils suffisamment achevés pour le faire. Elle a déjà été utilisée pour un

## II. Observation de P Cygni en HRA

analyseur de courbure (Veran 1997), mais est difficile à mettre en œuvre pour un Shack-Hartmann.

### 2.4.4.2 Utilisation des fichiers de photons

L'utilisation d'une caméra à comptage de photon est sans conteste le point fort de cette observation. En plus de ses qualités tant en temps de réponse que de bruit, elle permet une analyse fine de l'évolution de la FEP au cours du temps, car elle contient l'information temporelle de la création de l'image de science et de référence.

Le premier test a été la mesure de la constance du flux sur une plage définie du détecteur (environ 1 seconde carré). Le flux, parfaitement poissonnien, reste stable tant pour l'exposition de la référence que de P Cygni.

Le second test est révélateur de la stabilité atmosphérique sur de courtes périodes. La pose longue est d'une durée de quelques minutes, et si on la découpe en plusieurs sous-expositions, on peut détecter des évolutions parfois rapides qui montrent que la FEP ou l'image n'est pas assez lissée pour être qualifiée de "longue pose".

On a séparé les fichiers de photons en 2 sous-fichiers, pour la référence et l'image et on a déconvolué chaque sous-partie de P Cygni par chaque sous-référence obtenue. Les résultats sont raisonnablement identiques et nous permettent de préciser plus avant la marge d'erreur de l'image déconvoluée.

Soulignons que les fichiers de photons permettent aussi de sélectionner les courtes expositions présentant les meilleures conditions atmosphériques. Cette technique peut s'avérer efficace pour de mauvaises conditions d'observations où les changements rapides de la turbulence dégradent la FEP. Elle n'a pas été employée dans notre cas car le nombre total de photons n'autorisait pas un tri draconien.

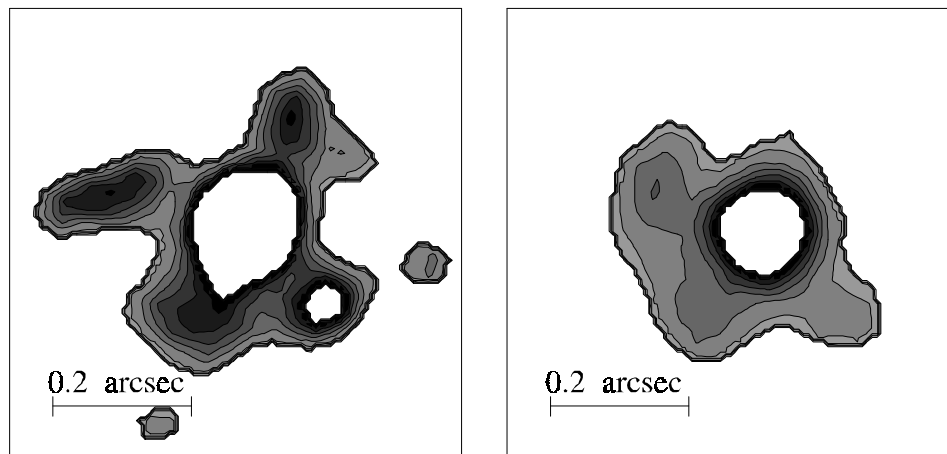


Figure 14. Afin d'apprécier la qualité de la FEP, le résultat de la déconvolution (à gauche) est comparé à la référence (à droite). Pour cela, nous avons affiché des faibles niveaux (entre 6 et 15% du maximum).

### 2.4.4.3 Comparaison de l'image déconvoluée et la FEP

La vérification incontournable est de comparer le résultat de la déconvolution (fig. 14) et la FEP, c'est à dire l'image de la référence 59 Cygni. Dans ce type de déconvolution, dominé par une source centrale recevant une partie conséquente du flux, les erreurs de déconvolution, proviennent majoritairement de la mauvaise qualité de la FEP expérimentale et sont donc

## II. Observation de P Cygni en HRA

dépendante de la position (voir Harder&Chelli pour une étude expérimentale de ces erreurs sur ADONIS).

La première constatation, c'est que les bas niveaux sont dominés par les résidus de FEP. Ils sont donc directement lié au fait que l'image de 59 Cygni n'est qu'une approximation de la FEP lors de l'exposition de P Cygni.

La seconde constatation, c'est que malgré l'imperfection de la FEP expérimentale, l'image déconvoluée de P Cygni montre des structures à hautes fréquences spatiales qui sont aucunement imputable la FEP:

1. La taille du cœur de P Cygni est supérieure à la référence, et montre une asymétrie alors que le cœur de la référence est symétrique.
2. Les structures localisées sont brillantes, et ont un gradient d'intensité élevées. La plupart n'a pas de contreparties dans la FEP.
3. Plusieurs structures intenses sont visibles loin du centre de la FEP, là où l'erreur est minimale, attribuables sans doute possible à P Cygni.

### 2.5 Résultats

Je rappelle ici la grande force de notre observation et ce qui la rend unique. L'observation de P Cygni n'a nécessité aucun masque coronagraphique, et la dynamique résulte de courtes poses et du processus de déconvolution.

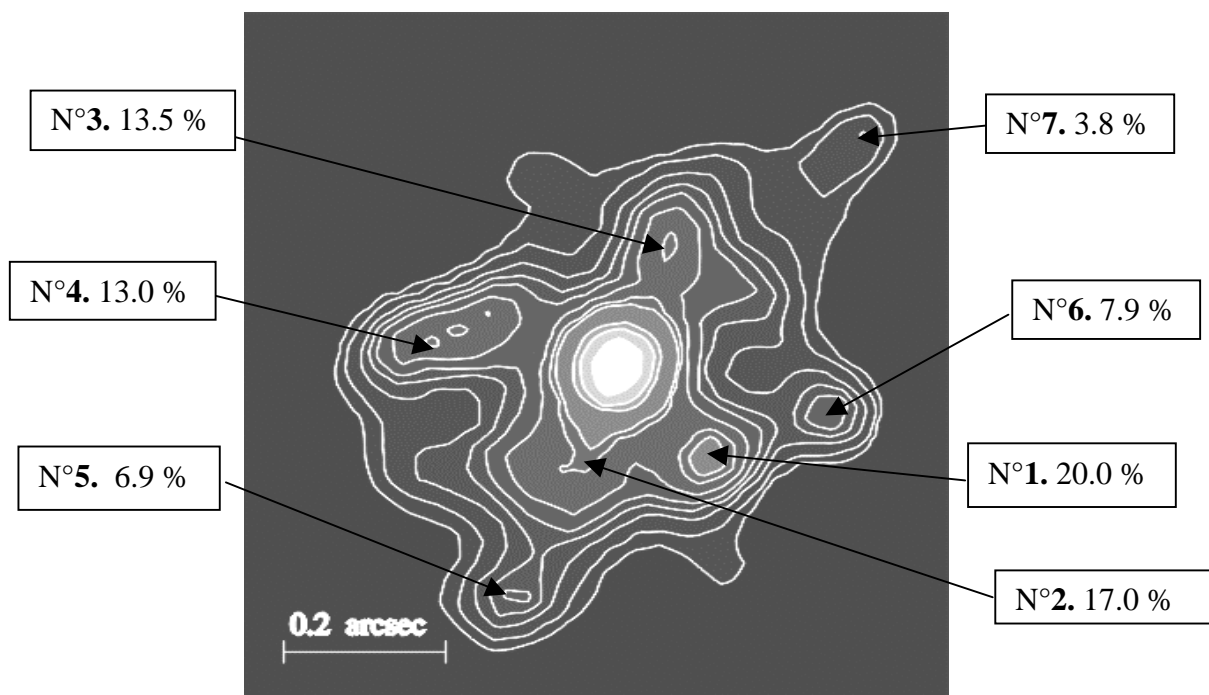


Figure 15. Image reconstruite par l'algorithme de Lucy-Richardson. Les contours correspondent à 100, 80, 60, 40, 30, 15, 12.5, 9, 6.5, 5, 3.5, 2 et 1.2% du maximum de la figure. Le Nord est en haut et l'Est à droite de l'image. Les flux des clumps sont indiqués dans la même échelle et numérotés en fonction de leur importance (le numéro 1 étant inclus dans la partie centrale non-résolue).

Les autres techniques optiques ont toutes utilisées des masques et des fentes (masque de 4" d'arc pour le coronographe du STSci par exemple), ce qui exclue d'une part tout l'environnement proche de l'étoile jusqu'à 10000 R\*.

La résolution atteinte après déconvolution est similaire à celle du réseau interférométrique centimétrique MERLIN, c'est-à-dire environ 60 mas. Ce chiffre est purement indicatif, car la



## II. Observation de P Cygni en HRA

qualité de la superrésolution dépend de la qualité de la FEP qui est difficilement contrainte dans notre expérience.

Parmi les 6-7 structures détectables, environ la moitié sont résolues, d'une taille comprise entre 80 et 100 mas, tandis que l'autre moitié ne semble pas résolu (taille inférieure à 70 mas). Dans la figure ci-dessous, des intensités *indicatives* sont présentées, pour donner une idée au lecteur du niveau des structures observées. La méthode d'obtention de ces intensités est simplement la mesure du ratio des pics des structures sur le pic central de l'étoile. La délimitation des structures étant incertaine, aucune photométrie n'a été conduite pour estimer leur masse.

N° du clump	X en mas ( $\pm 5$ )	Y en mas ( $\pm 5$ )
1	116	-111
2	-22	-75
3	71	147
4	-198	47
5	265	-55
6	-113	-280
7	307	279

La taille des structures a été évaluée par le procédé suivant. Avant la déconvolution, on enlève l'image d'un point source centré sur l'étoile, image correspondant à celle de l'étoile de référence, et pondérée par mise à l'échelle "à l'œil". Les critères de cette mise à l'échelle sont la minimisation des variations locales d'intensité introduite par la soustraction, et la correspondance pour la partie centrale des profils d'intensités. Cette méthode s'apparente à l'algorithme CLEAN, employé notamment en radioastronomie.

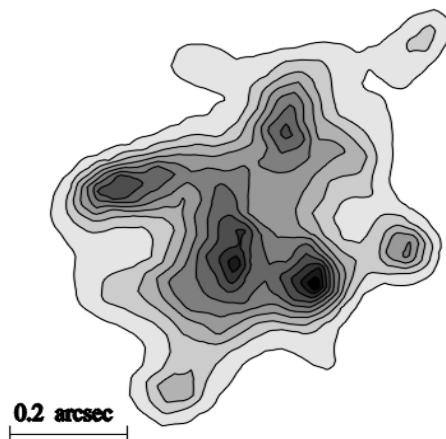


Figure 16. Déconvolution de la nébuleuse de P Cygni, dont on a au préalable enlevé l'image d'une source ponctuelle. Le grumeau qui apparaissait comme une légère déformation proche de l'étoile sur l'image précédente apparaît maintenant comme la structure la plus intense.

J'ai utilisé comme référence pour cette seconde carte la position bien définie du clump n°1. La position des pics dans cette nouvelle carte correspond presque exactement aux positions précédentes: c'est un argument supplémentaire pour l'origine astronomique des structures déconvoluées. Seul le pic le plus central a changé de position. Il correspondait au clump n°2 sur la carte précédente, et n'était visible que sous la forme d'une modulation de la pente de la région centrale non-résolue.

Cette structure est à l'origine de l'asymétrie clairement visible sur la première déconvolution. Dans cette nouvelle carte, c'est une des structures les plus brillantes.

### 2.5.1 Facteur de remplissage

Un des points essentiels des observations présentes et de celles provenant du réseau interférométrique MERLIN est que la plupart des structures observées ne sont probablement pas résolues. La taille caractéristique des structures observée en optique est de l'ordre de 50-60 mas ( $\sim 150R_*$ ), tout comme celles observées en radio, c'est à dire à la limite de résolution instrumentale. Les données MERLIN de Skinner (1997), Exter (2000) et nos travaux permettent une estimation très grossière de la masse des structures observées. J'insiste sur le fait cependant que dans notre cas nous ne sommes pas en mesure d'avoir des données photométriques calibrées.

Si on prend pour volume  $V$  une sphère de rayon caractéristique de  $75 R_*$  (30 mas), compatible avec notre limite de résolution, et une densité électronique *minimale* nécessaire pour expliquer la variabilité radio de  $1 \cdot 10^6 / \text{cm}^3$ , on obtient (pour un plasma complètement ionisé) une masse:

$M = V \cdot n_H \cdot \mu$  avec  $n_H = n_e$ , et  $\mu = 2$ .

$\mu$  est le poids atomique moyen correspondant à chaque atome d'hydrogène,  $n_H$  la densité d'hydrogène du milieu, et  $n_e$ , la densité d'électrons libres. Pour une étoile chaude, on utilise habituellement  $\mu = 1.3$ , mais la valeur tient compte de la surabondance en hélium de l'étoile ( $\text{He}/\text{H} = 0.5$ , Najarro et al., 1997).

On obtient une masse par clump de  $M \sim 8 \cdot 10^{-7} M_\odot$ , environ un vingtième de la valeur suggérée par Lamers et Barlow ( $10^{-5} M_\odot$ ) pour les structures visibles à plus grande échelle. Cette masse est manifestement une limite inférieure de la masse du clump. La variabilité à 6cm reportée par K. Exter récemment suppose une densité 40 fois supérieure (la variabilité détectée est passée de 40 jours à une journée) soit  $2 \cdot 10^{-5} M_\odot$ .

On peut évaluer la masse totale présente dans l'environnement proche de P Cygni sous forme de structures denses à un minimum d'environ  $3 \cdot 10^{-6} M_\odot$  avec notre première estimation, et  $1.2 \cdot 10^{-4}$ , pour l'hypothèse haute. Quoi qu'il en soit, on peut dire que la masse des clump est de l'ordre de la perte de masse de P Cygni pour une année ( $3 \cdot 10^{-5} M_\odot$ ).

Avec une vitesse terminale de l'ordre de 200 km/s, la coquille parcourue par la matière éjectée est d'environ 25 mas par an. Si on regarde la figure 15, on observe environ 5-6 structures sur un rayon de 0.2", ce qui est compatible avec une éjection d'un gros clump à une fréquence proche de l'année.

Si on suppose que la masse de la nébuleuse constituée uniquement de ces grumeaux entouré de vide, avec un rayon caractéristique pour celle-ci de 0.5" d'arc (soit  $1200 R_*$ ) et qu'on utilise la densité électronique minimale de  $10^6 \cdot \text{cm}^{-3}$ , on obtient un facteur de remplissage de la nébuleuse du même ordre de grandeur que celui fournit par Israelian et De Groot (1997) soit  $2.5 \cdot 10^{-4}$ .

Faut-il pour autant négliger la masse du vent ambiant, et supposer que les clumps représentent la plus grande part de la masse éjectée?

Sur la figure 16, on peut voir que les clumps sont bien définis, mais qu'il existe un halo d'émission qui les relie. Mais cette émission diffuse est probablement un pur produit de la réduction, déterminée par la qualité de la FEP, et donc de la soustraction du point source. De même la sensibilité radio n'est pas suffisante pour contraindre cette hypothèse, dans une région très proche de la photosphère stellaire à ces longueurs d'onde.

Ces considérations grossières mais convergentes nous incitent à penser que les grumeaux constituent l'essentiel de la masse émise par P Cygni dans la nébuleuse, et renforce l'hypothèse le mécanisme d'éjection est essentiellement *localisé* à la surface de l'étoile. Ces conclusions sont motivent une partie des travaux qui à entreprendre sur P Cygni.

### 2.5.2 Axe préférentiel

La détermination de l'inclinaison et de la direction de l'axe de rotation est déterminante pour P Cygni car la perte de masse est probablement influencée par la rotation. Cependant, cette détermination est rendue très difficile par l'absence de raie photosphérique et la faiblesse de la nébuleuse.

#### 2.5.2.1 Réalité de la détection

L'image déconvoluée présente une direction préférentielle Nord-Est, Sud-Est. On peut situer l'angle de cet axe à  $25^\circ \pm 10^\circ$ , l'angle étant positif du Nord vers l'Est.

Cependant, plusieurs questions se posent sur la réalité et nature de cet axe:

- Dans quelle mesure cet axe est influencé par les artefacts résiduels dépendant de la qualité de notre FEP?
- Si cet axe est réel, résulte-t-il d'une configuration aléatoire des éjectats ou détermine-t-il un axe d'éjection préférentiel?

Il faut reconnaître que les qualités des observations de Nota et Barlow, ainsi que la nature inhomogène de la nébuleuse ne permettent pas de trancher la question.

Un des arguments le plus fort pour un vent sphérique provient des mesures de polarisation (Taylor 1991). L'angle de polarisation de P Cygni présente une variabilité importante aucune direction ne semble favorisée. Cependant, la quantité et la qualité des mesures sont pour l'instant insuffisantes pour distinguer parfaitement la contribution intrinsèque à l'étoile de la polarisation interstellaire.

Il est intéressant de voir que cette orientation de  $25^\circ$  apparaît plusieurs fois dans la littérature de P Cygni. Je vais me référer à la thèse de Marco de Vos (1992, fig. 17) sur l'expérience d'interférométrie des tavelures SCASIS. Utilisant une technique de recentrage des tavelures, il a observé P Cygni en H $\alpha$  et dans le proche continu avec utilisant un télescope de 48 cm. Il atteint la limite de diffraction (280 mas) et procède à une application adaptée de l'algorithme CLEAN. Une nette asymétrie apparaît après traitement avec un axe préférentiel de  $20^\circ$ . On peut se poser bien sur les mêmes questions que précédemment sur la réalité d'un telle détection.

P Cygni (cleaned): line image

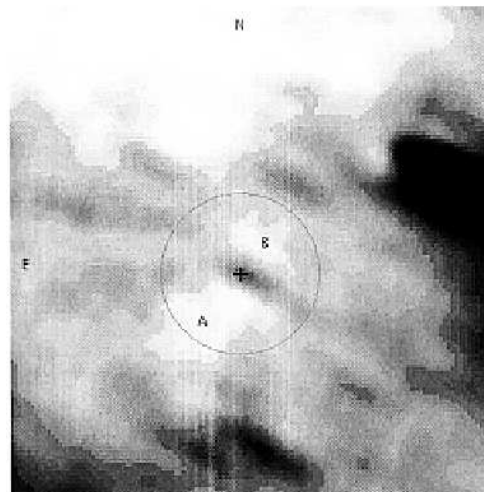
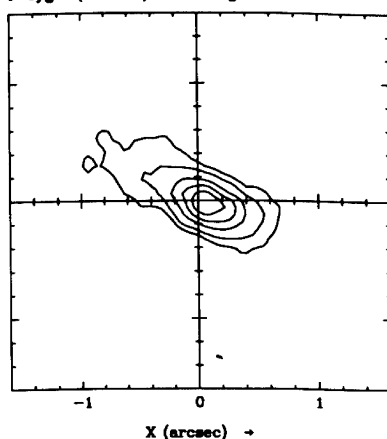


Figure 17.A gauche, résultat du traitement des tavelures de SCASIS. Le Nord est à droite, l'Est en bas. On voit la nette asymétrie de la nébuleuse, sur une échelle environ 4 fois plus grande que notre observation. A droite, nébuleuse à grande échelle à  $60\mu\text{m}$  prise avec le satellite ISO (Meaburn et al. 2000). Le cercle délimite une distance de  $15'$  d'arc, et A et B sont les régions supposées de la surdensité équatoriale.

## II. Observation de P Cygni en HRA

Autre coïncidence, l'angle de la structure de "jet" ou "bipolaire" détectée en radio et H $\alpha$  par Meaburn et ses collaborateurs présente un angle d'environ 30° à environ 6" de l'étoile (localisation de la "coquille interne") pour s'infléchir ensuite à environ 50°. Il est intéressant de noter que dans les images de Barlow les structures les plus brillantes se trouvent précisément au Nord-Est.

Dernier point, N. Smith et al. (2000) a récemment présenté des images infrarouges de la nébuleuse de P Cygni, résolues pour au moins deux longueurs d'ondes correspondant à Pf $\delta$  et Br $\alpha$  (filtres 3.29 et 4.05  $\mu$ m), prises avec le télescope infrarouge IRTF. Ces images résultent de la somme de courtes poses, à laquelle a été soustraite la FEP d'une étoile de référence.

Un axe d'asymétrie apparaît à 115° soit dans une direction parfaitement *perpendiculaire* à celle déduite de notre travail. Si on regarde plus précisément l'image en Pf $\delta$  on constate l'existence d'un allongement dans la direction 25° (la nébuleuse semble en forme de croix).

Cette observation met-elle en évidence une surdensité équatoriale diffuse, qui ne serait visible qu'en IR thermique? Des observations avec un pouvoir résolvant et une dynamique supérieurs sont requises. Une récente image ISO vient supporter ces présomptions (fig. 17).

### 2.5.2.2 Quelle inclinaison?

Si on suppose que  $V_{e.sini}=40\text{km/s}$  pour P Cygni, on peut isoler deux cas de figures extrêmes:

1. Soit  $i=90^\circ$  et dans ce cas la vitesse de rotation de P Cygni est environ 15% la vitesse de rupture ( $V_{\text{max}} = (GM/R)^2 = 275 \text{ km/s}$ ). Pour une telle supergéante, on devrait observer un axe de polarisation bien défini, ou alors supposer que le mécanisme d'éjection est indépendant de la rotation ce qui est improbable,
2. Soit  $i=0^\circ$  et dans ce cas, la symétrie sphérique est naturelle. L'observation en imagerie et polarisation est cohérente, mais il semble que cette inclinaison ne soit pas compatible avec le  $V_{e.sini}$  minimal autorisé par les barres d'erreur des mesures spectroscopiques.

On peut supposer un troisième cas où l'angle d'inclinaison est très proche de 0°. La mesure polarisée est soumise à des limites de détection qui évoluent avec le carré de l'inclinaison, et une asymétrie inférieure à 10% (correspondant à  $1-\sin^2 i < 0.9$ ,  $i < 18^\circ$ ) est probablement indétectable avec les moyens actuels.

Cela implique que la vitesse de rotation est supérieure à 130 km/s, soit 45% de la vitesse de rupture.

Ce scénario a bien des avantages:

- la nébuleuse est peut être bipolaire, mais presque vue du pôle,
- les diffusions équatoriales émettront le maximum de polarisation, et l'angle de polarisation induit est aléatoire,

Cette situation improbable a été suggérée pour la première fois par Schulte-Ladbeck (1997).

Cependant, il devient très difficile dans ce cas d'expliquer la présence des DACs par la présence de régions en corotation. Un des arguments principaux pour cette hypothèse est la lente récurrence de ceux-ci (environ 100-200 jours). Mais rien ne permet à la spectroscopie d'associer à une structure en absorption dans le spectre une seule origine, et de nombreux éléments pourraient participer à celle-ci.

### 2.5.3 Connexion avec l'interférométrie optique à longue base

Les observations du GI2T de 1991 en lumière naturelle ( $H\alpha$  et  $HeI\lambda 6678$ ) constituent la démonstration de la complémentarité de l'interférométrie optique (Vakili 1997) avec l'OA. Je résume ces observations.

Le signal interférométrique détecté est le suivant:

- Une courbe de visibilité spectrale asymétrique liée au profil P Cygni de la raie spectrale,
- Une asymétrie localisée à la vitesse terminale du vent.

Notamment, une asymétrie nette apparaît par effet de phase dans la zone d'isovitesse radiale à 208 km/s vers l'observateur, c'est à dire vraisemblablement dans le cône d'absorption P Cygni. Cette inhomogénéité se manifeste par un déplacement net du photocentre, habituellement fixé sur l'étoile centrale. Le source doit donc émettre suffisamment pour produire, à cette longueur d'onde, un déplacement notable du barycentre de l'émission et il est naturel de penser qu'à l'époque de l'observation, l'essentiel de la polarisation résiduelle détectable par un spectropolarimètre devait être émis *par cette seule structure*.

Le clump détecté est relativement "loin" de la photosphère:

- Sa signature n'est pas détectée en  $HeI\lambda 6678$  ( $d > 6 R_*$ ),
- Sa vitesse est approximativement la vitesse terminale du vent, ce qui, dans le meilleur des cas, le place à  $8 R_*$  (loi  $\beta$  d'accélération de Najarro),
- Le déplacement de photocentre est de 0.8 mas ( $4 R_*$ ), donc pour un clump de même luminosité que l'étoile elle-même à cette longueur d'onde, sa position est  $8 R_*$ ,

En conclusion, pour que l'émission du clump produise un tel effet si loin de l'étoile, sa densité et/ou sa température sont certainement très différentes du vent ambiant. Sa taille et ses paramètres physiques ne sont pas déterminés par cette observation.

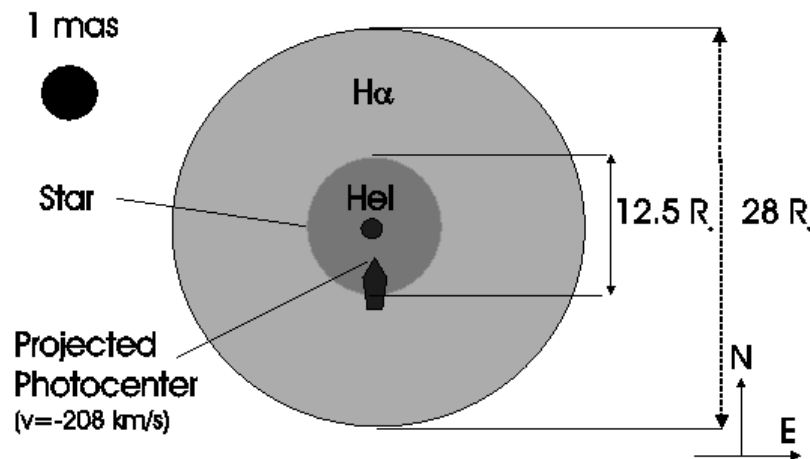


Figure 18. Illustration des mesures du GI2T. La taille des zones émissives, déterminée par le diamètre d'un disque uniforme équivalent est seulement indicative (voir chapitre ?). La flèche montre la position de la projection du photocentre de l'ensemble étoile-clump sur la ligne de base. La distance du clump à l'étoile, et la localisation Est-Ouest ne sont pas déterminées.

La résolution spatiale de la mesure par OA est différente de celle-ci, et de toute manière le flux photosphérique est tel qu'une telle structure serait difficilement détectable, même avec un bon coronographe.

## II. Observation de P Cygni en HRA

Par contre il est naturel de penser que la structure observée par le GI2T peut être observable quelques années plus tard à la distance et la résolution de l'observation par OA.

Notre observation a eu lieu octobre 1997, tandis que l'observation du GI2T a été conduite en août 1994. La structure la plus proche de l'étoile et aussi l'un des plus brillantes (clump n°2) se trouve justement au sud, et sa position est tout à fait compatible avec les mesures du GI2T, tandis que le clump n°1 est situé trop loin pour avoir été émis à cette date. En effet, une vitesse transversale de 105 km/s est suffisante pour ramener le clump n°2 à l'étoile, tandis que le clump n°1 nécessiterait une vitesse transversale de 230 km/s, incompatible avec la vitesse radiale du clump détecté par interférométrie. Cependant, il est nécessaire de préciser que le déplacement de photocentre détecté par le GI2T peut être induit par *plusieurs* structures, et il est fort probable que le clump n°1, très brillant, a contribué de manière non négligeable à l'émission.

Ces considérations sont très conjecturales, la principale inconnue de la relation temporelle entre les structures observée étant bien sur la vitesse. Tandis que l'interférométrie est sensible à la vitesse radiale de la structure, une image en OA trace la vitesse dans le champ de visée, perpendiculaire. Seule une mesure en imagerie Fabri-Perot à grande résolution angulaire est à même de fournir la vitesse radiale du clump à grande échelle.

En tout cas, l'incertitude sur la vitesse radiale mesurée par interférométrie, d'environ 78 km/s, ne permet pas de contraindre plus avant cette relation. De plus, la vitesse terminale du vent est aussi sujette à de grandes incertitudes, d'autant plus que la vitesse terminale d'un clump pourrait être différente du vent ambiant

### ***2.6 Perspectives observationnelles***

Ces travaux exploratoires sur l'origine de la nébuleuse de P Cygni nous conduisent à penser que la fragmentation du vent est bel et bien un phénomène tirant son origine de la surface même de l'étoile. Un problème qui se pose pour P Cygni, et concerne toutes les étoiles présentant des taux de pertes de masse, est la durée de vie et la distance parcourue par les grumeaux de matières générés par la perte de masse. Celle-ci semble apparemment assez longue, et des mécanismes de confinement doivent être invoqués (par exemple confinement par la pression du vent ambiant).

Seul un suivi temporel à long terme des éjectats depuis la surface de l'étoile jusqu'à de grandes distances peut permettre de lever ces doutes.

L'observation par OA conduite à l'OHP préfigure les programmes de haute résolution angulaire qui sont en mesure maintenant de sonder plus avant l'environnement circumstellaire de beaucoup de types spectraux. Mais le caractère exceptionnel et limité de cette expérience, ainsi que l'absence de travaux similaires peuvent laisser planer des doutes sur la véracité des structures observées. Il est donc absolument nécessaire de reprendre ce type d'observation pour confirmer les structures mises en évidence. De plus, il faut insister sur la nécessité d'une observation régulière de la nébuleuse pour suivre l'évolution des proches éjectats.

Deux besoins se font sentir, une image profonde et grand champ de la nébuleuse P Cygni en infrarouge, et une campagne de suivi temporel mêlant les moyens observationnels en mesure de sonder la connexion photosphère-vent.

### 2.6.1 Champ profond de la nébuleuse

Tout d'abord il est nécessaire d'avoir une image optique et/ou infrarouge de la nébuleuse à grande résolution spatiale et à grande dynamique sur un champ de quelques secondes d'arc à une quinzaine de secondes d'arc (la coquille intérieure à un diamètre de 12"):

- Pour servir de référence stable aux autres observations, comme les observations radio, hautement variables. Cette image pourrait être comparée à l'image obtenue au court de cette thèse (1997) ou par Nathan Smith (1999), et à des observation ultérieures.
- Pour statuer sur la question d'un éventuel axe d'asymétrie dans la nébuleuse, qui semble de plus en plus confirmée (Meaburn et al, 2000),
- Pour confirmer l'historique des éjections telle que déduite des observation par Skinner (1997b),
- Pour détecter des indices du lobe géant détecté à plus grande échelle (2'-7'), indices marginalement détectables en H $\alpha$ .

Pour ce faire, un programme d'observation à été soumis au télescope Gemini pour le premier semestre de fonctionnement. Compte-tenu des difficultés techniques d'une telle observation pour le "commissionning" d'un télescope (absence de coronographe, nécessité de poses courtes, optique adaptative inachevée), le programme n'a pas été classé prioritaire, mais a retenu l'attention des référés. Gemini doit être doté pour le 2<sup>nd</sup> semestre 2001 d'un coronographe et l'optique adaptative sera complètement opérationnelle. Une demande de temps au CFHT a aussi été proposée pour une observation pour une observation en proche infrarouge avec KIR/PUEO.

### 2.6.2 Suivi temporel à la base du vent

Jusqu'à maintenant, P Cygni est une des étoiles les plus suivies en matière de photométrie (Percy et al, 1996 et références incluses) et de spectroscopie (Markova, 2000 et références incluses), et même de polarimétrie (Hayes 1985, Taylor 1991, Nordsieck 2000). L'absence quasi-totale de corrélation temporelle entre ces observables<sup>9</sup>, l'absence de réelles mesures prises en simultané conjugué avec l'absence de périodicité dans chaque ensemble de données pris individuellement immobilisent totalement toute tentative d'interprétation des phénomènes à l'origine de la grande variabilité de P Cygni.

La seule issue de comparaison entre ces observables est de les étudier simultanément pour une période définie. Bien sur, leurs caractéristiques temporelles sont différentes, mais pour la plupart des mesures optiques, on peut faire l'hypothèse au premier ordre que la variabilité est principalement induite par le *déplacement* de la structure, et non par une modification de son *émission propre*.

Précisons que seule l'interférométrie pourrait être en mesure de faire la connexion entre l'activité à la base du vent et les structures à grande échelle. En effet, celle-ci pourrait apporter l'information fondamentale de l'inclinaison et la direction de l'axe de rotation de P Cygni par Interférométrie Différentielle (voir chapitres SPIN).

Cependant, dans le cas d'une LBV, le choix d'une raie spectrale non contaminée par l'émission du vent devient extrêmement ardu, toutes les raies présentant le fameux "Profil P Cygni".

Markova et al (2000) dans son atlas a utilisé pour la détermination du  $V_{\text{e.sini}}$  de l'étoile deux raies, SiIV $\lambda$ 4088 et SiIV $\lambda$ 4116. La vitesse radiale de ces raies est estimée à -40 km/s, alors que la vitesse systémique de l'étoile est de -20 km/s. Cette vitesse relative de 20 km/s est très similaire à la vitesse du son, ce qui fait dire à l'auteur que ce sont les raies visibles dans le spectre formées le plus profondément dans le vent, et donc, où l'influence de la rotation de l'étoile doit être la plus grande. Cette raie se situe très dans le bleu pour un interféromètre et

---

<sup>9</sup> Excepté par l'anticorrélation prévisible et prouvée entre la variation du continu H $\alpha$  et l'émission de la raie (Markova, 2000).

## II. Observation de P Cygni en HRA

une étude de faisabilité doit être conduite pour déterminer l'ordre de grandeur du signal escompté<sup>10</sup>.

Il n'en demeure pas moins que cette observation, si elle est menée à son terme, contraindrait de manière définitive les nombreuses incertitudes sur une direction privilégiée de la perte de masse et son rôle dans la distribution à moyenne et grande échelle des éjectats détectés par Meaburn et al.

---

<sup>10</sup> L'utilisation de raies un peu moins favorable comme OII 4661 (ou OII 4954) est aussi envisageable. La région de formation de cette raie est aussi profonde puisque la vitesse de la raie est de -60 km/s. D'autres raies de OII, comme 5158, 6639 sont aussi observables, mais elles sont plus influencées par le vent, et mélangées avec d'autres raies (Marlova, 1995).



## 2.7 Article parus dans *Astronomy&Astrophysics Sup. Ser*

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS  
SUPPLEMENT SERIES

JUNE II 2000, PAGE 523

*Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 144, 523–532 (2000)

### Adaptive optics imaging of P Cygni in $H_\alpha$ \*

O. Chesneau<sup>1</sup>, M. Roche<sup>2</sup>, A. Boccaletti<sup>3</sup>, L. Abe<sup>1</sup>, C. Moutou<sup>4</sup>, F. Charbonnier<sup>5</sup>, C. Aime<sup>2</sup>, H. Lantéri<sup>2</sup>, and F. Vakili<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de la Côte d’Azur, Département Fresnel, GI2T, F-06460 Saint Vallier de Thiey, France

<sup>2</sup> UMR 6525 Astrophysique, Université de Nice Sophia Antipolis Parc Valrose, F-06108 Nice Cedex 2, France

<sup>3</sup> Collège de France, 11 Pl. M. Berthelot, F-75321 Paris, France

<sup>4</sup> European Southern Observatory, Alonso de Cordoba 3107, Santiago, Chile

<sup>5</sup> Office National d’Études et de Recherches Aéronautiques, Département d’Optique Théorique et Appliquée Imagerie Haute Résolution - Optique Adaptative, 29 Av. de la Division Leclerc, F-92320 Chatillon, France

Received January 10; accepted March 20, 2000

**Abstract.** We obtained  $H_\alpha$  diffraction limited data of the LBV star P Cyg using the ONERA Adaptive Optics (AO) facility BOA at the OHP 1.52 m telescope on October 1997. Taking P Cyg and the reference star 59 Cyg AO long exposures, we find that P Cyg clearly exhibits a large and diffuse intensity distribution compared to the 59 Cyg’s point-like source. A deconvolution of P Cyg using 59 Cyg as the Point Spread Function was performed by means of the Richardson-Lucy algorithm. P Cyg clearly appears as an unresolved star surrounded by a clumped envelope. The reconstructed image of P Cyg is compared to similar spatial resolution maps obtained from radio aperture synthesis imaging. We put independent constraints on the physics of P Cyg which agree well with radio results. We discuss future possibilities to constrain the wind structure of P Cyg by using multi-resolution imaging, coronagraphy and long baseline interferometry to trace back its evolutionary status.

**Key words:** star: P Cyg — stars: winds, imaging, circumstellar matter — instrumentation: adaptive optics

#### 1. Introduction

Among the galactic Luminous Blue Variables (LBV), the supergiant P Cyg (HD 193237, B11a+) is both a historical prototype since its famous XVIIth century eruptions, and an intriguing paradigm in many aspects. In their exhaustive study of P Cyg’s fundamental parameters, mass

loss physics and evolution, Nota et al. (Nota et al. 1995) have claimed this star as being the unique case of the so-called “Peculiar Nebulae” class LBVs. Indeed, the 22 arcseconds (arcsec) faint and spherical nebulae around P Cyg, were only recently discovered by Barlow et al. (Barlow et al. 1994) who estimate its mass as  $0.01 M_\odot$ . This value differs significantly from those of more regular LBVs, ranging from  $1 M_\odot$  to  $4.2 M_\odot$  (e.g. for AG Car) which also present more asymmetric nebula.

Evolutionary tracks suggest an initial mass of  $48 \pm 6 M_\odot$ , and its present mass is estimated to be at the most  $40 M_\odot$ , but lower masses ( $\sim 30 M_\odot$ ) are also reported in literature (Lamers et al. 1983; Lamers et al. 1985; Turner et al. 1999). However, the fine spatial structure of this large amount of excreted matter remains to be detailed. P Cyg’s relative proximity ( $\sim 1.8$  kpc, Lamers et al. 1983) represents an opportunity to observe its radiatively driven mass loss from the starting point out to the interstellar medium. Indeed, at 1.8 kpc, the central star radius ( $76 R_\odot$ ) corresponds to a tiny angle of 0.2 milliarcsecond (mas) but the  $H_\alpha$  emitting region extends over several tens of arcsecs, and radio emission seems to attain even larger scales (Meaburn et al. 1999). The optical and radio observations reported to date, depict an essentially clumpy distribution of matter, both at large (Taylor et al. 1991; Nota et al. 1995) and small scales (Skinner et al. 1998; Vakili et al. 1997), with temporally variable emission (Skinner et al. 1997). These imaging observations remain sparse and can loosely constrain the spatial and/or temporal evolution of the clumps in the nebula. Moreover, in the optical wavelengths, the star to envelope brightness ratio remains an obstacle for studying the immediate environment of the central star. In this paper we report an attempt to observe the  $H_\alpha$  circumstellar environment of P Cyg during an AO run

Send offprint requests to: O. Chesneau

\* Based on data collected at the Observatoire de Haute-Provence.

Correspondence to: chesneau@astro.umontreal.ca

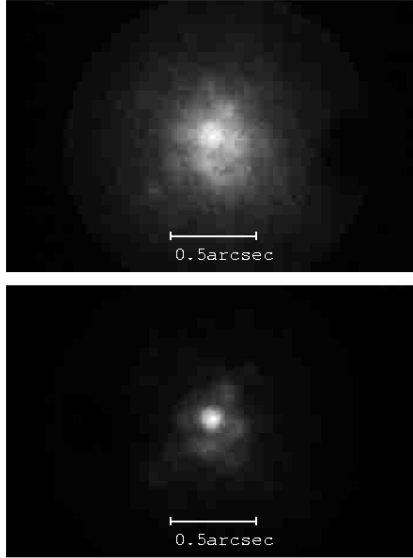


Fig. 1. H $\alpha$  long exposures of P Cyg (top) and the reference star 59 Cyg (bottom) recorded with the CP20 camera at OHP during October 4th 1997 using the AO system BOA from ONERA through a filter ( $\Delta\lambda = 10$  nm). The images are smoothed using a moving average window of  $4 \times 4$  pixels. Note that the theoretical angular resolution of the 1.52 m telescope at 6563 Å ( $1.22\lambda/D = 0.110$  arcsec) is closely reached (broken first Airy ring is visible on 59 Cyg) whilst for P Cyg a more complex and resolved structure can be suspected

at the OHP observatory on October 1997 using short exposures collected with a photon-counting camera.

The paper is organized as follows. In Sect. 2, we describe the AO+imaging instrumentation used for this study as well as data reduction and calibration procedures. Section 3 describes the image reconstruction in which particular efforts have been made to test the validity of the PSF. The last section makes a critical discussion of our findings, and attention is given on the perspectives opened by the emergencies of new high angular resolution techniques. A need arises for a coordinated campaign for a global approach of P Cyg, and LBVs environment.

## 2. Journal of observations

### 2.1. Instrumentation

P Cyg was observed, in the context of a dark-speckle run (Boccaletti et al. 1998). The AO bench of the ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques) was installed at the Coudé focus of the 1.52 m telescope. The 90 actuators of BOA and its 1 kHz closed loop bandwidth enable a compensation of atmospheric turbulence in

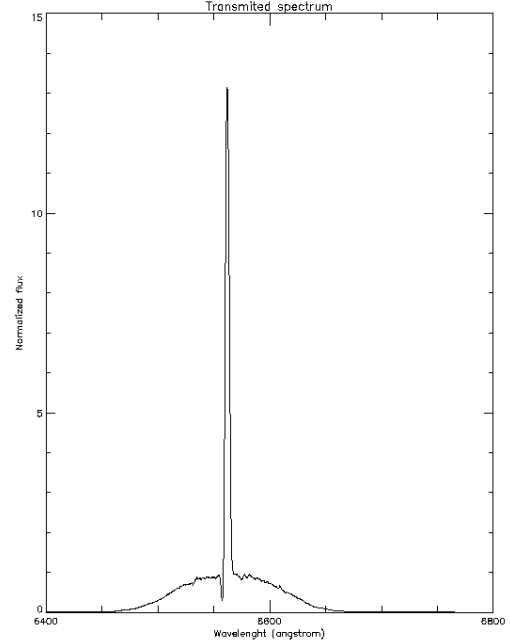


Fig. 2. Synthetic representation of the H $\alpha$  region of P Cyg multiplied by the filter transmission used for the adaptive optics imaging of P Cyg. The same filter was used for 59 Cyg. About 45.6% of the transmitted light originates from the line continuum

visible light (Conan et al. 1998) and provide typical Strehl ratio of 10% to 30% depending on seeing conditions.

The restored wavefront feeds a dark-speckle optics designed to detect faint companions around bright objects. The beam is then focused onto the detector with an  $f/976$  aperture, giving a fine pixel sampling of 144 pixels/arcsec or 0.007 arcsec/pixel (this oversampling of the images was imposed for the dark-speckle experiment). The detector is a cooled CP20 photon-counting camera (Abe et al. 1998) allowing single photon detection with a very low dark count ( $< 5 \cdot 10^{-3}$  photon/pix/s). The quantum efficiency of CP20 is less than 10% at 700 nm.

Near diffraction-limited images of P Cyg ( $m_v = 4.81$ ,  $S_p = B1Ia+$ ) and 59 Cyg ( $m_v = 4.74$ ,  $S_p = B1.5V$ ) have been obtained (Fig. 1) using a broadband H $\alpha$  filter ( $\lambda_0 = 6563$  Å,  $\Delta\lambda = 100$  Å) (Fig. 2).

### 2.2. Data analysis

The data consist of two sequences of 20 ms short exposures, for P Cyg, and the reference star 59 Cyg of similar magnitude and spectral type. In a preliminary step, the short exposures recorded by CP20 were cleaned for

Table 1. Turbulence characteristics derived from the wavefront sensor data of the adaptive optics system. Atmospheric parameters are given for the visible band

Star name	P Cyg	59 Cyg
Time	20:30 TU	21:23 TU
Average intensity in sub-apertures (photons)	51.567	42.830
$r_0$ (cm), open loop calculated with $L_0$	5.83	5.92
$r_0$ (cm), open loop calculated with $L_0$ and Zernike coef.	$\sim 5.4$	$\sim 5.4$
$L_0$ (m)	2.96	2.57
Zernike coef. (2,3), $\sigma^2$ (rad $^2$ )	70	40
Zernike coef. (4,44), $\sigma^2$ (rad $^2$ )	10	9

photon-centroiding electronic artifacts and then co-added to generate an equivalent long exposure of 99 s for P Cyg and 370 s for 59 Cyg. Despite the Coudé configuration of the 1.52 m telescope, rotation of the field between the two sequences was found to be negligible. We checked for non-linear effects introduced by the so-called photon-centroiding hole and camera saturation (Thiébaud 1994). It appears that the incoming flux is greatly below the saturation limit, the double-photon occurrence is absent. The total number of detected photons for the two images are very similar: 481563 for P Cyg and 416309 for 59 Cyg. A coherent peak and a broken ring, featuring a triple coma aberration, are clearly visible, but 59 Cyg's image is sharper, indicating that P Cyg's envelope is possibly resolved. This is quite visible in Fourier space, as shown in Fig. 3. The envelope of P Cyg clearly appears as the well resolved low frequency part in the visibility curve. High angular information is obtained up to about 80% of the cut-off frequency. The visibility curve is indeed clearly dominated by noise beyond that limit.

Since 59 was observed 53 minutes later than P Cyg, a variation of atmospheric conditions and/or a poor correction could be responsible for a noticeable change in the Point Spread Function (PSF) shape. From open/close loop data recorded by the wavefront sensor of BOA, we have derived seeing conditions (F.C.): intensity in sub-apertures, Fried parameter evolution, noise evolution, Zernike coefficient variance evolution, etc. Some of these relevant parameters are summarized in Table 1 for both stars. In particular, the Fried parameter ( $r_0$ ) exhibits no temporal variation and remains stable around 5.4 cm between the 2 data sequences. Also, high order correction (Zernike coef. (4,44)) have similar variances in both cases, indicating similar adaptive mirror corrections for P Cyg and 59 Cyg. The largest difference appears for the tip-tilt corrections (Zernike coef. (2,3) of the Table 1). However we confirm that during the observations no saturation was detected, and we expect these modes to be correctly compensated for both stars. Furthermore, parameters such as turbulent layers altitude, mean isoplanetic angle and wind

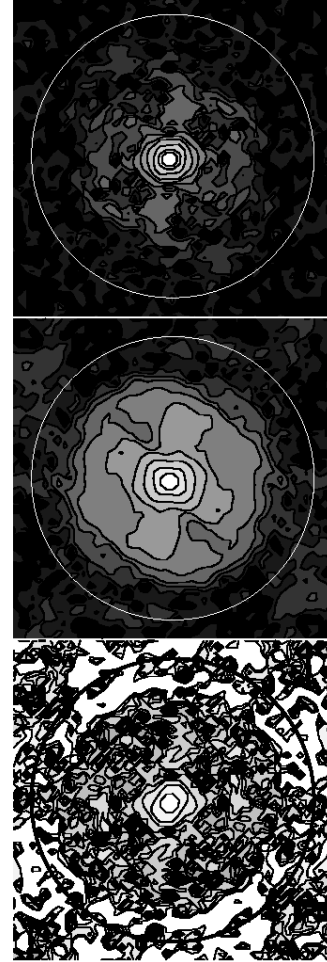


Fig. 3. Representation in contour plots of the modulus of the Fourier transform of P Cyg (top), 59 Cyg (middle) and their ratio, the visibility curve of P Cyg (bottom). The zero frequency is at the center of the images. The representations are in logarithmic scale. The circle gives the theoretical cut-off frequency of the telescope

velocity indicate a very good stability of the atmospheric conditions during the two records.

Moreover, the photon flux stability can be checked on the short exposures statistics. For 59 Cyg, the flux is stable with a perfect Poisson variance. P Cyg's behavior is roughly the same, except for some localized empty exposures, due to electronic saturation, which have been removed.

This preliminary analysis permits us to assume that 59 Cyg can be confidently considered as P Cyg's PSF and a successful deconvolution becomes possible.

### 3. Image reconstruction

#### 3.1. Deconvolution of the raw image of P Cyg

A deconvolution of the image of P Cyg using 59 Cyg as the PSF has been made using basically the iterative Richardson-Lucy algorithm (RL) (Richardson 1972; Lucy 1974) to which some improvements have been applied as we shall describe below. To improve the result, a pre-processing of the image was first performed. All images were smoothed using a moving average window of  $4 \times 4$  pixels. To remove the effects of the coronagraphic mask (clearly visible in Fig. 1 at the right of P Cyg's image), only a central region of  $0.9 \times 0.9$  arcsec of the smoothed images was conserved. To make the deconvolution procedure faster, the number of points of the images was further reduced by a factor of 16. The resulting images of  $32 \times 32$  pixels remain correctly sampled (0.028 arcsec compared with the theoretical Shannon limit of 0.044 arcsec for the 1.52 m telescope operated at 656.3 nm).

The RL algorithm was then applied to these pre-processed images using the well-known iterative procedure:

$$x^{k+1}(r) = x^k(r) \cdot h(-r) \otimes \frac{y(r)}{h(r) \otimes x^k(r)} \quad (1)$$

where  $\otimes$  is the convolution symbol,  $r$  denotes the two-dimensional spatial position,  $y(r)$  denotes the image of P Cyg,  $h(r)$  the image of 59 Cyg taken as the PSF, and where  $x^k(r)$ ,  $x^{k+1}(r)$  are the reconstructed images at the iteration  $k$  and  $k + 1$ .

To limit the instability that appears in the solution, due to the amplification of noise, we stop the iteration number by using a comparison between the Fourier Transform of the reconstructed object at the iteration  $k$  and the Fourier transform of the image reconstructed by a Wiener filter (Lantéri et al. 1998; Lantéri et al. 1999). The main difficulty is then shifted to a correct determination of the Wiener filter. The comparison led us to choose an iteration number of 245. The result of the deconvolution is given both in grey levels and in a contour plot in Fig. 4. To make the envelope clearly visible, the contour levels are not equally spaced. The general pattern is that of a bright star, not resolved by the 152 cm telescope, surrounded by an extended envelope with bright spots.

These same results were obtained with the reconstruction RL algorithm regularized by a Tikhonov term, and in particular using the Laplacian operator (Lantéri et al. 1999). The result of this deconvolution is presented in Fig. 5 for the iteration 250 with a regularization factor equal to 0.01. Neglecting the fine structure of the envelope, a normalized circular average of the image

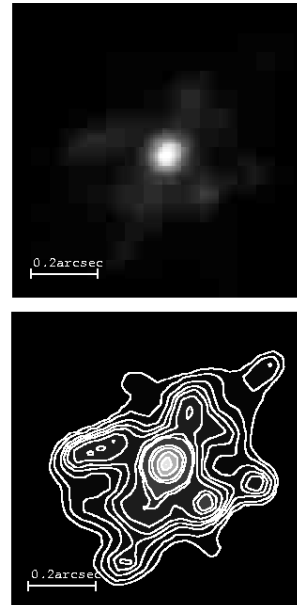


Fig. 4. Reconstructed image of P Cyg with the RL algorithm stopped at iteration 245. Top: Representation in gray levels in a linear scale. Bottom: Representation in contour plot. Contours levels are not equally spaced and correspond to: 100, 80, 60, 40, 30, 15, 12.5, 9, 6.5, 5, 3.5, 2, 1.2 percent of the image's maximum. North is at the top and East is at the right of the images. This corresponds to a rotation of  $104.7^\circ$  clockwise with regards to Fig. 1

centered on the star may be fitted by the sum of two Gaussian curves, of the form:  $ae^{-b|r|^2} + (1-a)e^{-b'|r|^2}$  where  $a \simeq 0.85$ ,  $b \simeq 618.2$  and  $b' \simeq 25.9$  if we express  $r$  in arcsec. This corresponds to an equivalent width of the envelope of about 0.4 arcsec ( $\frac{2}{\sqrt{b'}}$ ). The radial curve is shown in a semi-logarithmic scale in Fig. 6. In this model the total integrated flux produced by the envelope ( $r = (1-a)b/ab'$ ) was found to be about 4 times larger than the one produced by the central star. This ratio is not an absolute parameter; it depends of course on the spectral bandwidth of the experiment (Fig. 2).

We may conclude from this first analysis that the envelope of P Cyg is well resolved by the central core of the PSF of the 1.52 m telescope, corrected by the adaptive optics system. However, the envelope remains comparable in size with the residual halo of the PSF. This assumes at least that we are free of anisoplanatism problems (Fusco et al. 2000); this absence of variation allows the use of conventional deconvolution methods.

The question then may arise whether some of the fine structures we discovered in this envelope may be due to

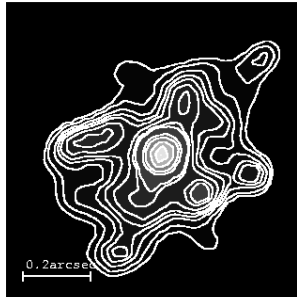


Fig. 5. Reconstructed image of P Cyg with the RL algorithm regularized by the Laplacian operator. Contours levels are not equally spaced and correspond to: 100, 80, 60, 40, 30, 15, 12.5, 9, 6.5, 5, 3.5, 2, 1.2 percent of the image's maximum. North is at the top and East is at the right of the image

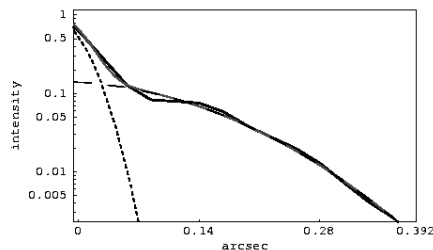


Fig. 6. Thick line: Radial profile of the object reconstructed by RL stopped at iteration 245 (image normalized to one). Dashed lines: Gaussian curves. Thin line: Sum of the two Gaussian curves. Intensity is in logarithmic scale

artifacts of the reconstruction process. A very important issue to consider, is a possible variation of the PSF during the experiment (from P Cyg to 59 Cyg), as discussed recently by Harder and Chelli (Harder & Chelli 2000). These authors show that a local non-stationary turbulence may produce strong residual aberrations (clearly visible in the first diffraction ring of their Fig. 17). At worst, we can imagine that the observed structures in our image result only from variations in the PSF, from P Cyg to 59 Cyg.

A comparison between the reconstructed image and the PSF is made in Fig. 7. To make the structures more visible, we used a representation similar to that of Harder and Chelli (Harder & Chelli 2000). The images are negatives of intensities and the representation uses threshold and saturation. Doing so, a strong (white) secondary maximum appears in the image of P Cyg, and two lower ones remain far away from the core. Moreover, Fig. 7 shows clear evidence that the central (white) surface of the reconstructed object is larger than that of the PSF (this will be interpreted in the next section as an effect of the envelope). Such a structured image can hardly result from the

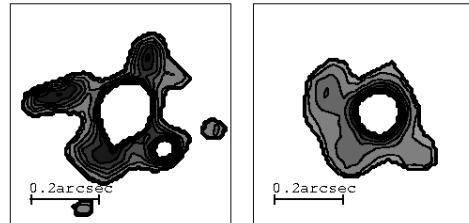


Fig. 7. Representation at the same scale of the reconstructed image of the Fig. 5 (left) and of the PSF (right) in contour plot. The white parts are due to the threshold and the saturation applied to both images: intensities lower than 6% and higher than 15% of the maximum are made white. North is at the top and East is at the right of the images

variations of the PSF. However, it is also difficult to ascertain that our reconstructed image is free of any residual error (much more data would have been necessary for this). To strengthen our confidence in the fine details of the reconstructed image of the envelope, we have implemented a series of tests and processings. They are described in Sects. 3.2 and 3.3, and in the Appendix.

### 3.2. Deconvolution of the envelope - independent of P Cyg

We have further processed the data assuming that P Cyg observed in H $\alpha$  may be fairly represented by an unresolved star surrounded by an extended envelope. Let us write P Cyg as  $e(r) + \gamma\delta(r)$ , where  $e(r)$  is the envelope and  $\gamma$  the relative intensity of the star defined by the Dirac function  $\delta(r)$ . The observed image is then modeled as  $y(r) = e(r) \otimes h(r) + \gamma h(r)$ . We have implemented a somewhat heuristic procedure that consists of subtracting  $\gamma h(r)$  from  $y(r)$  to obtain  $e(r) \otimes h(r)$ . The procedure has some similarity with the CLEAN algorithm (Högbom 1974), or the Lucy algorithm (Lucy 1994). In practice, it consists of subtracting an appropriate fraction of the image of 59 Cyg correctly shifted from P Cyg. The parameters of this subtraction are determined to leave a smooth pattern for  $e(r) \otimes h(r)$ , with no remaining bump or hole due to the unresolved star. We found that a fraction  $\gamma = 20\%$  of the PSF ( $h(r)$ ), shifted by ( $X = -0.3$  pixels,  $Y = +1.3$  pixels) was to be subtracted from P Cyg ( $y(r)$ ). This was done using an interpolation of the images with Mathematica (Wolfram 1999). Figure 8 shows the residual blurred envelope  $e(r) \otimes h(r)$  (top) and the fraction of the PSF subtracted to the image of P Cyg  $\gamma h(r)$  (bottom). This procedure, performed independently of the above deconvolution and parametric estimation of the star plus envelope, led also to the same ratio 4 for the energy of the envelope relative to the central star.

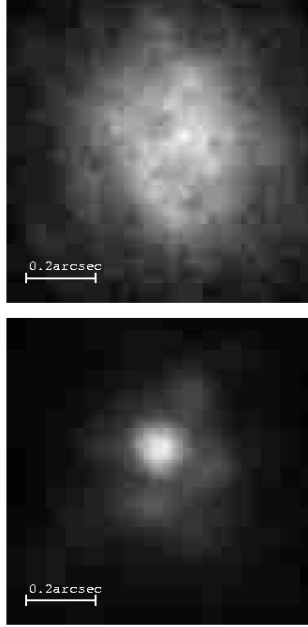


Fig. 8. Representations in grey levels of the residual blurred envelope  $e(r) \otimes h(r)$  (top) and of the fraction  $\gamma h(r)$  of the image of 59 Cyg subtracted from P Cyg (bottom). The sum of these two images gives back the observed image of P Cyg. The orientation is that of Fig. 1

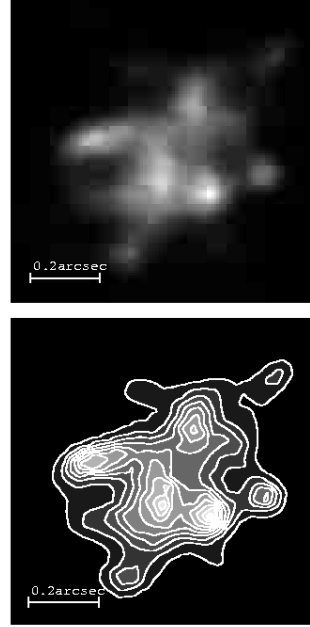


Fig. 9. Image reconstruction of the envelope of P Cyg in grey levels (top) and in contour plot (bottom). Contour levels are equally spaced. North is at the top and East is at the right of the images

We then processed the residual blurred envelope  $e(r) \otimes h(r)$  using the same RL algorithm stopped at the same iteration number 245. The result is depicted both in grey levels and in a contour plot with linear contour spacing in Fig. 9. The image of the envelope is fully consistent with what was obtained in the raw deconvolution of Fig. 4. The bright spots are all found at the same position. Moreover, there is a bright spot very close to the star clearly visible in this representation in the South-West direction; it was only perceptible as a small deformation of the central star in Fig. 4.

### 3.3. Analysis of the quality of the deconvolution

We have implemented a few more computations to check the quality of the results we give in this paper. The whole deconvolution procedure was also performed using the Image Space Reconstruction Algorithm (ISRA) (Daube-Witherspoon et al. 1986) instead of the RL algorithm. The comparison with the image reconstructed by the Wiener filter leads us to the iteration 303. The reconstructed image is presented in Fig. 10. The two algorithms

gave almost the same results, backing up the deconvolution results given in this paper.

In respect to this we may conclude that the deconvolution was carried out taking into account the problem of noise; we also made use of an a priori model, by assuming that P Cyg was the sum of an unresolved star and an envelope. An important question remains: up to what precision can we trust 59 Cyg as an accurate PSF for P Cyg? Several elements enable us to give a positive answer to that question: the seeing conditions were similar for both observations, and we found the same ratio of the flux envelope/star (about 4) before and after deconvolution. It would have been very convincing to have a series of sandwiched observations of P Cyg and a reference, eventually with different seeing conditions, and have all the results that converge towards a unique solution. In fact, we made an elementary test that consisted in dividing the long exposure of P Cyg in two sequences. The same operation was applied to 59 Cyg. We have then made a deconvolution of these four resulting images. The results are very similar to those obtained with the deconvolution presented in Fig. 4 and are not reproduced here. In an alternative we give in the appendix the results of a series of additional tests that tend to confirm 59 Cyg as a correct PSF.



Fig. 10. Reconstructed image of P Cyg with the ISRA algorithm stopped at iteration 303. Contour levels are not equally spaced and correspond to: 100, 80, 60, 40, 30, 15, 12.5, 9, 6.5, 5, 3.5, 2, 1.2 percent of the image's maximum. North is at the top and East is at the right of the image

We believe we have interpreted our current data as far as is possible. Of course, future observations, with possibly a larger telescope, will be very useful to confirm our first results and to further specify the morphology of this object.

#### 4. Discussion

The present work follows a long series of observations to track the history of P Cyg's giant eruptions in 1600 and 1655. Following the first attempts in this direction (Feibelman 1995), it was clear that the star to its nebula brightness ratio, constitutes a challenging obstacle for the optical mapping of the nebular morphology. Indeed only few observations, with heterogeneous angular resolutions are reported in the literature. Leitherer and Zickgraf (Leitherer et al. 1987) first published the detection of P Cyg's extended nebulosity using CCD imaging. Later, Johnson et al. (Johnson et al. 1992) reported the detection of forbidden emission lines due to nitrogen enriched material at 9 arcsec. The first coronagraphic imaging of P Cyg from the ground was obtained by Barlow et al. (Barlow et al. 1994) from high resolution long-slit data. Barlow and co-workers discovered the presence of a 22 arcsec nearly circular shell which presents bright condensations of about 2 arcsec wide, mostly in the North (their plate scale is of 0.255 arcsec per pixel where a 4.3 arcsec occulting strip was used). STScI coronagraph imaging, using a 4.8 arcsec occulting disk, shows almost the same features (Nota et al. 1995). From another point of view P Cyg constitutes an ideal target for testing new and different imaging techniques. Among these there are the spectral-line image sharpening techniques SCASIS (de Vos 1994), the AMOS adaptive optics observations (Morossi et al. 1996), and occulting mask imaging (4 arcsec) with the new MOMI instrument for wide field imaging

(O'Connor et al. 1998). In the latter case the authors suggest highly asymmetrical features at 3–4 pc from the star (7') probably associated with previous mass-loss events (Meaburn et al. 1999). At the same time, radio imaging now offers approximately the same panel of field and spatial resolution as optical imaging making the comparison of optical and radio maps possible. Indeed, sounding different scales in radio wavelength can easily be achieved by changing the baseline configuration of radio arrays (Skinner et al. 1998). Using this possibility, Skinner and co-workers have compared radio maps to Barlow's coronagraphic image of P Cyg (Barlow et al. 1994). These authors claim that the emissive regions in radio and visible are roughly the same, although this comparison is further complicated by the coronagraphic mask and the telescope diffraction pattern. They conclude that both radio and optical maps exhibit the same details having the same physical origin: i.e. dense clumps overtaken by the faster wind and heated by shocks.

Low and intermediate spatial resolution images suggest a global spherical expanding envelope but clumpiness is present in each case. This trend is also present at higher spatial resolution of the 250 km MERLIN centimetric network (Skinner et al. 1997) approaching the submilliarcsecond observations of the GI2T optical interferometric (Vakili et al. 1997).

In this context our present reconstructed image of P Cyg's environment in H $\alpha$  presents, as expected, strongly clumped features within the 1 arcsec field of view (0.011 pc with  $D = 1.8$  Kpc). More than 6 enhanced emission clumps are counted with our 0.05 arcsec spatial resolution in a nearly 0.6 arcsec region superimposed to the unresolved central star. The mean size of the clumps is roughly 0.08 arcsec which is the angular limitation of the 152 cm OHP telescope. These results agree well both in size and morphology with MERLIN observations, at nearly the same resolution. The typical diameter of emitting regions for MERLIN is 0.4 arcsec (0.13 arcsec for the core), and amazingly comparable to an optical structures (Fig. 9). In this same figure, a North-East/South-West preferential axis appears in the H $\alpha$  image due to the grouping of the clumps, the distribution being otherwise rather uniform. The same orientation was also pointed out in SCASIS observations at a lower spatial resolution (de Vos 1994). Note that in our reconstructed image a bright feature is located at 80 mas South-East of the central star. We can speculate on its relation to the local strong emission discovered at 0.8 mas from the star in August 1994 by the GI2T interferometer (Vakili et al. 1997) although the E-W absolute position of the latter emission was not given by GI2T. If this scenario holds, this position, some 3.2 years later, implies a projected velocity around  $110 \text{ km s}^{-1}$ . Taking into account the radial velocity and uncertainties  $208 \pm 78 \text{ km s}^{-1}$  obtained by Vakili et al. (Vakili et al. 1997), this projected velocity is to be expected for a clump

nearly on the line of sight ejected three years earlier with the terminal velocity, and thus, compatible with the GI2T observations. Although the possible physical relation of 1994 blob and 1997 clump remains to be robustly settled, interferometric and AO imaging repeated in the future, should enlighten such scenarios.

At present, only radio observations by Skinner et al. (Skinner et al. 1997) present confident temporal variations. In the two 6-cm MERLIN images taken in a 40 day interval, impressive changes were observed, corroborated by VLA observations. In the observed region, the wind velocity suggests a 2 year dynamical time scale, which can hardly be compared to the 6-cm flux variations. On the other hand, the recombination time scale for hydrogen atoms ( $1.210^5/n_e$  in years) is shorter, but not sufficient,  $\sim 160$  days considering a characteristic  $n_e$  of  $2.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$  at 0.07 arcsec. This short time scale puts strong constraints on the electron density, which has to be four times larger than the surrounding envelope material. The clumpiness can explain such a time evolution if the structures are sufficiently small and dense, or if the shocks between the wind and the clumps are strong enough. The question is whether increasing resolution would reveal the same clumpiness, and if activity observed in optical and radio wavelengths is closely correlated.

Some questions arise. How can these small scale clumps be related to the 2 arcsec ones observed in the Barlow's images at 3 arcsec from the star? How can they survive over such a long distance? Do they reappear at the location we detect them?

A challenging issue is now understanding the connection between the different spatially resolved structures and their scales which needs the monitoring of the clumpiness from the star to the interstellar medium, and constrains the mass ejection dynamics. Therefore, our present observations are the first attempt to prove that an optical monitoring of the clumpiness in inner region of P Cyg's mass loss is observationally feasible. As previously pointed out (Vakili et al. 1997), the intermediate regions of P Cyg's wind, from a few stellar radii to a few parsecs can be sounded by means of AO plus coronagraphic imaging from the ground, in relation with radio observations. The dynamical time scale for optical interferometry is approximately one month, but a temporal monitoring of P Cyg by this technique requires both higher sensitivity and larger numbers of baseline orientations due to the complex structures which occur at different scales. For larger distances, the recombination time scale in the clumpy wind should produce large effects as detected in radio, and AO becomes the perfect technique to follow such activities. The brightness of P Cyg and its evolutionary time scale allow the development of a multi-site and multi-wavelength observations campaign, using AO, optical and radio interferometry to get a unified picture of P Cyg's environment physics.

### Appendix A: Tests on the PSF

We have made a series of tests that tends to strengthen our confidence in the 59 Cyg's image as a correct PSF for P Cyg. These tests are negative tests in the sense that if the PSF fails to succeed one, it should be rejected as a bad PSF.

Let us assume that 59 Cyg is a good unbiased representation of the true PSF  $h(r)$ . Differences between the blurred reconstructed image  $b(r) = h(r) \otimes x(r)$  and the observed data  $y(r)$  must then be dominated by statistical noise fluctuations, with no bias term. In this relation,  $x(r)$  is our best reconstructed image, as shown in Fig. 4, and  $h(r)$  the PSF 59 Cyg of Fig. 1 of the body of the paper. We assume that the noise comes from a photo-detection process, and that  $y(r)$  is a realization of the Poisson process of mean  $b(r)$ .

#### A.1. Test 1: Poisson-Mandel transform

The first test we have performed is a basic one, not very sensitive to the exact value of  $h(r)$ , but that must be verified in any case. Let us denote  $y$  and  $b$  the values taken by  $y(r)$  and  $b(r)$ . The total probability theorem (Papoulis 1984) allows us to write the unconditional probability  $P(y)$  of  $y(r)$  as the sum of  $P(y/b) \times P(b)$  for all  $b$  values. For the Poisson process, the conditional probability of  $y$  assuming  $b$  is  $P(y/b) = \frac{b^y}{y!} \exp(-b)$  where  $y$  is an integer (the number of photons) and  $b$  a continuous value.

As a consequence,  $P(y)$  is the Poisson-Mandel transform (Mandel 1959; Mehta 1970) of  $P(b)$ :

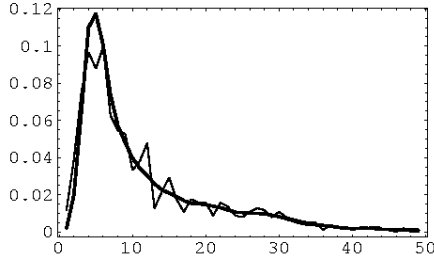
$$P(y) = \int_0^\infty P(b) \frac{b^y}{y!} \exp(-b) db. \quad (\text{A1})$$

We have verified that our data correctly obeys relation A1. We have taken for  $P(b)$  the histogram of  $b(r)$ , applied the above transformation and compared the result  $P(y)$  with the direct histogram of the values of  $y(r)$ . The comparison is shown in Fig. A1. The results are consistent with the data.

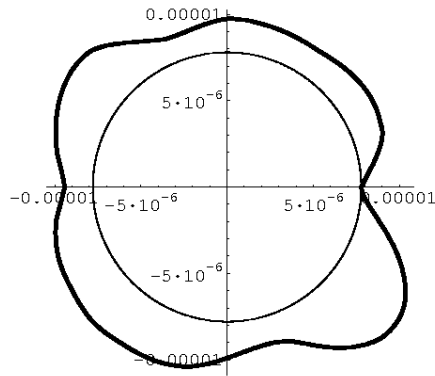
#### A.2. Test 2: Rotations of the true PSF

The second test we have performed was to check the correctness of the small departures from circular symmetry of 59 Cyg. We use as the PSF  $h_\theta(r)$  an image of 59 Cyg rotated by an angle  $\theta$ . Then the deconvolution procedure is carried out as previously and leads to an image  $x_\theta(r)$ . The blurred image  $b_\theta(r)$  is obtained as the convolution of  $x_\theta(r)$  and  $h_\theta(r)$ , and we finally compute the Euclidean distance between  $y(r)$  and  $b_\theta(r)$ . The results are shown in Fig. A2 in a polar plot for  $\theta$  varying from 0 to  $2\pi$ . The original PSF gives the best result. If the deviation from circular symmetry was purely random, the goodness of the deconvolution would not be affected by this rotation.





**Fig. A1.** Thick line: Poisson-Mandel transform  $P(y)$  of  $P(b)$  calculated using relation A1. Thin line: Histogram of the values of  $y(r)$ . A good agreement between the two curves is observed

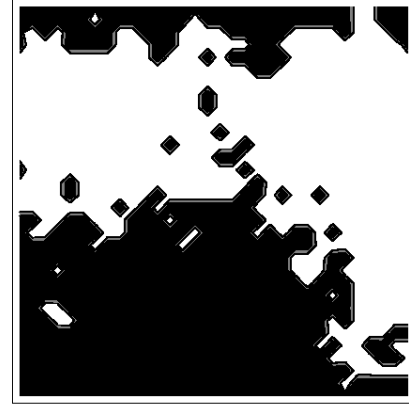
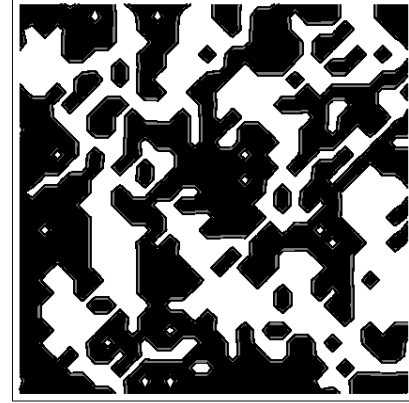


**Fig. A2.** Thick line: Polar plot of the Euclidean distance between  $y(r)$  and  $b_\theta(r)$  for  $\theta$  varying between 0 and  $2\pi$ . Thin line: Circle with a radius of the minimum of the Euclidean distance between  $y(r)$  and  $b_\theta(r)$ . The minimum of the Euclidean distance is obtained for  $\theta = 0$

Secondary minima of the curve appear for apparent symmetries of the PSF. Representations of the difference between  $y(r)$  and  $b_\theta(r)$  are shown in Fig. A3. For the sake of clarity we have represented the sign of the difference  $y(r) - b_\theta(r)$ . For  $\theta = 0$ , we get a speckle-like pattern, roughly uniform over the whole image. For other values of  $\theta$ , this difference shows large patterns that indicates regions over which  $b_\theta(r)$  does not correctly match  $y(r)$ . These trends clearly show that  $h_\theta(r)$  for  $\theta \neq 0$  is a biased version of  $h(r)$ .

As a conclusion, 59 Cyg passed the tests and could not be rejected as a bad PSF.

*Acknowledgements.* We wish to acknowledge A. Labeyrie for having encouraged the present work. P Cyg's observations were done using the BOA Adaptive Optics provided by ONERA to us. The manuscript benefited from discussions and critics of



**Fig. A3.** Representation of the sign of the difference  $y(r) - b_\theta(r)$  for no rotation of the PSF (top) and for a rotation of  $\pi/2$  (bottom). This later image is not a particular case, and is characteristic of what can be obtained when the PSF is rotated

J.P. Véran, J. De Freitas Pacheco, G. Ricort and the GI2T team.

### References

- Abe L., Vakili F., Percheron I., Hamma S., Ragey J.P., Blazit A., 1998, in proceedings of the conference "Catching the perfect wave", Albuquerque, June 1998
- Barlow M.J., Drew J.E., Meaburn J., Massey R.M., 1994, MNRAS 268, L29
- Boccaletti A., Moutou C., Labeyrie A., Kohler D., Vakili F., 1998, AASS 133, 395-492
- Conan J.M., Mugnier L., Fusco T., 1998, in proceedings of the Adaptive Optics and Applications, SPIE 3126
- Daube-Witherspoon M.E., Muehllehner G., 1986, I.E.E.E. Trans. Med. Imaging, MI-5, 61-66

## II. Observation de P Cygni en HRA

- de Groot M.J.H., Lamers H.J.G.L.M., 1992, *Nat* 355, 422
- de Vos C.M., 1993, Ph.D. Thesis, oiws.book
- de Vos C.M., 1994, *IAUS* 158, 419
- Feibelman W.A., 1995, *JRASC* 89, 3
- Fusco T., Conan J.-M., Mugnier L.M., Michau V., Rousset G., 2000, *AASS* 142, 149-156
- Harder S., Chelli A., 2000, *AASS* 142, 119-135
- Högbom J.A., 1974, *AASS* 15, 417-426
- Johnson D.R.H., Barlow M.J., Drew J.E., Brinks E., 1992, *MNRAS* 255, 261
- Lamers H.J.G.L.M., de Groot M.J.H., Cassatella A., 1983, *A&A* 128, 299-310
- Lamers H.J.G.L.M., Korevaar P., Cassatella A., 1985, *A&A* 149, 29
- Lantéri H., Soummer R., Aime C., 7-11 September 1998, *ESO/OSA Topical Meeting on Astronomy with Adaptive Optics*, Sonthofen, Germany
- Lantéri H., Roche M., Cuevas O., Aime C., 20-24 September 1999, *ESO/SPIE Symposium on Remote Sensing*, Florence, Italy
- Lantéri H., Soummer R., Aime C., 1999, *AASS* 140, 235-246
- Leitherer C., Zickgraf F.J., 1987, *A&A* 174, 103
- Lucy L.B., 1974, *AJ* 79, 745-754
- Lucy L.B., 1994, *The restoration of HST images and spectra*. II. Space Telescope Institute, Hanisch R.J. and White R.L. (eds.), p. 79-85
- Mandel L., *Proc. Phys. Soc.*, 74, 233
- Meaburn J., López J.A., O'Connor J., 1999, *ApJ* 516, L29
- Mehta C.L., 1970, *Prog. Opt.* 3, 399-428
- Morossi C., Franchini M., Ragazzoni R., et al., 1996, *SPIE* 2828, 301
- Nota A., Livio M., Clamplin M., Schulte-Ladbeck R., 1995, *ApJ* 448, 788
- O'Connor J.A., Meaburn J., Bryce M., 1998, *MNRAS* 300, 411
- Papoulis A., 1984, *McGraw-Hill Series in Electrical Engineering*, Second Edition, 30
- Richardson W.H., 1972, *J. Opt. Soc. Am.* 62, 55-59
- Skinner C.J., Exter K.M., Barlow M.J., Davis R.J., Bode M.F., 1997b, *MNRAS* 288, L7
- Skinner C.J., Becker R.H., White R.L., Exter K.M., Barlow M.J., Davis R.J., 1998, *MNRAS* 296, 669
- Taylor M., Nordsieck K.H., Schulte-Ladbeck R.E., Bjorkman K.S., 1991, *AJ* 102, 1197
- Thiébaud E., 1994, *A&A* 284, 340-349
- Turner D., Welch G., Horsford A., et al., 1999, *JRASC* 93, 186
- Vakili F., Mourard D., Bonneau D., Morand F., Stee P., 1997, *A&A* 323, 183-188
- Wolfram S., 1999, *The Mathematica book*, Fourth Edition. Cambridge University Press

### 3 Recherche de champs magnétiques dans les étoiles massives par Spectropolarimétrie

#### 3.1 Spectropolarimétrie et connexion vent-photosphère

La spectropolarimétrie est l'outil tout indiqué lorsqu'on ne dispose pas de résolution spatiale pour étudier les processus d'éjection de matière. Dans le chapitre précédent, nous avons pu voir son potentiel dans le cas de P Cygni, puisque c'est la seule technique dont les résultats peuvent être comparés directement aux observations interférométriques.

Tant pour la polarisation linéaire que pour la polarisation circulaire, l'essentiel de l'émission polarisée des étoiles chaudes a lieu *dans une zone étroite comprise entre la photosphère et quelques rayons stellaires*. En effet, les deux processus prépondérants à l'origine de la polarisation linéaire et circulaire des étoiles chaudes sont la diffusion Thomson de la lumière sur les électrons libres (voir fig. 19) et l'effet Zeeman (voir fig. 20).

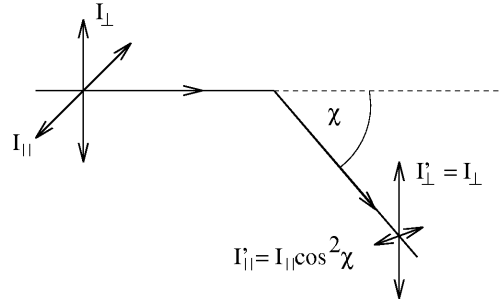


Figure 19. Diffusion de Thomson d'une onde électromagnétique sur un électron libre par émission dipolaire. L'intensité du champ électrique est diminuée de  $\cos^2 \chi$  par projection sur la ligne de visée pour la composante parallèle au plan de diffusion, tandis que la composante perpendiculaire reste inchangée.  $\chi$  est l'angle de diffusion entre l'onde incidente et la ligne de visée.

Dans le cas de la diffusion Thomson, le taux de polarisation généré est proportionnel à la densité électronique et la densité du flux lumineux<sup>11</sup>, qui décroissent tous deux en fonction du carré de la distance à l'étoile (au minimum<sup>12</sup>). L'essentiel de la polarisation est donc produit sur les deux premiers rayons stellaires, ce qui en fait une sonde très pertinente des conditions à la base du vent, et donc révélatrice de cette connexion vent-photosphère. L'argument est aussi valable pour l'effet Zeeman, proportionnel au champ magnétique. L'intensité du champ magnétique décroît aussi très rapidement vers l'extérieur ce qui diminue d'autant le signal qu'il est susceptible de produire (décroissance en  $1/r^3$  à grande distance dans le cas d'un dipôle).

Dans les deux cas, cette décroissance est renforcée par la décorrélation de la polarisation à grande échelle, qui, en tant que quantité algébrique, a tendance à s'annuler.

En ce sens, on peut dire que la localisation de l'émission polarisée fait office de pouvoir résolvant, ce qui rend cette technique instrumentale tout à fait intéressante.

<sup>11</sup> Dans le cas d'un vent optiquement mince, l'épaisseur optique due à la diffusion de Thomson de la lumière sous les électrons s'exprime sous la forme:

$$\tau = \sigma_e \int_0^\infty N_e(r) dr$$

<sup>12</sup> La décroissance de la densité électronique est plus rapide que  $1/r^2$  dans le cas d'un vent qui recombine (comme celui de P Cygni par exemple) ou dans un vent accéléré.

De plus, la spectropolarimétrie est un outil de diagnostic des plus utiles, car les signatures polarisées sont souvent très caractéristiques du milieu émissif et se prêtent plus à l'interprétation que d'autres observables moins riches, comme la photométrie ou la spectroscopie classique. C'est cependant une technique qui reste difficile en terme instrumental et qui demande des pouvoirs collecteurs importants.

Dans ce chapitre, je vais me concentrer sur l'effet Zeeman et sur sa difficile détection comme preuve de la présence de champ magnétique dans l'atmosphère des étoiles chaudes. Je présenterai les arguments indirects en faveur de la présence de champs magnétiques pour expliquer certaines manifestations des vents radiatifs, puis les méthodes de détection directes utilisant l'effet Zeeman. Enfin, je décrirai les observations menées avec le spectropolarimètre CASPEC dans le but de détecter une activité magnétique pour certains types spectraux parmi les plus précoces à savoir les types O et WR. La détection de polarisation linéaire ne sera pas abordée plus avant dans cette thèse. Le lecteur est invité cependant à se reporter au chapitre suivant pour une description du fort potentiel de l'interférométrie optique en lumière polarisée.

#### 3.2 Observables de la spectropolarimétrie

L'information lumineuse qui nous parvient du ciel est étudiée en astronomie dans maintenant toutes ses manifestations: intensité, longueur d'onde, variabilité temporelle, distribution spatiale et polarisation. Cette dernière propriété a longtemps été l'une des moins exploitées principalement en raison des très faibles taux de polarisation générés par les objets astronomiques non résolus spatialement. Les premières détections en polarisation tant circulaire que linéaire sont reportées dans les années 40, avec la détection de l'effet Zeeman polarisé dans une étoile Ap par Babcock (1947) et de la diffusion de Thomson dans les étoiles de types précoces par Hall & Mikesell (1949) et Hiltner (1949)<sup>13</sup>, travaux en grande partie conduits sous l'impulsion de Chandrasekhar (1946) prédisant une importante polarisation linéaire dans ce type d'étoile. Dès ces premières observations, le formalisme de Stokes a été utilisé, et j'en fais maintenant une brève description.

La configuration spatiale de l'onde lumineuse peut être entièrement décrite par quatre paramètres. La lumière est une onde transversale dont le champ électromagnétique est perpendiculaire à la direction de propagation. Ces paramètres peuvent par exemple représenter, par rapport à un système d'axe de référence, les grandeurs du petit et grand axe de l'ellipse décrite par le champ électrique, le sens dans lequel l'ellipse est parcourue, ainsi que l'angle de référence du grand axe. La phase temporelle n'intervient pas dans cette description. La longueur d'onde de la lumière est le paramètre supplémentaire associé à la caractérisation de cette onde.

On peut aussi décomposer ces quatre paramètres en suivant le formalisme de Stokes. Ce sont  $I$  pour l'intensité totale du faisceau détecté,  $Q$  et  $U$  pour sa polarisation linéaire,  $V$  pour sa polarisation circulaire.  $Q$  quantifie la polarisation dans les directions Nord-Sud et Est-Ouest céleste tandis que  $U$  quantifie les directions à  $45^\circ$  et  $135^\circ$  des précédentes.

Le principal avantage de ces paramètres est leur caractère additif, ce qui facilite le calcul de chemins optiques. De plus, leur invariance sous toute rotation de coordonnées est très appropriée aux observations astronomiques.  $I$  est toujours positif, mais  $Q$ ,  $U$  et  $V$  sont des quantités algébriques, car elles dépendent d'une direction de référence.

---

<sup>13</sup> En fait, les observations de Hall & Mikesell et Hiltner, loin de détecter une polarisation stellaire ont découvert la forte polarisation du domaine interstellaire, très corrélé avec le plan galactique et donc avec la distribution d'étoile de type précoce. Cela a donné lieu à une véritable cartographie du milieu interstellaire dans les années suivantes (voir Leroy, 1998).

Comme convention de signe pour  $V$ , souvent ambiguë, je prendrais comme direction positive le sens horaire d'une onde, telle que vue par un observateur qui regarde le faisceau qui s'approche de lui.

A partir de ces quantités, on définit les taux de polarisation linéaire  $P_l$  et circulaire  $P_c$ :

$$P_l = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad P_c = \frac{|V|}{I},$$

ainsi que la direction de polarisation linéaire, donnée par l'angle  $\theta$ :

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right), \text{ avec } Q = P_l \cos(2\theta) \text{ et } U = P_l \sin(2\theta).$$

$Q$  est positif pour un angle dans la direction N-S ( $\theta=0^\circ$ ), et négatif pour la direction E-O ( $\theta=90^\circ$ );  $U$  est positif pour un angle  $\theta=45^\circ$ , et négatif pour un angle  $\theta=-135^\circ$ . Ainsi, pour une rotation de  $\theta$  dans le plan du ciel (allant de 0 à  $180^\circ$ ), on a une rotation de  $360^\circ$  dans le plan  $QU$ .

### 3.3 Effet Zeeman

#### 3.3.1 Phénomène

Un spectre de lumière émis par un gaz plongé dans un fort champ magnétique  $\mathbf{B}$  voit ses raies divisées en multiplets. On appelle ce phénomène l'effet Zeeman (voir Ye Shi-Hui 1994 ). Premièrement, cet effet lève la dégénérescence des raies et révèle ainsi leur structure fine, la séparation  $\delta\lambda$  des composantes étant proportionnelle au champ:

$$\delta\lambda = 4.67 \cdot 10^{-13} \lambda_0^2 g B \quad (5)$$

où  $B$  est le module du champ magnétique et  $g$ , le coefficient de sensibilité de la raie à ce champ appelé facteur de Landé;  $\lambda_0$  s'exprime en Angström.

La séparation spectrale induite est faible devant les phénomènes d'élargissement rencontrés dans l'astronomie stellaire. Ainsi pour une raie avec  $\lambda=5000 \text{ \AA}$ ,  $g=2.5$  et  $B=3000 \text{ G}$  (cas d'un champ stellaire fort), la séparation n'est-elle que de  $0.09 \text{ \AA}$  ce qui nécessite une résolution de  $\sim 50000$  (dans l'absolu) pour résoudre chaque composante.

L'effet Zeeman s'accompagne d'une polarisation des composantes. Les deux composantes extérieures du triplet  $\sigma$  sont polarisées circulairement et la composante centrale  $\pi$  polarisée linéairement dans la direction parallèle au champ. Les polarisations des composantes  $\sigma$  sont de plus opposées, polarisation droite et gauche. Pour un champ longitudinal, l'émission  $\pi$  est invisible et les deux raies  $\sigma$  détectables en polarisation circulaire (voir fig. 20).

Si le champ est perpendiculaire à la ligne de visée (champ transverse), les raies polarisées circulairement seront en quelque sorte "vues de côtés", et apparaîtront linéaires du fait de l'émission dipolaire. La raie centrale reste linéaire, mais polarisée à  $90$  degrés par rapport aux deux autres.

Si la raie est en absorption (dans la plupart des cas), une quantité statistique d'atomes dont le moment magnétique est dans une certaine direction par rapport au champ va subir son influence et ne pouvoir absorber que le rayonnement à  $(\lambda_0 - \delta\lambda_z)$  par exemple. Le continu local présentera un déficit de polarisation circulaire gauche et apparaîtra donc polarisé à droite. La largeur équivalente de la raie déterminera, autant que l'intensité du champ, le taux de polarisation résultant.

### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

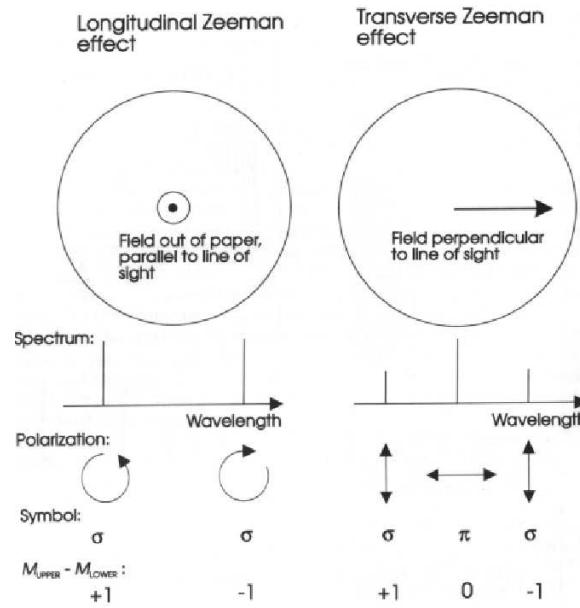


Figure 20. Effet Zeeman (Ye Shi-hui, 1994). La spectropolarimétrie détecte essentiellement l'effet polarisé d'un champ longitudinal qui nécessite une moindre contrainte instrumentale en résolution spectrale et sensibilité du fait de l'absence de la composante  $\pi$ .

#### 3.3.2 Mécanisme

La raie est émise par une transition entre deux niveaux caractérisés par les facteurs de Landé  $g_1$  et  $g_2$ . Le facteur de Landé d'un niveau atomique défini par la série de nombres S, L, et J, (moments cinétiques de spin, orbital et total) peut se déterminer théoriquement dans le cadre du couplage LS (atomes légers) par la formule suivante:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (6)$$

Il est nécessaire de préciser que l'emploi de cette formule est sujet à précaution, et que les valeurs expérimentales doivent toujours être privilégiées (voir Mathys, 1989).

Le classique triplet Zeeman (effet Zeeman *normal*) n'est qu'un cas particulier de l'effet Zeeman pour des transitions où l'un des niveaux présente un moment cinétique total  $J=0$ , ou lorsque les deux niveaux présentent les mêmes facteurs de Landé ( $g_1=g_2$ ). De même les transitions insensibles à l'effet Zeeman sont celles dont l'un des niveaux a un facteur de Landé nul, et l'autre  $J=0$ , ou des niveaux avec  $g_1=g_2=0$ . Ces transitions sont assez rares, mais fort utiles comme références dans nombres d'applications astrophysiques.

Pour toutes les autres transitions, l'effet Zeeman produit un patron de raies parfois complexe (effet Zeeman *anormal*), où les composantes  $\sigma$  et  $\pi$  peuvent être entremêlées. Cependant, en utilisant le centre de gravité des composantes  $\sigma$  comme référence, on peut se ramener au cas du triplet Zeeman. L'intensité relative des différentes composantes n'est dépendante *que* des nombres  $J_1$  et  $J_2$  des deux niveaux de la transition. Il est donc possible d'obtenir un facteur de Landé équivalent pour une transition par la formule suivante (Mathys, 1987):

$$g_{\text{mean}} = 0.5(g_1 + g_2) + 0.25(g_1 - g_2)[J_1(J_1 + 1) - J_2(J_2 + 1)] \quad (7)$$

$g_{\text{mean}}$  est la valeur à appliquer pour une transition lorsque la résolution spectrale est insuffisante pour résoudre les différentes composantes. Par la suite  $g$  signifiera le  $g$  pour un triplet ou  $g_{\text{mean}}$  pour une configuration plus complexe

#### 3.3.3 Approximation du champ faible

La condition de champ faible s'applique pour toute situation où la décomposition de la raie est petite par rapport à sa largeur intrinsèque en l'absence de champ (Landstreet 1982).

Alors, on peut exprimer avec une bonne approximation le spectre en Stokes V par le spectre en Stokes I par la relation:

$$V(\lambda) \approx -g\Delta\lambda B_z \frac{dI}{d\lambda} \quad (8)$$

$B_z$  représente l'intensité du champ longitudinal moyen,  $\Delta\lambda = 4.67 \cdot 10^{-13} \lambda_0^2$ .

Les sources d'élargissement intrinsèque sont la température, la pression (effet collisionnel) ou l'effet Stark, important pour les raies de Balmer, ou pour les raies d'hélium. Pour des atomes métalliques, cette approximation (pour  $T \sim 10000$  K) est valable jusqu'à  $B \sim 10^3$ /g gauss; jusqu'à  $B \sim 4 \cdot 10^3$ /g gauss pour les atomes les plus légers (Landstreet 1982).

**De plus**, l'élargissement par effet Doppler macroscopique (rotationnel ou du à l'accélération dans un vent radiatif) doit être au maximum du même ordre de grandeur que la largeur intrinsèque de la raie. En effet, si la raie intégrée résulte d'un champ complexe qui est distribué en vitesse radiale dans le spectre par l'effet Doppler, il n'existe pas de relation analytique simple reliant les paramètres de Stokes V et I.

Cependant, si on suppose un champ localisé de telle sorte que la raie intrinsèque soit plus large que le différentiel Doppler *local*, alors il est possible d'employer cette approximation pour un usage restreint (voir Mathys & Smith 2000). Par exemple, pour une étoile tournant à 300 km/s, une tache couvrant 3% du rayon stellaire couvrira un différentiel de vitesse de 9 km/s, largeur inférieure à la largeur intrinsèque d'une raie émise par un atome léger (H, He).

#### 3.4 Méthodes de détection directe de champ magnétique

Les différentes méthodes de détection directe de champs magnétiques mesurent différents aspects de l'effet Zeeman, basés sur la mesure de l'écartement des composantes ou la détection d'une polarisation. Même avec de forts champs, l'extrême petitesse de l'écartement nécessite pour l'analyse à la fois une très bonne résolution spectrale et une bonne détectabilité de la polarisation, souvent diluée par effet Doppler. Ces techniques imposent donc pour la plupart une importante maîtrise des bruits instrumentaux et des pouvoirs collecteurs importants. Pour une revue plus complète, le lecteur est invité à se reporter à la thèse d'habilitation de G. Mathys (1989) et l'article de revue de J. Landstreet (1992).

Ces techniques ont été développées principalement pour les étoiles Ap et leur l'application pour la détection de champ magnétique dans les étoiles chaudes de type plus précoce est problématique. J'essaierai de faire un bilan de cet état de fait dans la dernière section de cette partie. Les étoiles Ap sont des étoiles de type A particulières (particularité chimique à la base), qui sont les étoiles non-dégénérés montrant les champs magnétique structurés parmi les plus intenses (sans oublier d'inclure les Bp). Pour une présentation plus complète de ce type spectral le lecteur est prié de se reporter au chapitre 5.

##### 3.4.1 Méthode en lumière naturelle

La méthode la plus directe de caractériser le champ magnétique est de mesurer la séparation des composantes  $\sigma$  et  $\pi$ , c'est à dire de résoudre la dégénérescence en lumière non-polarisé (Stokes I uniquement). L'élargissement est proportionnel au module du champ dans le lieu de l'absorption de la raie, donc *au champ surfacique moyen*  $\langle B \rangle$ .

Compte tenu de l'amplitude de l'effet, cette technique ne concerne que les étoiles les plus magnétisée et/ou les rotateurs les plus lents<sup>14</sup>. D'autre part, on peut étudier en lumière

<sup>14</sup> Dans le visible, cette détection est aisée si le champ surfacique moyen  $B$  exprimé en kG est numériquement supérieur au  $V_{\text{rot}}$  exprimé en km/s (Landstreet, 1992).

naturelle l'élargissement des raies sous l'action du champ, et mesurer de manière différentielle les raies plus ou moins sensibles (facteur de Landé  $g$  différents).

Proposée par Robinson en 1980 pour les types tardifs présentant un nombre conséquent de raies, cette méthode a permis d'étudier le module du champ et de d'étendre les détections à de nouveaux types spectraux (plus tardifs). Cependant sa portée est limitée car ces méthodes nécessitent un bon rapport entre l'élargissement par effet Zeeman et la largeur intrinsèque de la raie. De plus, les sources d'élargissement "parasites" sont nombreuses (effet Doppler, Stark...) et doivent être caractérisées pour isoler le signal. Pour des rotateurs un peu rapides ( $V_{\text{e.sini}} > 20$  km/s), la méthode est très rapidement inexploitable.

Il faut mentionner néanmoins qu'un nombre non négligeable d'étoiles Ap possèdent un champ suffisamment fort pour que la structure fine soit résolue avec une résolution spectrale moyenne ( $R=30000$ , voir Mathys 1990). Dans ce cas une étude du profil des raies devient possible.

#### 3.4.2 Polarimétrie et spectropolarimétrie classique

La polarisation est le moyen le plus utilisé pour détecter l'effet Zeeman. Jusqu'au début des années 80, une mesure de champ magnétique stellaire se résume dans la grande majorité des cas, à une estimation de la composante longitudinale du champ moyenné sur l'hémisphère visible de l'étoile  $\langle B_z \rangle$  (pondérée par l'assombrissement centre-bord). Cela peut se faire par mesure de la polarisation par canal spectral.

On peut aussi retrouver le champ surfacique par la mesure du décalage des raies sous deux polarisations circulaires opposées (Babcock, 1947). Cette méthode est plus précise que la méthode de Robinson car elle repose sur la comparaison de la position du "centre de gravité" de la raie entre les deux polarisations circulaires qui est moins affectée par des biais de mesure.

Lorsque le SNR et la résolution spectrale sont suffisants, le spectre stellaire du paramètre de Stokes  $V$  peut être obtenu. Pour une raie présentée par une étoile soumise à un champ magnétique sous les conditions de champ faible, on obtient un profil caractéristique en  $S$  (voir fig. 21), alors que la raie centrale, polarisée linéairement n'apparaît pas.

La détection par polarisation linéaire (champ transverse) est plus difficile à mettre en œuvre et à interpréter (écart spectral diminué, taux de polarisation plus faible). Cela n'a été obtenu de manière directe que sur quelques étoiles (Borra & Vaughan 1976), et nécessite l'utilisation d'un grand nombre de raies (Wade, 2000a et b, voir section ZDI).

Une détection d'une polarisation linéaire est aussi possible dans de larges bandes de continu (Leroy et al. 1993). Cette polarisation provient indirectement de l'effet Zeeman (Landolfi et al. 1993). Ce phénomène est lié à la désaturation des raies par effet Zeeman qui doit être prise en compte dans les modèles d'atmosphère. La composante  $\pi$ , la plus profonde, subie la première les effets de la saturation, alors que les composantes  $\sigma$  en sont loin. Cela a pour effet de créer une polarisation linéaire nette du continu, qui peut être associé de manière directe au champ magnétique (voir Mathys 1989, Leroy et al. 1993).

Depuis le début des années 1980, le progrès technologique aidant, une réflexion de fond a été entreprise par Gauthier Mathys et collaborateurs sur les observables "classiques", leurs mesures et erreurs ainsi que sur l'opportunité d'introduire de nouveaux observables (Mathys et al. 1991, 1994, 1995a, 1995b). Utilisant l'instrument CASPEC (ESO) pour observer des étoiles à faible  $V_{\text{e.sini}}$  et fort champ<sup>15</sup>, (séparation Zeeman résolue pour le Fe, Si, Ni...) il compare ses observations avec les abondantes données photoélectriques des années 70. Par

---

<sup>15</sup> Champs si forts, qu'ils autorisent une détection (ou contamination) par effet Paschen-Back



l'utilisation de la théorie des moments sur les spectres, il crée de nouveaux observables qu'il peut lier à des moments spatiaux de la distribution de lumière polarisée sur le ciel.

Ainsi "l'asymétrie longitudinale moyenne",  $\langle xB_z \rangle$  est définie comme le barycentre à une dimension de l'intensité longitudinale du champ magnétique dans la direction perpendiculaire à l'axe de rotation. Ici,  $x$  est une coordonnée spatiale à une dimension, liée à l'effet Doppler, (perpendiculaire à l'axe de rotation projeté sur le ciel  $y$ ),  $z$  restant la direction de l'observateur. Cette quantité est obtenue par la mesure du moment spectral du second ordre centré sur la raie en lumière polarisée circulairement (Mathys 1995a).

On peut aussi définir le "champ carré moyen" égal à  $\sqrt{\langle B^2 \rangle + \langle B_z^2 \rangle}$  avec ( $B^2 = B_x^2 + B_y^2 + B_z^2$ ), obtenu par le second ordre en lumière naturelle (I), permettant une mesure fine du  $V \sin(i)$  (Mathys 1995b).

#### 3.4.3 Polarimétrie des raies de Balmer

Une des techniques qui semble être la plus adaptée aux étoiles massives a été développée par Angel et Landstreet (1970). Cette technique consiste à mesurer à l'aide d'un polarimètre photoélectrique la polarisation circulaire résiduelle dans les ailes d'une raie de Balmer. A cause l'effet Stark, la raie est très élargie et la polarisation à détecter est par conséquent extrêmement faible (0.007 %/100 G). Cela est compensé quelque peu par la largeur de la bande spectrale étudiée, qui consiste en deux canaux de 5 Å situé dans les ailes de la raie.

L'élargissement dû à l'effet Stark très important dans ces raies, est supérieur ou du même ordre que la vitesse apparente de rotation de l'astre. Ainsi, l'approximation de champ faible semble une bonne approximation même pour des élargissements rotationnels aussi extrême que 300 km/s (voir Landstreet 1982). L'interprétation de la mesure est par contre plus délicate (voir thèse de Stéphane Brillant 1999).

Le second point intéressant, c'est qu'un minimum de réduction seulement est nécessaire, ce qui contraste d'autant avec les exigences draconiennes sur la qualité de la réduction en spectropolarimétrie (voir le résumé de nos observations). Cependant, elle nécessite des flux lumineux très importants pour atteindre le SNR adéquat, et elle est peu flexible car nécessite des filtres, ce qui limite le nombre et la variété des raies étudiées.

#### 3.4.4 Zeeman Doppler Imaging (ZDI)

La "Doppler Imaging" est une technique de reconstruction d'image présentée par Vogt et Penrod (1983) qui tire profit de l'effet Doppler pour isoler l'information spatiale dans les raies observées en lumière naturelle. En effet, pour des étoiles dont la vitesse de rotation est grande devant l'élargissement intrinsèque de la raie, l'effet Doppler permet d'associer différentes vitesses radiales observées sur un spectre à différentes régions sources de la photosphère, dans le cas d'une étoile en rotation solide.

Par des méthodes d'inversion, il est possible de reconstruire une cartographie des variations locales de la photométrie de l'étoile. Ces méthodes sont basées sur l'influence de l'abondance chimique locale d'un élément et de la température sur l'absorption dans les raies. Une région anormale apparaîtra comme un manque ou un excès d'absorption qui modulera la raie par la rotation de l'étoile. Ces techniques nécessitent une grande résolution spectrale et une bonne couverture temporelle.

Une méthode similaire proposée par Semel (1989) puis mise en œuvre par Donati et al. (1990) utilise des données spectropolarimétriques. Elle est appelée Zeeman Doppler Imaging (ZDI). Collecté sur une large bande spectrale, un jeu de spectres en polarisation circulaire suffit généralement pour obtenir une bonne estimation des topologies magnétiques pour des étoiles froides (fig. 21). En effet, cette méthode très puissante utilise les techniques de multiplexages

développées pour la recherche de planètes extra-solaires (Mayor 1980), et ainsi travaille sur une quantité statistique de raies. En ce qui concerne les étoiles tardives, le nombre de raies utilisées permet une multiplication du SNR de plusieurs ordres de grandeurs, d'autant plus qu'une instrumentation dédiée (le spectropolarimètre MUSICOS) permet une impressionnante couverture spectrale. A haute résolution ( $R=50000$ ) et à large bande (300nm-800nm), de multiples raies peuvent être étudiées (jusqu'à 6000 pour les types les plus tardifs). Par une méthode de maximisation de l'entropie (Least-Square Deconvolution LSD) un profil moyen du paramètre  $V$  est obtenu<sup>16</sup>.

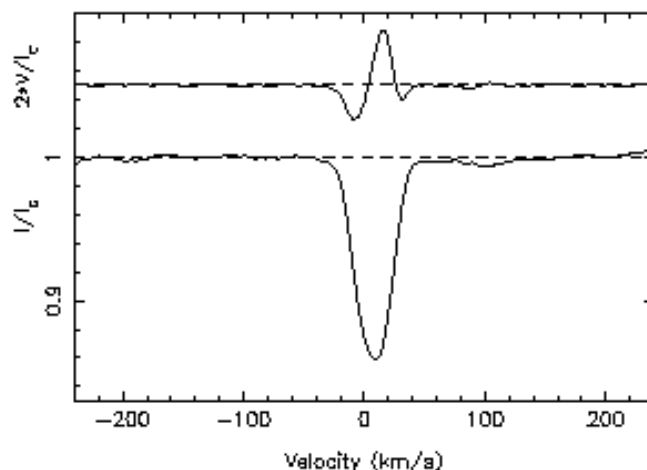


Figure 21. Signal polarisé et profil de raie moyen obtenu par la méthode de multiplexage ZDI à partir d'un grand nombre de raies. Le SNR obtenu est remarquable et permet de déterminer la forme du spectre Stokes  $V$  de cette étoile Ap fortement magnétisée (49 Cam) avec beaucoup de détails et une grande précision (Donati et al. 1990).

Une fois obtenu le profil moyen en  $V$ , une méthode inverse par maximum d'entropie permet de remonter à la topologie du champ magnétique. Les retombées d'un tel procédé sont multiples; citons pour mémoire la détermination de la structure interne du champ dans les spots de RS CVn (champ longitudinal, méridional et azimuthal) ou la mise en évidence de la rotation différentielle d'AB Doradus (voir références dans Donati, 1998).

Les succès impressionnants de cette technique tirent aussi leur origine des avancées instrumentales dans l'élaboration de spectropolarimètres tel que MUSICOS (comme par exemple l'introduction de fibres optiques permettant d'isoler le spectrographe du télescope), et aussi dans la réduction des données (logiciel ESPRIT, Donati et al. 1997). Il est cependant nécessaire de préciser que cette technique, même si elle repose sur l'effet Doppler, n'a obtenu des succès que pour des étoiles présentant un  $V_{\text{e.sini}}$  limité, et donc une forte polarisation par canal spectral et ce, même pour l'étude des étoiles chaudes. Ainsi, la détection récente et remarquable d'un champ magnétique dans les étoiles B2III  $\beta$  Cep (Henrichs et al. 2000) et O7V  $\theta^1$  Ori C (Donati et Wade 1999) est en grande partie imputable au  $V_{\text{e.sini}}$  particulièrement faible de ces étoiles par rapport à leur type spectral, respectivement de 25 km/s et 20 km/s.

#### 3.4.5 Application aux étoiles chaudes

Lorsqu'il s'agit de contraindre le champ magnétique d'une étoile chaude, je veux parler ici d'un type spectral plus précoce que A0 ( $T_{\text{eff}} > 11000$  K), un certain nombre de difficultés apparaissent:

<sup>16</sup> Sous l'hypothèse d'un profil statistiquement peu dépendant de la nature de la raie, ce qui exclue les raies trop fortes comme les raies de Balmer.

1. La vitesse thermique plus importante augmente l'effet l'élargissement intrinsèque des raies,
2. Beaucoup de métaux ne sont pas observables dans le visible à ces températures, et le nombre de raies utilisables pour une détection diminue de manière drastique,
3. La rotation de ces types spectraux est très importante, les Ve.sini atteignant couramment 200-300 km/s,
4. Le vent de type radiatif apparaît vers le type B2 (Grisby et al. 1995) vent qui atteint des vitesses de plusieurs milliers de km/s pour les types les plus précoces et qui contamine une grande partie du spectre.

Or on a vu d'une part que l'effet d'élargissement Zeeman est de faible amplitude et que nombre de méthodes ne sont pas applicables dans le cas de fort Ve.sini. De plus toutes les techniques sont affectées par la dilution de la polarisation par canal spectral.

La technique ZDI est affectée par la diminution du nombre de raies et perd une grande partie de son pouvoir de multiplexage. On passe ainsi d'environ 6500 raies *théoriquement utilisables* entre 370 nm et 880 nm pour le type K5IV, à un peu moins de 300 pour une A0, une trentaine pour le type B9 (Donati et al. 1997, Wade et al. 2000a), sans tenir compte des effets de mélanges. Une tentative de ce type est reportée dans la thèse de de Jong (2000) sur l'étoile  $\xi$  Per (O7.5III), étoile à fort Ve.sini (>300 km/s). Sur 32 raies faibles utilisables, seules 10 sont effectivement isolées.

La technique de polarimétrie des raies de Balmer semble apparemment la mieux adaptée à ces types spectraux et a encore été utilisée très récemment avec le télescope Canada-France-Hawaii (CFHT) pour tenter de détecter un champ magnétique dans l'étoile O7.5 III  $\xi$  Per ( $m_V=4$ ) dans la raie H $\beta$  (De Jong, 2000). Cependant la dilution de la polarisation est telle que les temps de poses deviennent très importants. De plus cette technique reste limitée à une raie particulière. Elle n'en demeure pas moins très attractive, et un programme d'observation conduit par G. Wade est en cours à l'Université de Montréal, en collaboration avec diverses institutions, afin d'observer un grand échantillon d'étoiles chaudes.

## 3.5 *Champ magnétique dans les étoiles chaudes*

### 3.5.1 *Détections directes*

Les étoiles Ap représentent environ 7% des étoiles A (Landstreet, 1992), et on pourrait croire qu'elles constituent une exception parmi toutes les étoiles chaudes. Or l'existence de types spectraux tels les Bp possédant des champs encore plus importants que les Ap (Bohlender & Landstreet 1987,  $\sigma$  Ori E Landstreet & Borra, 1978) montre que les conditions d'existence d'un champ fort peuvent s'étendre vers les températures les plus hautes. Cependant, les étoiles Bp sont encore plus rares parmi les étoiles B. Des champs magnétiques ont été très récemment détectés pour des types de plus en plus précoces grâce à la technique de ZDI, dans  $\beta$  Cep (Henrich et al. 2000) et  $\theta^1$  Ori C (Donati & Wade 1999), qui est à ce jour l'étoile non-dégénérée de type le plus précoce (O7V) pour lequel une détection a été réalisée.

De nombreuses tentatives de détection directe systématiques peuvent être rapportées comme celle de Landstreet (1982), Barker et al. (1985), Robert et al. (1989) ou isolées (Barker 1981, McLean 1979...) qui n'ont pu apporter que des limites supérieures au champ magnétique des objets observés. Pour chacune de ces détections, on peut se poser la question si l'objet est un cas particulier ou la partie émergée d'un "iceberg" d'étoiles ne présentant pas les conditions nécessaires à la détection de leur champ magnétique.

Il me semble nécessaire de citer dans ce contexte le seul champ magnétique d'étoile Be connu, dans des circonstances il est vrai tout à fait particulières. Le système PSR B1259-63 est un

des rares systèmes où un pulsar a été détecté autour d'une étoile Be (de magnitude 10). Au cours du passage au périastre de ce pulsar, dont l'orbite est très excentrique<sup>17</sup>, la mesure de la polarisation et de la dispersion du pulse ont permis de contraindre le champ surfacique de l'étoile à environ un gauss (Johnston et al. 1996).

#### 3.5.2 Preuves indirectes de champ magnétiques dans les étoiles chaudes

Les preuves indirectes et les faisceaux de convergence ne manquent pas pour suspecter une activité magnétique chez les étoiles chaudes. De nombreuses observations à grande résolution spectrale et temporelle ont montré que les vents des étoiles B, O, LBV et WR sont très variables, sur de multiples échelles temporelles, de plusieurs mois pour une supergéante B à quelques heures et même quelques minutes pour certaines manifestations spectrales et photométriques. La (les) source(s) de cette activité est encore inconnue.

Dans la théorie du vent radiatif des étoiles chaudes, le processus d'accélération est complètement découplé de la photosphère de l'étoile et, si on suppose le vent homogène, l'émission doit être constante dans le temps. Mais des études récentes (Owoki et al. 1994; Feldmeier, 1998) ont montré l'instabilité intrinsèque de ce processus d'accélération. Ce processus est une des premières tentatives d'explication.

De même, la communauté est extrêmement divisée entre le phénomène des pulsations non-radiales (dont les détracteurs affirment qu'il est trop faible pour expliquer les éjections observées chez les étoiles Be par exemple), et les partisans d'un champ magnétique. Ces derniers sont confrontés à la fois au flou quant à l'origine d'un tel champ magnétique et à l'absence de détection systématique, très difficile du point de vue observationnel.

En gardant en mémoire le fait que le champ magnétique n'est certainement pas la solution à toutes les inconnues de l'activité éruptive des étoiles chaudes, je vais dans cette section me concentrer sur les arguments qui caractérisent et privilégient la présence d'un champ magnétique dans ces étoiles.

##### 3.5.2.1 *Activité*

La théorie des vents radiatifs peine à expliquer les manifestations les plus extrêmes du vent de certaines étoiles, à savoir les vents les plus rapides (vitesse terminale trop importante au regard du type spectral), la détection d'espèces très ionisées par rapport à la température effective de l'astre ("superionisation"), l'émission de rayons X (dureté et activité) et la présence d'étroites zones en absorption tant en UV qu'en optique qui parcourent la raie de manière récurrente (Discrete Absorption Component, DAC).

Au début des années 80, ces manifestations ont été surtout mises en évidence principalement dans les Be, mais le phénomène s'est avéré général pour les étoiles O, LBV et WR.

Les étoiles Be  $\gamma$  Cass,  $\lambda$  Eri sont assez emblématiques de cet état de fait, avec une activité optique à court terme (inférieure à la journée généralement) qui peut être corrélée avec leur activité UV et X (Smith et al. 1997, 1998, 1999, Robinson et Smith, 2000, voir fig. 22).

Dans le domaine des rayons X notamment, l'origine du spectre le plus dur des rayons X ( $> 10$  KeV) est encore très débattue. Si la majeure partie des manifestations a pu être modélisée dans le cadre des instabilités radiatives, certaines échappent manifestement à cette interprétation comme le montre le tout récent spectre X de l'étoile  $\zeta$  Ori (O9.5Ib) pris par le satellite CHANDRA, spectre présentant une composante "dure" (Waldron & Cassinelli, 2001). Les auteurs affirment que cette émission provient d'un milieu chaud, dense et très proche de la photosphère. Il démontrent aussi que cette émission est *localisée* ce qui s'oppose à l'interprétation d'une émission continue dans le vent provoquée par les chocs des instabilités radiatives. Cette conclusion rejoint qualitativement et quantitativement, celle de Smith et

---

<sup>17</sup> Le périastre est à moins de 30 rayons stellaires et l'excentricité de 0.9.

collaborateurs pour les étoiles Be, dont le vent radiatif est supposé beaucoup plus faible, pour expliquer le niveau et la qualité du rayonnement X.

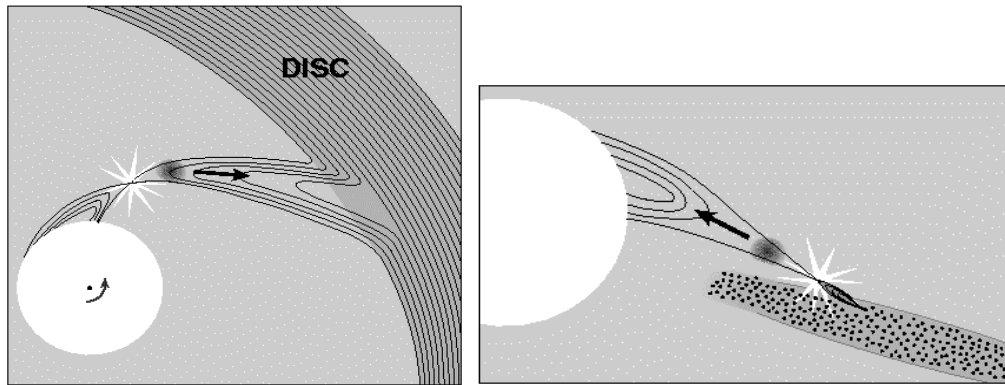


Figure 22. Interprétation de Myron Smith de l'activité X des étoiles Be par une reconnection des lignes de champs magnétiques. L'interaction entre un champ stellaire et un champ toroïdal dans le disque est nécessaire aux conditions de reconnexion. La rotation différentielle tord et augmente fortement le gradient du champ pour que sa diffusion devienne non-négligeable, et libère une quantité importante d'énergie.

Selon ces auteurs, seules des tubes magnétiques profondément implanté dans la photosphère sont à même de provoquer cette émission. Dans le cas de  $\lambda$  Eri, la balance entre l'influence du champ magnétique et la pression atmosphérique donne comme ordre de grandeur pour le champ du tube environ 2000 G (voir Mathys & Smith, 1999).

Dans cette hypothèse, l'étoile est sujette à des éjections du type protubérance solaire, mais à plus grande échelle. La matière éjectée retombe, ou est mise en orbite où elle subira le vent radiatif qui l'éjecte définitivement. L'action de ces nuages, permet de résoudre certains problèmes intrigant concernant la périodicité de manifestations pour une durée limitée, ou la récurrence de certains observables. La polémique est particulièrement forte dans le domaine des étoiles Be entre les tenants de cette interprétation, et les tenants des pulsations non-radiales multipériodiques. A titre d'exemple, le conflit entre Balona et Baade/Gies concernant l'activité de la Be  $\zeta$  Tau est exemplaire, car il repose sur l'interprétation différente du *même* ensemble de données (Kaye & Gies, 1997 suivi de Balona & Kaye, 1999)!

Les variations de profils de raies à grandes fréquences spectrale et temporelle ont souvent été attribuées aux NRP, s'étendant peu à peu vers des manifestations de bas ordre. Mais de plus en plus des mises en gardes sur une sur-interpretation de celles-ci sont émises (voir Balona, 1990, Balonna & Kaye 1999).

Il est important de préciser qu'un faible champ (1-10 gauss) peut générer une activité non visible dans l'optique, mais attesté par la présence de rayonnement non-thermique radio, très souvent corrélée à une activité particulière en rayon X (voir revue de Bieging, Abbott et Churchwell, 1989).

#### 3.5.2.2 Variations périodiques

Le caractère le plus intrinsèque des manifestations magnétiques est le fait qu'elles soient "ancrée" à la surface par les lignes de champ, et donc totalement liées à la rotation de l'astre.

Donc on pourrait a-priori exclure toutes manifestations présentant:

- plusieurs fréquences temporelles,
- une fréquence temporelle qui n'est pas directement lié à la fréquence de rotation.

En fait, pour plusieurs raisons cette vision idéale des choses est beaucoup trop naïve.

Tout d'abord la période de rotation des étoiles O est mal connue, et la situation est pire en ce qui concerne les LBV et les WR où les périodes de "rotation" ne sont mesurées que dans quelques cas "particuliers". L'ambiguïté réside dans le fait que pour ces quelques cas, le débat reste ouvert quant à la cause de cette périodicité, *du même ordre de grandeur*, que les périodicités théoriques de rotation. Mais si ce phénomène est induit par une NRP, alors la période détectée, n'est *pas* la période de rotation.

La connaissance de la période de rotation d'un astre dépend de manière critique de la connaissance de son rayon et sa vitesse équatoriale, donc son inclinaison, déterminée par la relation:

$$P_{rot} = 50.61.R_*/V_{rot}$$

Même dans le cas le plus précis ( $\zeta$  Puppis en l'occurrence), cette incertitude s'élève à 25%.

Bien souvent, seule une période de rotation maximale est déduite, ce qui impose une démarche statistique, et limite sérieusement une étude cas par cas. Pour une étude complète de ce débat, voir Fullerton, 1998.

Deuxièmement, les manifestations périodiques sont pour la plupart vue à partir des caractéristiques du vent lui-même (raies de résonances, raies de recombinaison de l'hydrogène), et non de la photosphère.

La multiplicité des fréquences temporelles peut être une conséquence directe de taches magnétiques disposés aléatoirement à la surface de l'étoile. Le fait que bien souvent ces fréquences ne soient observées que sur des intervalles de plusieurs semaines pose de sérieux problèmes. Cela est interprété par des arguments sur la durée de vie des structures magnétiques, ou par une sélection des modes NRP (battement, amortissement...) qui rencontrent de sérieuses difficultés théoriques.

### 3.5.3 Caractéristiques du champ

#### 3.5.3.1 Génération

La nature et la géométrie d'un champ magnétique pour les étoiles chaudes ne sont pas encore établie théoriquement. En effet, le point fondamental de la dynamo des étoiles tardive est la présence d'une zone convective près de la surface de l'étoile. Cette zone disparaît vers le type spectral F8. Le champ magnétique détecté dans les étoiles Ap a clairement été établi comme un champ fossile lié à l'extrême stabilité du manteau et de l'atmosphère stellaire.

Pour les types plus précoces la situation se complique sérieusement par l'apparition du vent radiatif, cause de beaucoup de signal "parasite", et l'apparition d'une zone de convection de plus en plus importante au cœur de l'étoile qui détruit efficacement le champ fossile. Cependant, compte tenu de la courte durée de vie de l'astre, cette destruction n'est peut être pas totale. La convection de cœur pourrait elle-même générer son propre champ, mais la durée de vie de l'étoile est à comparer avec le temps de diffusion et de dissipation ohmique du champ créé. Il est utile de mentionner pour les types les plus extrêmes (proches de la limite d'Eddington) l'existence d'une faible convection de surface pouvant jouer un rôle non négligeable dans le transfert radiatif, la fin de la séquence principale<sup>18</sup> (Langer, 1997; Meynet & Maeder 2000). Les conséquences d'une telle zone de convection (probablement très brève) sur la génération d'un faible champ magnétique n'ont pas été explorées.

Dans un contexte évolutionnaire, on peut se demander si la survie de phénomènes comme les NRP ou un champ magnétique, est compatible avec les modifications profondes apportées à une étoile de type O I pour devenir une LBV (ou supergéante rouge) puis une WR, perdant l'essentiel de sa masse.

---

<sup>18</sup> La convection devient non négligeable pour  $r > 0.85R_*$  pour une étoile de masse initiale  $M^* > 60M_\odot$  et  $r > 0.63$  pour une masse d'environ  $120M_\odot$  (Maeder & Meynet, 2000).

Dans de telles circonstances, la survie d'un champ fossile est très problématique, tandis que la fréquence et l'amplitude des NRP profondément bouleversées. Encore concevable pour une étoile O V, des NRP de période de l'ordre de la journée sont totalement exclues pour une Wolf-Rayet (Glatzel, Kiriakidis & Fricke, 1993) alors que certaines manifestent un comportement périodique à cette échelle.

Ces considérations restent très hypothétique et il est utile de rappeler que pour l'instant, la seule configuration observée pour toutes étoiles chaudes de type plus précoce que A est définitivement un champ global à composante dipolaire et/ou quadripolaire.

#### 3.5.3.2 *Champ global*

Le modèle le plus répandu pour interpréter les observations magnétiques des étoiles chaudes est le modèle du rotateur oblique (Stibbs 1950), originalement développé pour expliquer les manifestations des étoiles Ap. On considère le champ comme un dipôle, dont l'axe est incliné d'un angle  $\beta$  par rapport à l'axe de rotation de l'étoile, appelé obliquité du dipôle. Cette inclinaison est, tout comme un pulsar, à l'origine des variabilités sinusoïdales observables tant en polarisation qu'en photométrie et en spectroscopie.

Il existe de nombreuses variantes de ce modèle: dipôle décentré, champ avec composante quadripolaire, multipolaires... Ces modèles sont apparus pour expliquer les écarts à l'harmonie observés, écarts qui avec l'augmentation de la sensibilité et la multiplication des mesures s'avèrent de plus en plus significatifs (Bagnulo et al. 2000, 2001).

Des configurations quadripolaires ont été formellement détectées (Thompson 1985), et avec l'amélioration des observations spectropolarimétriques, les modélisations des champs des Ap utilisent maintenant une expansion en champ dipolaire, quadripolaire voire octupolaire (axe de symétrie commun ou non).

Le champ longitudinal moyen  $\langle B_z \rangle$  d'une majorité d'Ap est connu, mais la connaissance du champ polaire, de l'inclinaison et de l'obliquité reste très incertaine. Le champ surfacique moyen n'est connu que pour quelques étoiles, la détermination de celui-ci nécessitant la connaissance supplémentaire du champ transversal (mesures en polarisation linéaire), difficile à obtenir (cf. Borra & Vaughan, 1976).

#### 3.5.3.3 *Taches magnétiques*

Les taches magnétiques sont l'apanage des étoiles de faible masse, car reliées intrinsèquement à la génération du champ par dynamo convective. Si dans les sections précédentes, il a été fait mention d'indices tendant à prouver leur existence dans les étoiles chaudes, leur réalité n'est absolument pas prouvée de manière directe et irréfutable. Sans assise observationnelle ni de justification théorique, la modélisation de tache est toujours schématique et empirique.

On peut citer comme exemple la paramétrisation d'un "point chaud" par Owocki et al. (1994) pour générer des ondes de chocs en corotation (CIR) ou la modélisation de Mathys & Smith, (1999) développée pour permettre une contrainte qualitative des observations.

Du point de vue théorique, on peut citer la modélisation récente de l'émergence de tubes magnétiques générés par le cœur convectif des étoiles massives par Cassinelli & Mac Gregor (1999).

#### 3.5.3.4 *Interaction vent-champ magnétique*

Il est maintenant avéré, qu'un champ, même faible est susceptible d'avoir une influence déterminante dans la structure du vent, allant de la corotation pour les plus forts (ceintures types Van Allen,  $B > 500$  gauss), au transfert important de moment angulaire pour les régimes intermédiaire, ou la formation de "points chauds" à la surface de la photosphère modulant le vent pour les plus faibles ( $B < 100$  gauss).

Le nombre de géométries possibles pour ce champ est fortement dépendant de son interaction avec le vent. Des modèles ont été développés notamment par Friend & MacGregor (1984), Maheswaran & Cassinelli (1988), Poe, Friend, Cassinelli (1989), MacGregor et al. (1992), Maheswaran & Cassinelli (1992). Ces modèles ont surtout étudié la compétition entre le champ magnétique, l'accélération radiative, la pression de gaz et la rotation de l'étoile. Maheswaran & Cassinelli (1992) ont notamment démontré qu'il ne peut exister de champ intermédiaire pour les étoiles en rotation rapide, soit un "fort" champ ( $B > 200$  gauss), où le vent est contrôlé par le champ, soit un "faible" champ ( $< 20$  gauss) où le champ possède toujours une énergie rivalisant avec la pression atmosphérique<sup>19</sup>.

Si la rotation de l'étoile est lente, un stade intermédiaire peut exister. Cela tient au fait que si l'étoile ne tourne pas, le champ peut prendre toutes les valeurs compatibles avec l'équilibre hydrostatique des couches photosphériques, mais que la distorsion des lignes de champ générée par la rotation conditionne les régimes du vent, séparant régime de champ fort à champ faible. Pour une revue complète de ces mécanismes, le lecteur est invité à consulter l'ouvrage "Introduction to Stellar Winds", de Lamers et Cassinelli (1999).

Enfin, l'interaction entre un vent et une magnétosphère a été modélisée par Babel & Montmerle (1997) et utilisée récemment dans l'interprétation des observations de  $\beta$  Cep (Henrichs et al. 2001).

Toutes ces considérations illustrent le besoin criant d'une détection *directe* du champ, par une signature incontournable de la présence de celui-ci. Comme il est fort probable que pour certaines étoiles NRP et champ magnétiques coexistent, il sera aussi crucial de contraindre autant que possible *l'intensité* et la *géométrie* de celui-ci afin de clairement définir son champ d'action sur les manifestations observées dans les vents.

### 3.6 Observations de février 1999

C'est dans ce contexte qu'est apparu le besoin et l'opportunité d'associer l'activité observée par spectroscopie à une détection directe de champ magnétique. Le but était d'observer des étoiles chaudes brillantes, car la détection d'une signature polarisée d'effet Zeeman avec une bonne confiance et une résolution temporelle raisonnable nécessite beaucoup de flux. Un télescope de diamètre conséquent est de ce fait important dans ce type d'étude, même si leur utilisation pour des cibles aussi brillantes est difficile à envisager par certains comités de sélection.

L'instrument CASPEC, attaché au télescope de 3.6m de l'ESO à La Silla (Chili) apparaît comme une bonne solution, tant du point de vue diamètre et instrumentation, que par sa localisation dans l'hémisphère sud, où les étoiles massives les plus brillantes sont observables. L'autre alternative, aurait été le télescope Anglo-Australien (AAT), muni d'un spectropolarimètre de type MUSICOS.

La mission de 4 nuits, qui a eu lieu début février 1999, s'est déroulée dans de bonnes conditions météorologiques, mais des conditions moins idéales du point de vue technique. L'équivalent d'une nuit a en effet été perdu en raison de problèmes de foyer dans le télescope, mais surtout des problèmes de liaison informatique entre les éléments instrumentaux.

Nos calculs préliminaires de rapport signal-à-bruit, qui se basaient sur le bruit de poisson uniquement, prévoyaient une combinaison de courtes poses (entre 1 et 10 minutes selon la cible), pour atteindre environ un SNR entre 1000 et 2000 pour chaque nuit, et un SNR entre 750 et 1500 avec une résolution temporelle inférieure à la demi-heure. Cela nous laissait en mesure de mener de poser des contraintes de qualité sur l'activité magnétique des étoiles observées.

---

<sup>19</sup> L'effet du champ magnétique est d'autant plus fort que la diffusivité magnétique diminue vers les types les plus précoces, donnant des nombres de Reynolds magnétiques supérieurs à 1000. A champ égal, le contrôle de la matière par le champ est plus grand pour les étoiles chaudes. C'est cette diffusivité qui est responsable de la nette différence entre les deux régimes, car elle impose aux lignes de champ de suivre parfaitement le flot de matière (théorème du gel).



Le but de cette section est d'apporter un complément à l'article (soumis) présenté à la fin de ce chapitre. Je développerai particulièrement la description des étoiles du programme et les problèmes rencontrés lors de la réduction qui ont grandement limités les ambitions de cette observation.

#### 3.6.1 Choix des cibles

##### 3.6.1.1 $\zeta$ Puppis

L'étoile  $\zeta$  Puppis est une des étoiles O les plus brillantes ( $m_V=2$ ), de type précoce OI4f, qui vient juste de quitter la séquence principale, en témoigne les raies en émission visibles dans son spectre. Sa masse est estimée à  $53 M_\odot$ , et sa masse initiale doit avoir dépassé  $60 M_\odot$ . Étudiée en raison de sa magnitude apparente, et aussi de son activité intense et *périodique*, elle constitue la cible idéale pour l'étude de la connexion vent-photosphère.

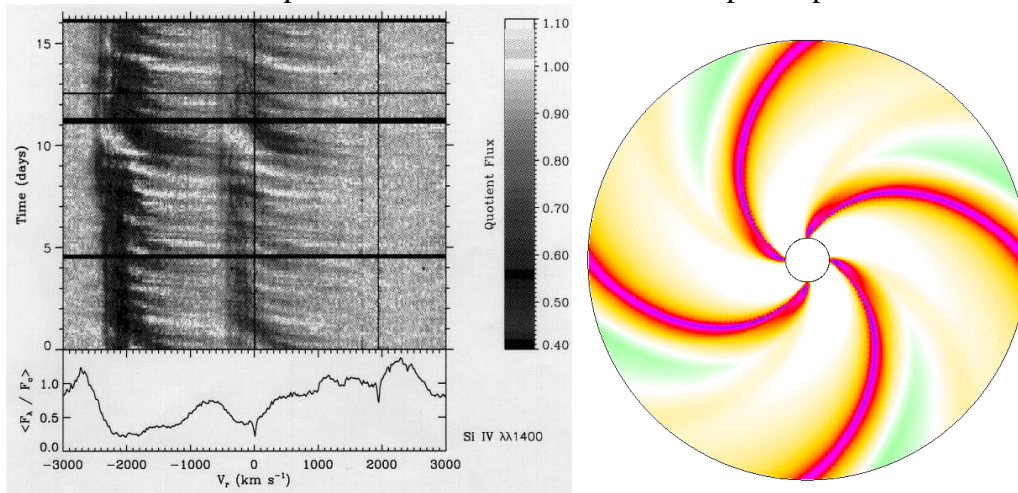


Figure 23. A gauche, activité observée par le satellite ultraviolet IUE dans le doublet de résonance Si IV  $\lambda 1393$ ,  $\lambda 1402$  de  $\zeta$  Pup (Massa et al. 1995). Les longueurs d'onde au repos sont indiquées par des lignes noires verticales. A droite, simulation hydrodynamique des CIRs de Cranmer et Owocki (1996) à partir des paramètres physiques de  $\zeta$  Puppis. Les conséquences d'une perturbation photosphérique ad hoc sont étudiées par un code couplé de transfert radiatif en 3D (approximation de Sobolev) et hydrodynamique 2D (plan de l'équateur). L'image représente la carte de densité résultante sur un diamètre de  $10 R_*$ , la surdensité maximale étant de 4 fois la surdensité du vent non perturbé.

Cette activité est le plus souvent modulée (fig. 23), et plusieurs périodes sont maintenant bien établies:

- Une période de 5.075 jours, détectée par Moffat & Michaud (1981), considérée comme la période de rotation apparente, période observée par Howarth et al. (1995) et Berghöfer et al. (1996) en H $\alpha$ , rayons X et UV.
- Une période de 15-19h, considérée comme la période de récurrence des DACs, détectée en optique (Balona 1992, Reid & Howarth 1996), et en UV et rayons X (Berghöfer et al. 1996)
- Une période de 8.54h (Reid & Howarth 1996) attribuée sans équivoque à des NRP ( $l=m=2$ ).

Il faut noter que les paramètres physiques de l'étoile sont très bien connus ( $V_{e.sini} \sim 219$  km/s, Howarth et al. 1997,  $R_* = 19 R_\odot$ , Puls et al. 1996), donnant une période de rotation de  $4.4 \pm 1.3$  jours, pour  $i=90^\circ$  tout à fait compatible avec la périodicité de Moffat et Michaud.

Le statut particulier de cette étoile et sa magnitude ont suscité une recherche directe de champ magnétique par Barker et al. (1981) par la méthode de polarimétrie Balmer, qui s'est conclue par une absence de détection de champ longitudinal au niveau de 100 gauss. Cette observation exclut tout fort champ global mais ne contraint pas une éventuelle activité à faible échelle spatiale et temporelle hors de portée de sensibilité de cette technique.

#### 3.6.1.2 *EZ CMa*

EZ CMa (WR6/ HD 50896) est une étoile de type spectral WN5 qui, tout comme  $\zeta$  Puppis, se démarque par les manifestations périodiques de son vent ( $P=3.77$  jours: Lamontagne, Moffat et Lamarre, 1986), associées très vraisemblablement à la rotation de l'astre.

Cette variabilité se manifeste tant dans les profils des raies spectrales, qu'en photométrie ou polarimétrie. Ce caractère périodique pourrait être respectivement attribué à la présence d'un compagnon compact (étoile à neutron le plus probablement), ou encore à la modulation du vent stellaire selon la période de rotation, par une structure longitudinale en densité. Étonnamment, cette étoile est le prototype des WN5 dont le spectre est pris comme référence pour les codes de transfert radiatifs hors ETL de Hamann ou Hillier (1987), malgré ses évidentes particularités (elle est aussi classée WN4 par Smith et al. 1996).

Le débat est loin d'être clos sur la nature de ces variations périodiques. La thèse de la binarité qui vient naturellement est questionnée au vu de plusieurs faits (Morel, 1997, 1998, fig. 24):

1. La luminosité X de l'étoile est caractéristique d'une WR isolée ( $10^{33}$  erg/s) loin de la luminosité des binaires X massives
2. Même si la période reste inchangée, les manifestations spectroscopiques et photométriques changent drastiquement d'une époque à l'autre (quelques mois d'intervalle),
3. La périodicité est retrouvée dans des zones émissives très près du cœur photosphérique, ce qui impliquerait un compagnon très profondément enfoui dans le vent. Dans cette hypothèse on est en droit de s'attendre à des manifestations très énergétiques qui ne sont pas observées.
4. La fonction de masse déduite par les variations de vitesse radiale est très petite ( $f \sim 0.015 M_{\odot}$ ), impliquant un compagnon de masse faible, qui est peu compatible avec les scénarios évolutionnaires. Précisons de plus que les variations présumées de vitesse radiale ne sont peut être que la manifestation des variations intrinsèques des raies, très importantes.

L'hypothèse de la modulation du vent a été soutenue par St-Louis et al. (1995). Schulte-Ladbeck et al. (1990) ont montré par spectropolarimétrie la non-sphéricité du vent, dont les caractéristiques polarimétriques se rapprochent des étoiles Be. Ce scénario favorise l'hypothèse que l'étoile présenterait une surdensité équatoriale vue avec un angle d'inclinaison  $i$  proche de  $90^{\circ}$ , et dont l'observation de modulations serait favorisée par la projection de la densité de colonne sur la ligne de visée.

Cependant, l'hypothèse d'une binarité avec un compagnon compact reste très attractive. En effet, l'étoile est loin du plan galactique ( $z=-174$  pc, van der Hucht, 1988), fait rare pour les étoiles massives, et elle est peut-être associée à des restes de supernovae ce qui laisserait soupçonner une évolution dans un système multiple dont l'un des membres serait aujourd'hui dégénéré. Mais aucune preuve directe ne vient confirmer cette histoire complexe de l'étoile (voir Robert et al. 1992).

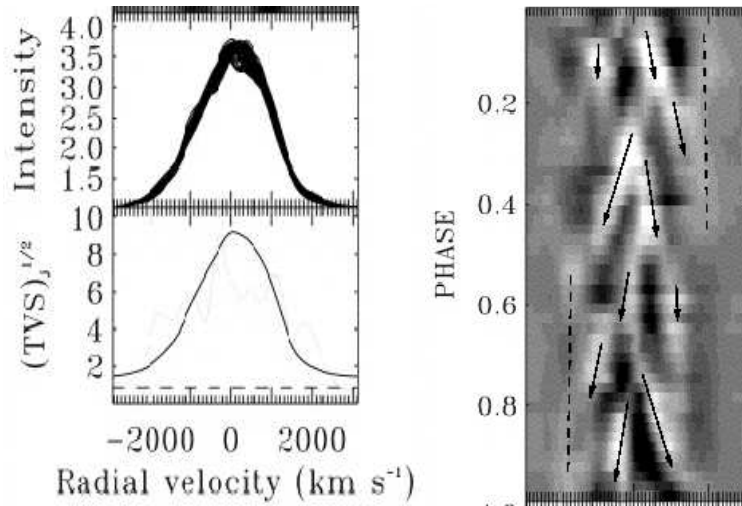


Figure 24. Caractéristiques de l'activité de EZ CMa (Morel et al. 1997). Les variations des profils de raies (LPVs) se manifestent sur de larges régions ( $\langle\sigma\rangle\sim 400$  km/s, Lépine et al. 1999) et atteignent plus de 4% du continu (ici pour la raie HeII $\lambda$ 6560). Les observations sont très cohérentes et ont été phasées sur la base de 5 cycles de rotation.

Quels sont les indices d'une activité magnétique? Citons la photométrie rapide (Matthews, Moffat et Marchenko 1992) et à plus long terme (Anthokhin et al. 1994). La photométrie rapide a mis en évidence certaines rares variations importantes, de l'ordre de 0.008 mag sur 10 min, interprétées comme de possibles reconnection de lignes de champ magnétique. Ce champ pour une telle variation doit être de l'ordre de 1000 G.

Les mesures de polarisation circulaire à bande large (Drissen et al. 1989; Robert et al. 1992) ont atteint une grande précision ( $\sigma_v\sim 0.02\%$ ) concluant sur une détection nulle. On peut s'interroger d'une part, sur les possibilités de détection dans un spectre où la plus grande partie du flux provient de raies en émission formée à plusieurs rayons stellaires, et d'autre part sur les possibilités de détection d'un champ localisé profondément après la formidable contamination du vent, tant dans le continu que dans les raies.

Pour pouvoir contrôler le vent à sa base la densité d'énergie contenue dans le champ magnétique doit être du même ordre que l'énergie cinétique du vent ( $B^2/8\pi > 0.5\rho v^2$ ). Pour une densité  $\rho\sim m_{\text{He}}10^{10}\text{ g.cm}^{-3}$  et  $v\sim 10^3\text{ km/s}$  à la base du vent, le champ, le champ local doit être supérieur à 90 G (Robert et al. 1992). Comme EZ CMa est un rotateur rapide, un champ global de 1000 G tant local que global semble difficile à générer et entretenir par les travaux théoriques de Cassinelli. Mais le vent de la WR est si dense et rapide qu'un tel champ peut se trouver dans les limites d'existence de "champ faible", c'est à dire incapable de contrôler le vent. Il est nécessaire de préciser à ce sujet que la découverte de DACs dans le spectre UV de WR (Prinja&Smith 1992) suggère que les manifestations périodiques de EZ CMa ne sont pas fondamentalement différentes de celles de  $\zeta$  Puppis.

Les variations des raies observées dans les étoiles WR ont été étudiées en profondeur par le groupe de Montréal (thèse de C. Robert, Lépine 1999a, 1999b). On peut les séparer en trois groupes principaux, les variations périodiques, qui ne se rencontre que dans les systèmes binaires, les variations récurrentes, qui concerne seulement un petit nombre de WR isolée dont EZ CMa et les variations stochastiques.

Les variations stochastiques sont observées dans virtuellement toutes les WR<sup>20</sup> et apparaissent comme une caractéristique intrinsèque du vent de ces dernières. Les variations récurrentes

<sup>20</sup> Ces manifestations ont été récemment découverte dans les [WR], ces noyaux de nébuleuses planétaires jeunes qui présentent un vent très semblables à leurs homologues plus massives (Balick et al. 1996; Grosdidier et al. 2000).

### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

sont liées à l'observation de manifestations périodiques dans une WR apparemment isolée, mais dont les caractéristiques changent dramatiquement d'une époque d'observation à une autre. Pour l'instant, seules trois étoiles de ce genre ont été détectées et étudiées, EZ CMa (Morel, 1996, 1998), WR 134 (Morel, 1999a) et WR1 (Morel, 1999b) .

#### 3.6.1.3 $\gamma$ Velorum

Système binaire WR+O brillant et emblématique,  $\gamma^2$  Velorum contient la plus proche WR observable, et de loin, avec une distance déterminée par Hipparcos de 258 pc (van der Hucht et al, 1997). L'étoile O est la plus brillante du système, et la période orbitale est de 78.53 jours (Schmutz et al, 1997).  $\gamma^2$  Velorum est la seule WR dont le diamètre a été mesuré par un interféromètre et ce depuis 30 ans (Handbury Brown et al, 1970). Son orbite est extrêmement bien connue (Schmutz et al, 1997), ainsi que les paramètres fondamentaux de chaque composante (De Marco et al, 1999, 2000).

La proximité et la luminosité de ce système en font une cible de choix pour la détection des manifestations du vent de la WR (de type WC8), et de l'interaction vent-vent entre ces deux étoiles. Parmi les nombreux articles traitant de ce sujet, je mentionnerai particulièrement les observations spectropolarimétrique de Eversberg et al., menées sur le spectropolarimètre William-Welchau. Le système a été observé pendant plus de 5 semaines, notamment en polarisation circulaire. Après combinaison des données à faible résolution (intervalles de 6 Å), les auteurs reportent une détection nulle au-dessus des  $3\sigma$  soit 0.03% du continu.

Lépine et al (1999) par une analyse en ondelettes a étudié les manifestations de cette étoile et effectué une étude comparative de leurs caractéristiques avec les nombreuses WR observées par le groupe de Montréal (Lépine et al, 1996) qui a révélé leurs aspects particuliers. Ainsi, les variations des profils de raies (LPVs) montrent deux échelles de dispersion caractéristique  $\sigma$ , l'une constitué de petits sous-pics d'environ  $\sigma=80$  km/s et de larges variations avec  $\sigma=200$  km/s. Cette dernière échelle est réminiscente des variations observées dans les étoiles à comportement périodique comme EZ CMa, et peut difficilement être associée à la binarité de l'étoile.

#### 3.6.1.4 Paramètres des cibles

Paramètre	$\zeta$ Pup HD 66811	EZ CMa WR 6	$\gamma$ Vel WR 11
Type spectral	O4 I(n)f <sup>(1)</sup>	WN5	WC8+O7.5 <sup>(10, 11)</sup>
Magnitude apparente	2.24	6.94	1.8
Température (kK)	42.0 <sup>(2, 3)</sup>	41.0 <sup>(6)</sup>	57.0+35.0 <sup>(10, 11)</sup>
Masse ( $M_{\odot}$ )	52.5 <sup>(3)</sup>	11.8 <sup>(6)</sup>	9 + 30 <sup>(10, 11)</sup>
Rayon ( $R_{\odot}$ )	18.4 <sup>(2)</sup>	3.0 <sup>(6)</sup>	3.2+ 12.4 <sup>(10, 11)</sup>
Vitesse terminale (km/s)	2250 <sup>(3)</sup>	1915 <sup>(7)</sup>	1550 + 2500 <sup>(10, 11)</sup>
Taux de perte de masse ( $10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ )	0.27 <sup>(4)</sup>	1.9 <sup>(8)</sup>	3.5+0.018 <sup>(10, 11)</sup>
Coefficient $\eta$ ( $c \dot{M} v_{\infty}/L$ )	0.23	11.2	7+0.064
Luminosité ( $L_{\odot}$ )	5.91 <sup>(5)</sup>	5.2 <sup>(6)</sup>	5.0+5.32 <sup>(10, 11)</sup>
Distance (pc)	429 <sup>(4)</sup>	1.6 <sup>(9)</sup>	258 <sup>(12)</sup>

- (1) Walborn 1972; (2) Kudritzki et al 1983; (3) Puls et al 1996; (4) Schaerer et al 1997; (5) Bohannan et al 1990; (6) Hamann et al 1995; (7) Rochowicz & Niedzielski; (8) Nugis et al (1998); (9) Moffat et al 1998; (10) De Marco & Schmutz 1999; (11) De Marco et al 2000; (12) van der Hucht et al, 1997

En résumé les cibles de programmes sont des étoiles très chaudes et massives, parmi les plus brillantes de leur classe spectrale, et manifestant une variabilité pseudo-périodique caractéristique dans plusieurs observables.

#### 3.6.2 Réduction de spectres échelle

Je ne vais pas ici m'étendre sur toutes les étapes de la réduction de spectres échelle, le but n'est pas de faire un manuel, même si l'essentiel de mon temps, de mon énergie et de mon moral se sont investis dans cette étape cruciale.

Je vais rappeler les avantages de ce dispositif instrumental, et aussi les désavantages et les difficultés de son utilisation.

##### 3.6.2.1 Dispositif échelle

Le dispositif échelle consiste à opérer une double dispersion croisée de la lumière au moyen d'un prisme auquel succède un réseau. L'avantage indéniable d'un tel dispositif est qu'il permet de compresser une grande quantité d'information spectrale dans une petite surface.

On peut ainsi atteindre une grande couverture spectrale avec une grande résolution, en exploitant au maximum la surface du détecteur.

Un des inconvénients majeurs de ce dispositif est qu'il est mal adapté aux raies larges pour le redressement du continu et que la réduction des données est particulièrement délicate.

##### 3.6.2.2 CASPEC

CASPEC (pour Cassegrain Spectrograph Echelle) est un spectropolarimètre échelle qui a été construit au début des années 80 pour être monté au télescope de 3.6 m de l'ESO au Chili (Mathys, 1986).

Pendant toute sa période de fonctionnement, l'instrument a été surtout utilisé dans deux modes, un mode spectrographe à haute résolution (pour l'étude des abondances par exemple), et le mode spectropolarimétrique. Dans ce dernier mode, de nombreuses publications ont vu le jour avec principalement G. Mathys pour auteur, pour l'étude du champ magnétique des étoiles Ap (voir par ex. Mathys, 1986, 1990, 1991, 1992, 1994, 1995a, 1995b, 1997).

Dans le cas du mode spectropolarimétrique, les ordres sont divisés en deux et la bande spectrale est déterminée par des considérations de place sur le détecteur. La bande spectrale de CASPEC en mode polarimétrique est 5800-6800 Å, limitée vers le bleu par le mélange des faisceaux polarisé et vers le rouge par la trop faible superposition entre deux ordres consécutifs (chevauchement réduit de 1/3 d'ordre dans le bleu à 1/30 (~2 Å) dans le rouge). Cette proximité des différents ordres polarisés sur le détecteur rend la détermination du fond constant et diffusé délicate, surtout dans le bleu dans notre cas (pixels jusqu'à 400, fig. 25).

Tout au long de son utilisation, l'instrument a présenté deux principales difficultés, d'une part des problèmes de flexion du spectrographe, attaché au foyer Cassegrain du télescope, et des franges, dont la présence est reportée plusieurs fois entre 1986 et de nos jours (Mathys, 1986, Juettnner, 1989, Verschueren, 1997).

Les pièces optiques du polarimètres sont escamotables, mais ne peuvent être tournées, ce qui exclue toute possibilité d'utiliser la technique de double ratio, qui aurait été particulièrement utile pour la correction de certains défauts (voir Donati et al. 1997, Eversberg et al. 1998b).

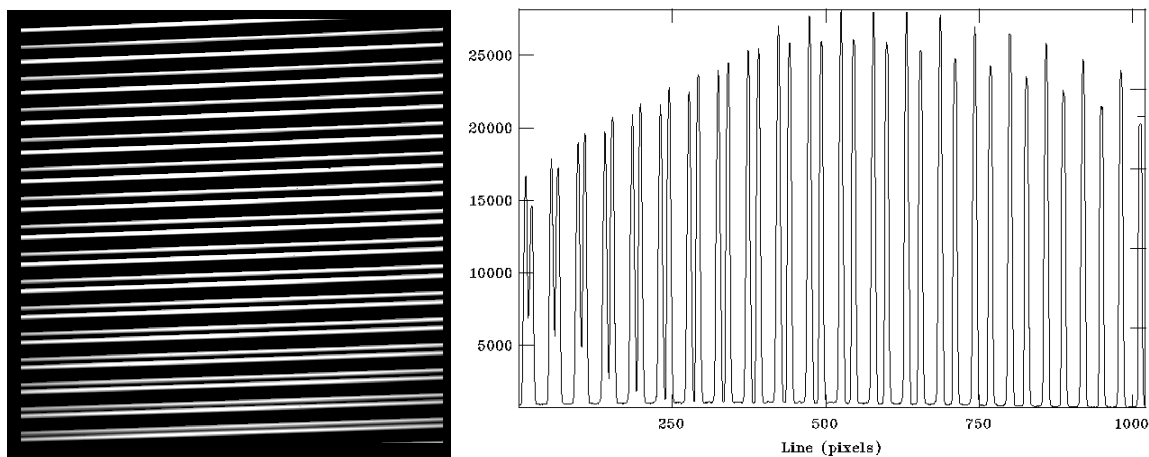


Figure 25. Plage uniforme sur le détecteur(à droite) et coupe perpendiculaire à la dispersion (à gauche) d'un spectre échelle obtenu avec CASPEC. On peut voir les deux spectres polarisés par ordre, et l'évolution de l'écartement qui limite fortement la plage spectrale.

#### 3.6.2.3 Procédures habituelles

Je me place dans la situation d'une réduction de spectres échelles. J'ai utilisée pour cette réduction le logiciel IRAF.

Les données sont des spectres échelles polarisées consistant en des paires de spectres couvrant une vingtaine d'ordres. La procédure de réduction est de manière classique la suivante (l'ordre est ici seulement indicatif):

- soustraction du biais électronique, correction du champ plat des spectres,
- détection et caractérisation des ordres consistant à obtenir la localisation et la taille des spectres avant l'extraction proprement dite,
- extraction des spectres avec prise en compte de la lumière diffusée,
- calibration en longueur d'onde,
- correction de la réponse instrumentale,

La proximité des faisceaux polarisés impose un soin particulier à la détermination des fenêtres d'intégration, des fenêtres de correction de la lumière diffusée et une calibration en longueur d'onde indépendante pour chaque polarisation. De plus, l'inclinaison des ordres par rapport à la trame du CCD, près de 4% (variable de 35 à 45 pixels sur 1000) et l'étroitesse de chaque faisceau sur le CCD (moins de 7 pixels à mi-hauteur) requiert une procédure d'extraction particulièrement robuste et bien paramétrée.

Nos avons rencontré deux problèmes importants lors de cette réduction. D'une part la normalisation du continu, étape cruciale en polarimétrie s'est avérée très délicate d'autant que la réponse instrumentale était très variable. D'autre part, toutes les données présentent des franges, elles aussi variables au cours du temps. J'ai tenté de comprendre et développer des solutions à ces problèmes dans l'analyse des données mais il faut reconnaître que tant la variabilité de la réponse instrumentale, que la présence de franges ont sévèrement limités les ambitions de notre programme. Je traite de ces problèmes dans les sections suivantes.

#### 3.6.3 Redressement du continu

Les cibles sont particulières, des étoiles O et WR, aux raies extrêmement larges couvrant plusieurs ordres. A titre d'indication, la largeur d'un ordre de CASPEC est de l'ordre de 60 Å, la largeur d'une raie de ζ Pup d'environ 10 Å (mais plus de 120 Å pour la raie Hα), 100 Å

pour une WR. La probabilité d'avoir des raies séparées entre deux ordres est grande. Retrouver une information polarisée faible ( $<0.1\%$ ) s'étendant sur de nombreux pixels nécessite de connaître de façon quasi-parfaite la réponse instrumentale, et d'autant plus sur les bords des ordres, où se font les connections. Seule une calibration très précise ( $\sigma < 0.1\%$ ) permet de retrouver cette information.

#### 3.6.3.1 Le problème de la réponse instrumentale

La qualité de cette normalisation dépend principalement de la complexité et de la pente de la réponse instrumentale sous-jacente. Dans notre cas, la réponse instrumentale est généralement interpolée avec une bonne qualité par un polynôme d'ordre 5 à 7 (voir figure 26). Précisons aussi que la lumière diffusée peut changer de manière conséquente cette réponse, mais dans le cas de CASPEC, elle s'est avérée assez faible (pour un spectre stellaire du moins, et non une plage uniforme).

Disposant de séries consécutives de spectres couvrant de une à deux heures, je me suis très vite rendu compte de la variabilité importante de la réponse instrumentale. On peut le voir par plusieurs moyens: comparaison des lampes, évolution en longueur d'onde de la position des raies telluriques, ou encore, par division d'une série temporelle de spectres polarisés par le 1<sup>er</sup> spectre de celle-ci (figure 27).

Cette variabilité a été particulièrement préjudiciable à tous les niveaux de notre analyse, je vais en citer quelques exemples:

- Impossibilité de créer une réponse instrumentale à partir de la moyenne des spectres, d'une calibration en flux, ou par une plage uniforme sans correction préalable,

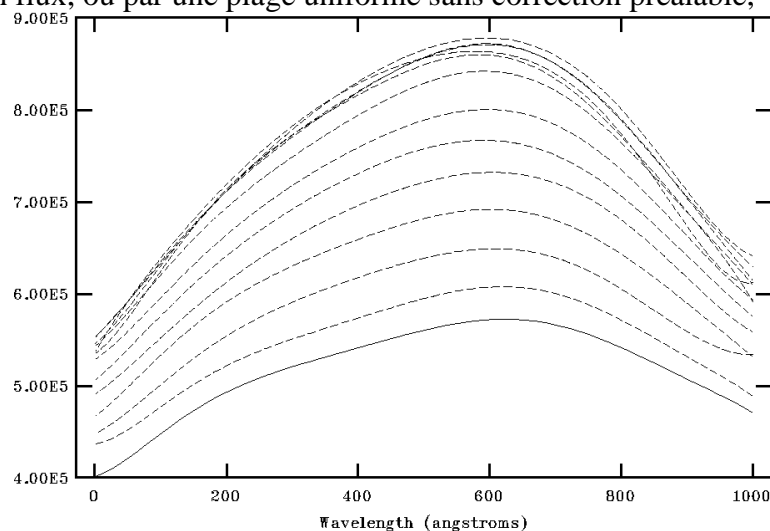


Figure 26. Réponse instrumentale des 13 premiers ordres de CASPEC, la réponse culminant à l'ordre 11. Ces courbes ont été obtenues par interpolation 1D d'un "pseudo-continu" de  $\zeta$  Pup, provenant de la division du spectre brut par un spectre redressé servant de référence. Des effets de bords sont clairement visibles à droite de la figure, ce qui rend nécessaire une interpolation à deux dimensions.

- Impossibilité d'utiliser la moyenne des spectres brut dans l'analyse car la forme de celle-ci est à la fois pondérée par le flux de chaque pose *mais aussi* par les variations de la réponse instrumentale,
- Nécessité de corriger l'évolution de la calibration en longueur d'onde à court terme (par intercorrélation à partir de raies telluriques, fig. 27),
- Difficultés à effectuer la moyenne des plages uniformes d'une nuit, car ceux-ci subissent aussi ces grandes flexions. J'ai effectué une table de pixel pour chacun et additionné chaque table pour créer une table à faible bruit de poisson.

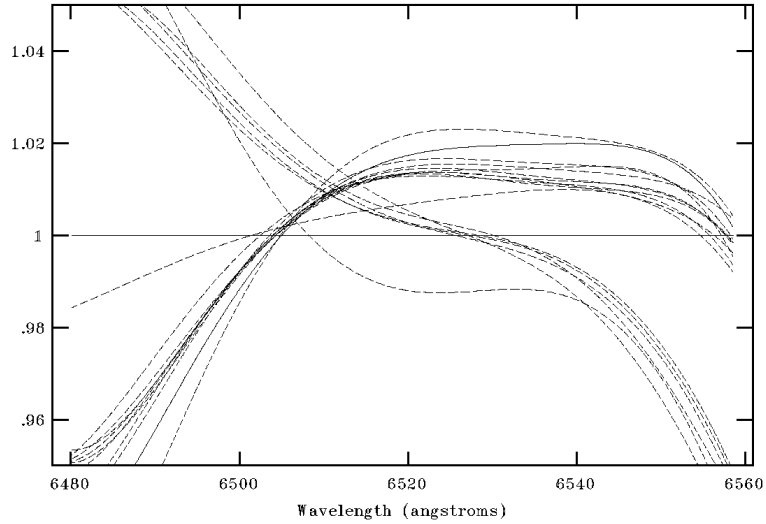


Figure 27. Variation relative de la réponse instrumentale pendant la séquence de 1h30 des spectres de  $\gamma$  Vel sur un ordre. Le premier spectre de la séquence sert de référence. On peut voir que certaines de ces variations sont difficilement corrigées par un polynôme de bas ordre.

Je précise que de nombreuses poses de plages uniformes et de lampe de calibration ont été prises (à peu près toute les demi-heure), et qu'une grande partie de ce potentiel de calibration n'a pas été exploité à cause de ces variations rapides, et parfois très brusques. Etant donné la relative abondance des raies telluriques dans certaines régions du spectre (fig. 28), une calibration très précise en longueur d'onde a été possible et a permis la mise en évidence des flexions (parfois de plus de 3 pixels, soit environ 10 km/s, sur 1h).

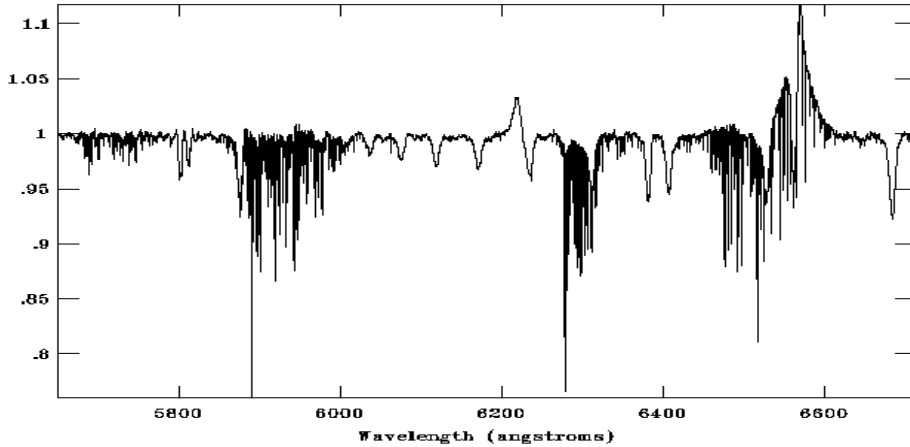


Figure 28. Spectre moyen de l'observation de  $\zeta$  Puppis pour une nuit. On remarque la forte présence des raies telluriques.

#### 3.6.3.2 Les méthodes de normalisation habituelles

Les méthodes de calibration du flux et de l'utilisation de plages uniformes ont été testées. Il est fort probable cependant que ces méthodes n'auraient pas été de bien meilleure qualité si la réponse avait été plus stable. En effet, d'une part, la calibration en flux est très délicate à cette résolution spectrale, car les spectres photométriques les plus résolus sont échantillonnés par intervalle de 5 Å, ce qui représente environ 15 points d'interpolation sur un ordre couvrant 60 Å, pour interpoler une courbe complexe de réponse instrumentale. Dans le meilleur des cas, le résidus de normalisation est de l'ordre de 0.3%. D'autre part, la calibration par division d'une plage uniforme présuppose que les réponses instrumentales de celle-ci et de la pose stellaire



### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

soient identiques. Or ce n'était manifestement pas le cas dans nos données. Après discussion avec J-F Donati, il s'avère que l'origine probable de ce fait est le taux de lumière diffusée, quasi-absent pour la pose stellaire, mais important et mal corrigé pour l'extraction de la plage uniforme. Précisons en outre que la fente avait été élargie lors de la pose de la plage uniforme pour compenser l'illumination très inégale dans la direction perpendiculaire à la dispersion, ce qui accentue la diffusion.

Il faut donc utiliser le spectre de l'étoile elle-même pour redresser le continu. Un redressement du continu particulièrement soigné reste donc la seule solution.

La réponse instrumentale est déterminée par trois facteurs (Verschueren et al. 1997):

1. la réponse du blaze liée à la diffraction du réseau ,
2. les variations chromatiques dues au continu de l'étoile et à la sensibilité du détecteur, supposées lentement variables,
3. les facteurs pour lesquels il est impossibles de construire un modèle analytique, comme la réponse pixel par pixel du détecteur (colonne défectueuse..), problèmes de lumière diffusée ou de vignettage.

Une méthode de redressement utilisant un modèle analytique du blaze (de type  $B(\lambda)=\sin^2(\pi Q)/(\pi Q)^2$ ) a été testée par Verschueren et al. avec peu de succès. Une interpolation par un polynôme de degré supérieur à 7 était obligatoire par la suite. La qualité de la rectification, de l'aveux même des auteurs n'est pas excellente (SNR de l'ordre de 200).

La méthode de redressement du logiciel ESPRIT, utilisée notamment pour la réduction des données Musicos (Donati et al, 1997) se fait en trois étapes:

1. division au préalable des spectres par la réponse basse fréquence de la plage uniforme,
2. interpolation de grand ordre à partir des points ou des régions de continu du spectres,
3. éliminations des biais systématiques de l'étape précédente par une interpolation à deux dimensions,

L'étape déterminante est la première, puisque dans le cas de Musicos, la réponse de la plage uniforme est peu différente de la réponse stellaire (J-F Donati, communication privée). Après plusieurs tests sur nos données, il est apparu que la division des spectres stellaires par la plage uniforme donnait un résidu particulièrement complexe et souvent plus difficile encore à interpoler. Bien sûr, appliquer les étapes suivantes sans la première est inenvisageable pour des raies larges. Quant à la dernière étape, elle a pour effet de supprimer tout signal à basse fréquence spectrale si le degré du polynôme est trop grand.

#### 3.6.3.3 Méthodes employées pour contraindre le champ global

Pour contraindre le champ global, il faut une normalisation de très bonne qualité et sur un grand intervalle spectral: environ 7 Å pour ζ Pup, et plus de 100 Å pour les WR, c'est à dire, sur un intervalle supérieur à la largeur d'un ordre (~60 Å).

J'ai testé plusieurs méthodes pour essayer de contourner ce problème:

- une approche systématique, où la réduction est le plus automatisée possible, par l'intermédiaire de fichiers de commandes sous IRAF,
- une approche artisanale, où le continu a été corrigé au cas par cas, sur régions isolées et favorables (raies centrées sur l'ordre, pas de rupture de pente ...).

L'approche systématique est la suivante:

- division des spectres polarisés non-redressés (calibrés en longueurs d'onde) par un spectre de l'étoile normalisé, obtenu par une autre observation,
- interpolation à 2D des ordres sur ce "pseudo-continu",

### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

- division des spectres bruts par la réponse instrumentale,
- interpolation à 1D de bas ordre des résidus.

Cette méthode présente de nombreux avantages:

- la normalisation n'est plus basée sur le choix du continu, tout le spectre est utilisé,
- la réponse instrumentale est directement interpolée sur le spectre,
- cette méthode peut être automatisée sur chaque spectre, et est indépendante de la variabilité de la réponse.

L'interpolation à 2D est utilisée en premier, car elle permet de s'affranchir des effets de bord. Le bord des ordres est la partie la plus délicate à normaliser, car la sensibilité et le flux y sont moins importants, et effectuer cette opération à deux dimensions permet une plus grande contrainte sur les paramètres. A-priori, l'interpolation à 1D n'est pas nécessaire, mais des résidus systématiques apparaissent à cause de la différence de résolution entre le spectre de référence utilisé et le spectre échelle. Pour mettre à résolution, je dégrade le spectre échelle par la convolution d'une gaussienne, ce qui a pour effet de changer la réponse. Cependant, cet effet est léger, et de bas ordre du point de vu spectral.

Le gros problème, a été de trouver des spectres de référence. Après consultation de la littérature, il s'est avéré que cette méthode était souvent utilisée comme test de la qualité de la réduction des spectres échelles (voir par exemple Reid & Howarth 1996).

Un facteur déterminant est la variabilité temporelle de l'étoile étudiée. Si le spectre de référence n'est pas représentatif, une distorsion peut être introduite, et les étoiles observées sont justement très variables. L'interpolation à 2D peut éviter d'interpoler des ordres où la variation est particulièrement forte. C'est le cas par exemple des deux ordres contenant la raie  $H\alpha$  dans  $\zeta$  Puppis. Pour les WR, la variabilité et la différence de résolution entre la référence (provenant des données de T. Morel, 1997, et De Marco, 1999) et nos données était rédhibitoire. La réduction de EZ CMa par cette méthode donne cependant une qualité de redressement non-négligeable avec un écart-type évalué à 0.5% (par différence entre les spectres polarisés circulairement où un tel signal n'est pas escompté), mais de loin insuffisante dans une recherche de champ magnétique dans ce type d'étoile.

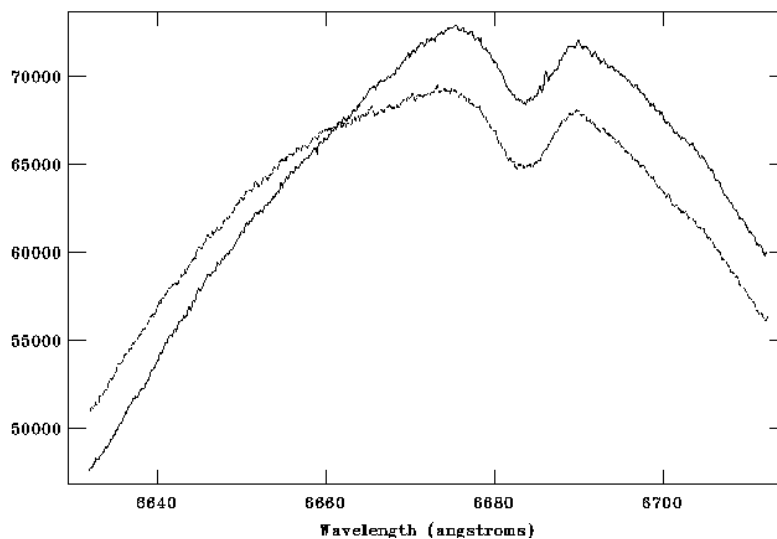


Figure 29. Différence de réponse instrumentale entre deux polarisations dans la régions de la raie  $HeII\lambda 6683$  de  $\zeta$  Pup. La forme du spectre peut induire des biais de normalisation à faible niveau ( $\sigma < 0.2\%$ ) interprété comme une fausse détection de polarisation.

Reste l'approche artisanale, qui a donné de bon résultats pour  $\zeta$  Pup, mais diminué fortement le nombre de raies utilisables, et qui s'est avéré impossible à mettre en œuvre pour les WR. La méthode consiste à choisir des raies bien centrées dans l'ordre, et à normaliser par interpolation directement sur les spectres brutes. Le degré du polynôme peut atteindre 7 ou 8. La difficulté principale que j'ai rencontré est la différence de réponse instrumentale entre les deux polarisations qui génère des biais. Ces biais sont bien sûr corrélés d'un pixel à l'autre, et donnent des signatures parasites parfois très importantes, mais difficiles à déceler à l'œil. On verra par la suite que cela constitue la source d'erreur la plus importante pour notre contrainte du champ global de  $\zeta$  Pup.

#### 3.6.3.4 Détection de signature locale

Le but de la mission n'était pas de détecter une signature de champ global, diluée sur toute une raie, mais bien une signature de champ localisé. Cette signature est supposée très faible mais aussi étroite, car l'extension spatiale de la région émissive est supposée petite.

Or nous venons de voir que la normalisation du continu pour une raie large est délicate et de qualité limitée. Une mauvaise normalisation implique une mauvaise élimination des franges et des raies (ou résidus) telluriques, et donc un bruit qui augmente immédiatement de manière non négligeable.

Une autre méthode de normalisation a été privilégiée. Comme la résolution est très grande et les raies larges, il est préférable d'interpoler les raies par une fonction spline cubique au lieu de chercher à retrouver le niveau de continu. Cependant, par cette méthode, on court le risque d'interpoler le signal lui-même, et donc de biaiser la contrainte du champ magnétique.

Un ordre représente environ 1000 pixels et 60 Å. Une interpolation de bonne qualité exige un polynôme de degré 20 environ. Ainsi, tout signal d'extension supérieure à 3 Å sera probablement interpolé lors de la normalisation. Cela laisse une grande possibilité de détection pour tout signaux entre 0.2 et 3 Å.

#### 3.6.4 Franges

Les franges sont la principale limitation du rapport signal-sur-bruit lorsqu'on cherche une variabilité du signal ou une signature locale du champ magnétique. Les franges se manifestent sur toutes les données à des degrés divers selon la région du spectre et selon la période d'observation (voir fig. 30). Les trois premières nuits, les franges sont relativement stables, de période environ 5 Å et d'amplitude entre 0.2% et 0.4% en I (0.08% et 0.2% en V). La dernière nuit, les franges se sont développées très rapidement, étaient très variables, de période de l'ordre de 1 Å et d'amplitude entre 0.2% et plus de 1% en I (0.12% à 0.5% en V).

Une grande partie des franges est corrélée entre les deux polarisations, et s'annule donc en mesure polarisée. De même, pour les trois premières nuits, la stabilité des franges permet leur annulation si on fait une étude de la variabilité des spectres en prenant le premier spectre d'une série comme spectre de référence. Donc globalement pour ces trois nuits, les franges n'ont pas été rédhibitoires, même si elles limitaient fortement le SNR accessible (environ 1000 observé en V pour  $\zeta$  Puppis contre 2000 théoriquement).

Par contre, pour la dernière nuit, la variabilité et l'amplitude des franges ont fortement dégradé le signal, tant polarisé qu'en lumière naturelle. Des méthodes de rectification ont été tentées, qui ont augmenté le SNR entre 15% et 40%, mais dans la majorité des cas, les méthodes de corrections se sont avérées très lourdes à mettre en œuvre, très coûteuses en tant de travail pour des résultats toujours décevants.

##### 3.6.4.1 Caractérisation

Afin d'essayer de corriger les franges et de connaître leur origine, nous avons tenté d'en définir les caractéristiques, par l'intermédiaire essentiellement de la transformée de Fourier

### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

des spectres en Stokes V, où seul le bruit de poisson et un éventuel signal d'une source magnétique sont susceptible d'influencer notre diagnostique. Cette caractérisation en Stokes I est rendue plus difficile à cause des raies, et surtout des raies telluriques ou de leur résidus lorsqu'elles sont corrigées. La contrepartie de cet avantage est que les franges étudiées sont les *résidus de la soustraction de deux systèmes de franges* subtilement différentes en phase et amplitude, et dont la forme peut être complexe.

Dans la majeure partie des cas, on observe une continuité des franges entre deux ordres.

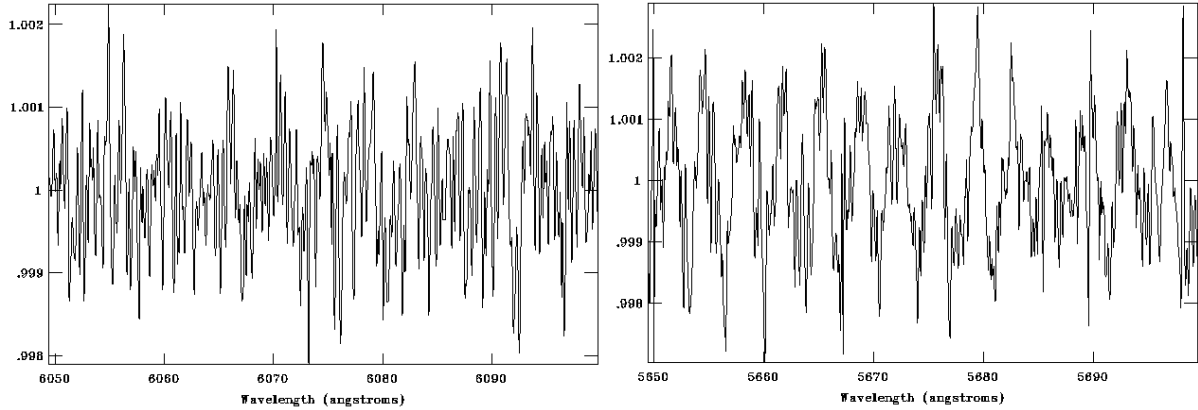


Figure 30. Franges résiduelles pour la meilleure nuit ( $\zeta$  Puppis). A peine visibles dans certaines régions du spectre (à gauche,  $\sigma=0.08\%$ ), elles sont plus importantes dans d'autres (à droite,  $\sigma=0.13\%$ ).

#### 3.6.4.2 Origine

A priori, nous avons étudié trois hypothèses pour expliquer les franges:

1. Franges sur le CCD,
2. Franges provenant de la procédure d'extraction,
3. Franges provenant des lames quart d'onde.

Les trois hypothèses ont été envisagées à différents moments de la vie de l'instrument CASPEC. Les franges du CCD, au début de son fonctionnement (Mathys, 1986), semblent avoir été l'effet prédominant. Elle sont dues à des interférences entre la lumière incidente et réfléchié lié au CCD de silicium aminci faisant office de couche mince. Mais Mathys reporte aussi que le SNR en Stokes V est environ 4 fois plus important que celui en Stokes I. Les franges sont donc à cette époque fortement corrélées, ce qui est peut compatible avec une origine localisée sur le détecteur, indépendante donc du tracé des ordres.

La seconde hypothèse a beaucoup retenu notre attention, car, d'une part, les ordres de CASPEC sont très inclinés par rapport à la trame du CCD, et d'autre part, il est de notoriété publique que le logiciel IRAF n'est pas le mieux adapté à la réduction échelle.

Les conséquences de l'inclinaison de ordres et de leur extraction optimale a déjà fait l'objet de plusieurs études, notamment sur CASPEC (Verschueren et Hensberge, 1990, Donati et al, 1997).

J'ai accompli de nombreux tests en ce sens, et effectivement, j'ai pu créer des franges avec IRAF (fig. 31). Cependant, ces franges apparaissent dans le cas d'une mauvaise paramétrisation de la tache (fenêtre d'extraction trop petite), et sont très caractéristiques. Ainsi, la fréquence évolue très peu entre les ordres, et est toujours la même d'une nuit à l'autre, environ  $0.51 \text{ \AA}^{-1}$ , soit une période de  $1.96 \text{ \AA}$ , qui n'a rien à voir avec la période des franges qui nous concerne. Il faut noter que le pic associé à cette fréquence est relativement

large et complexe contrairement aux franges observées. Ce pic disparaît *complètement* dans le bruit si on utilise une fenêtre suffisamment large pour l'extraction des spectres.

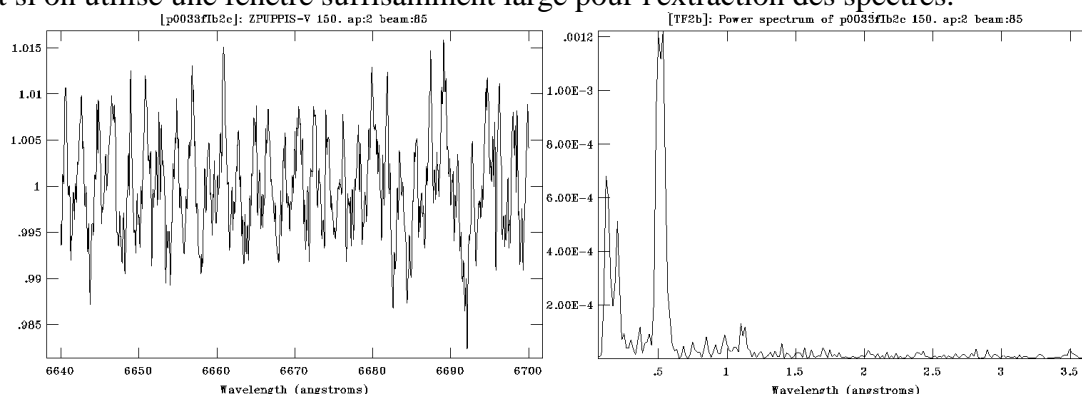


Figure 31. Génération de franges dans le logiciel IRAF par l'utilisation d'une fenêtre d'extraction trop petite. Un fort pic apparaît dans la transformée de Fourier, invariable en position d'un ordre à l'autre. Ce pic disparaît complètement avec une fenêtre adéquate.

C'est pourquoi j'ai reporté toute mon attention sur la troisième hypothèse. De nombreux cas de franges sont reportés pour des spectropolarimètres et une étude complète par Reid&Howarth (1996) concernant le spectropolarimètre de l'Anglo-Australian Telescope (AAT) a définitivement écarté toutes hypothèses liées au détecteur au profit des lames quart d'onde ou demi-onde qui sont les pièces optiques fondamentales de l'instrument.

Ces lames sont soumises à deux exigences de la part des astronomes: présenter une retardance aussi proche de la valeur nominale, et ce, sur la plus grande plage de longueur d'onde.

Ces contraintes ont été en parti résolues par les lames dites "superachromatiques", qui utilisent une association complexe de plusieurs couches minces. Ces couches minces qui peuvent être au nombre de 2, 3 voire 4 couches, sont collées avec des ciments optiques, ce qui favorisent les conditions d'apparition d'interférences (Donati, 1989). Les lames deviennent de plus sensibles aux effets de température, et peuvent se dégrader rapidement (Eversberg et al, 1998b).

#### 3.6.4.3 Correction des franges

Une correction de ces franges a été entreprise avec succès par Reid&Howarth (1996) sur les données du AAT, en utilisant un modèle à double sinusoïde. Mais leur correction est favorisée par la faible résolution du montage ( $R=5000$ ), la stabilité instrumentale et le très grand SNR des mesures. Une telle méthode a été tentée par Donati et al (1999b) pour corriger les franges de Musicos, sans succès. De l'aveu des auteurs, seule une solution instrumentale était envisageable, et l'amplitude des franges a été diminuée d'un facteur 20 en utilisant une lame quart d'onde moins achromatique.

J'ai moi même tenté cette méthode de manière locale, avec une seule sinusoïde. Cette correction est très difficile, car même sur un intervalle spectral limité, la période des franges évolue. De plus, la recherche de la fréquence peut être parasitée par de faibles résidus de raies telluriques.

J'ai pour cette correction utilisé un programme Fortran développé par S. Marchenko qui effectue l'inversion au moindre carré des paramètres de la sinusoïde par un balayage en fréquence équivalent à une transformée de Fourier. L'erreur sur les paramètres comme la fréquence ou l'amplitude a été estimée à 10%, mais pour la phase à l'origine des problèmes de stabilité numérique ont été rencontrés. Ceux-ci nécessitent une nouvelle étape pour obtenir ce paramètre avec une précision aussi de l'ordre de 10%. La correction se faisait sous IDL avec un programme utilisant la bibliothèque "astrolib".

### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

Cette méthode a été utilisée pour les spectres en Stokes V qui étaient le plus affectés par les franges.

En ce qui concerne la dernière nuit, cette méthode marche très mal, peut-être en raison de la fréquence des franges multipliée par 5 et leur amplitude aussi multipliée par un facteur similaire. Une frange ne représente plus qu'une douzaine de pixel, et la correction, même si elle permet un gain dans le SNR de plus de 50% devait être mise en œuvre sur la totalité de chaque spectre individuel. En fait, les franges se corrigent assez bien en polarisation circulaire (même si le SNR est diminué d'environ 30% par rapport aux nuits précédentes), mais pour le cas de l'étude de la variabilité des spectres, le constat est beaucoup plus négatif du fait de la grande variabilité observée.

Une méthode grossière mais assez efficace a été conduite pour l'étude en lumière naturelle de  $\zeta$  Pup et  $\gamma$  Vel. Comme chaque séquence temporelle représente environ une quinzaine de spectres, et que la variabilité sur 2-3 spectres est faible, un patron des franges *local* a été construit par moyenne de 3 ou 5 spectres. Ces spectres sont ensuite interpolés avec un spline cubique de grand ordre pour extraire le patron de franges, par une méthode analogue à la correction des raies telluriques (voir par ex. Reid & Howarth, 1996). Puis ce patron a été mis à échelle (à l'œil) pour enlever la plus grosse partie des franges. Cette méthode permet de manière assez rapide d'augmenter le SNR des spectres de variation de plus de 50%.

Des méthodes plus raffinées ont été tentées en utilisant deux sinusoides et des routines de moindre carré de IDL. Non seulement, ces méthodes se sont avérées lourdes à mettre en œuvre, très lente à converger, mais le gain en SNR par rapport à la méthode précédente est dérisoire.

#### 3.6.5 Contraintes sur l'existence de champ magnétique

##### 3.6.5.1 Contraintes sur un champ global

Dans le cas d'une détection nulle, ce qui, il faut reconnaître est chose courante dans ce domaine, on désire tout du moins apporter des contraintes sur la présence d'un champ non-détecté relativement à la qualité des mesures. Dans les faits, cela se révèle une tâche ardue, car les géométries possibles d'un champ peuvent être nombreuses et complexes. Un exemple révélateur est celui du soleil, qui présente un champ intégré de 0.3 gauss, mais dont certaines régions actives présentent des champs locaux de quelques kilogauss. Comme la structure la plus commune rencontrée dans les étoiles chaudes est un champ global dipolaire, il est d'usage de contraindre uniquement ce type de champ.

Dans le cas de nos observations cependant, nous avons vu toutes les difficultés de redressement rencontrées pour des raies larges. Nous avons pu néanmoins contraindre le champ global de  $\zeta$  Pup par la méthode de redressement local. Les résultats sont reportés dans l'article, je vais seulement les résumer ici. Les barres d'erreurs par cette méthode sont supérieures à 400G, et l'erreur de mesure est entièrement dominée par les résidus de normalisation, qui s'intègrent sur de nombreux pixels, et donnent un biais de polarisation important. Cette barre d'erreur est quatre fois plus importante que celle reportée par Barker (1981) par la technique de polarimétrie des raies de Balmer. La solution à ce problème est essentiellement instrumentale, et repose sur une maîtrise de la stabilité de la réponse et de la lumière diffusée qui autorise une normalisation quasi-parfaite du continu.

Pour les WR, une contrainte sur un champ global est tout à fait hors de portée d'un spectropolarimètre échelle avec cette grande résolution. Chaque raie couvre deux ordres, il n'y a quasiment pas de plage de continu, et une normalisation par des moyens externes, par

l'utilisation de plage uniforme par exemple, peut difficilement atteindre les conditions de qualité requise pour une détection de champ magnétique.

A cela s'ajoute des arguments d'ordre astrophysique. Les raies visibles dans le spectre d'une WR sont toutes formées à une distance plus ou moins importante de la surface en équilibre hydrostatique, qui tient lieu de définition pour la surface d'une telle étoile. Or, un champ global important, sera fortement diminué dans la zone d'émission de ces raies, et on s'attend à une très faible signature, même dans ce cas favorable.

La situation est pire dans le cas d'une binaire telle  $\gamma$  Velorum, dont 80% de l'émission provient de l'étoile O et non de la WR, ce qui augmente encore le facteur de dilution, rendant toute détection de champ par effet Zeeman très problématique. Mathys et Smith (1999) ont questionnés la validité d'une recherche de champ magnétique par l'effet Zeeman dans les Be, et je me permet d'étendre cette question aux étoiles O et WR. Dans le cas d'une WR, je suis assez sceptique sur les possibilité de détecter un effet Zeeman par quelque méthodes et instrumentation que ce soit, et ce d'autant plus que la magnitude des WR est assez faible. Cependant, je reste convaincu que cela est possible pour les étoiles B et O, compte tenu de nos observations, et des perspectives offerte par la ZDI (voir la suite).

#### 3.6.5.2 Contraintes sur un champ local

Notre choix de départ était de détecter une activité *locale*, et de l'associer à une détection magnétique *localisée dans le spectre*. Grâce à une relative corrélation des franges entre deux polarisations nous avons pu atteindre un SNR satisfaisant pour cette tâche pour  $\zeta$  Pup. Le SNR atteint 1300 par pixel pour le spectre de Stokes V moyenné sur une nuit, et près de 700 par spectre de différence entre ce spectre de Stokes V moyen et les spectres de Stokes V individuels. Aucune signature n'est reportée.

Nous avons vu dans la section 3.3.3 comment associer de manière analytique la dérivée de la raie en lumière naturelle à la polarisation circulaire dans l'hypothèse de champ faible. Cette démarche a été utilisée par Mathys & Smith (2000) pour contraindre le champ local de  $\lambda$  Eri, en fonction des manifestations transitoires visibles dans la raie HeI $\lambda$ 6678. Etendues sur environ 3 Å, la variabilité atteint en 1h30 environ 2% du continu. La pente maximale de ces pics est d'environ 1.5% du continu par angström et le bruit en Stokes V est de l'ordre de 0.18% (1 sigma), ce qui donne comme contrainte (pour un facteur de Landé  $g \sim 1$ ) un champ de 6 kG.

Cette méthode est-elle applicable pour une étoile comme  $\zeta$  Pup?

Tout d'abord il faut mentionner qu'une activité est détectée dans certaines raies "photosphériques", mais contrairement à  $\lambda$  Eri, celle-ci est extrêmement faible: inférieure à 1% pour les raies HeI $\lambda$ 5876, NIV $\lambda$ 6381, et HeII $\lambda$ 6406, inférieure à 0.5% pour les raies de HeII  $\lambda$ 6527 et  $\lambda$ 6683 (Reid & Howarth 1996). Nos données sont inférieures en qualité à celles de Reid & Howarth, principalement à cause de la division du flux pour la mesure polarisée et de la plus grande couverture temporelle, mais nous avons mis en évidence une telle variabilité dans les raies citées précédemment.

Dans le meilleur des cas (He $\lambda$ 6678), la pente est de l'ordre 1% sur un angström, pour un bruit en Stokes V d'environ 0.1% (1 sigma), ce qui donne comme contrainte 5kG environ.

La pertinence de l'applicabilité d'une telle méthode à  $\zeta$  Pup doit cependant être questionnée. En effet, contrairement à  $\lambda$  Eri, de type spectral B2Ve,  $\zeta$  Pup (O4If) est soumise à un fort vent radiatif, en témoigne la très large raie en émission H $\alpha$ . Les raies de faible potentiel d'excitation (H $\alpha$ , CIV $\lambda$ 5801,5812, HeI $\lambda$ 5876) sont de loin les plus variables. Cette variabilité se manifeste sur de larges plages spectrales rendant l'application de la méthode précédente impossible, car l'approximation du champ faible n'est alors plus applicable.

Cette situation est aussi valide pour les WR étudiées, EZ CMa et  $\gamma$  Vel, qui montrent une variabilité à basse fréquence spectrale, de l'ordre de 400 km/s pour EZ CMa, (Morel et al. 1997), un peu moins pour  $\gamma$  Vel (Lépine et al. 1999).

#### 3.6.6 Interprétation des données en lumière naturelle

Si les contraintes apportées sur le champ peuvent être considérées assez faibles du point de vue de l'effet Zeeman, il n'en demeure pas moins que le SNR obtenu pour chaque spectre est remarquable. En utilisant la méthode de réduction différentielle qui nous évite de normaliser le continu, nous avons pu détecter des variations en lumière naturelle jusqu'à de faibles niveaux ( $<0.4\%$  pour  $\zeta$  Puppis).

##### 3.6.6.1 $\zeta$ Puppis

La variabilité détectée pour cette étoile est en tout point équivalente à celle reportée par Reid&Howarth. Cependant, comme nos séquences temporelles sont courtes (au plus 1h15), les déplacements Doppler des structures ont pour la plupart pas pu être mis en évidence, excepté pour les déplacements de HeI $\lambda$ 5876, et CIV $\lambda$ 5801, 5812 de la première nuit (déplacement du bleu vers le rouge).

##### 3.6.6.2 EZ CMa

La variabilité de EZ CMa est de grande amplitude et nous avons détecté une variabilité sur toutes les raies du spectre. Les variations sur des raies fortes comme les raies de CIV $\lambda$ 5801, 5812 ou HeII $\lambda$ 6560 atteignent plus de 4% d'amplitude! (cf. Morel et al. 1998).

J'ai fait des tests pour détecter la corrélation des manifestations détectées dans les nombreuses raies HeII du spectre. Celle-ci a effectivement pu être mise en évidence malgré la faible durée de chaque séquence (entre 2h et 5h). Cependant, il faut noter la présence de pics parasites, induits par les variations les plus fortes surtout autour de la raie HeII $\lambda$ 6560 (voir fig. 32) qui créent des "rebonds" de grande amplitude dans la figure d'intercorrélation.

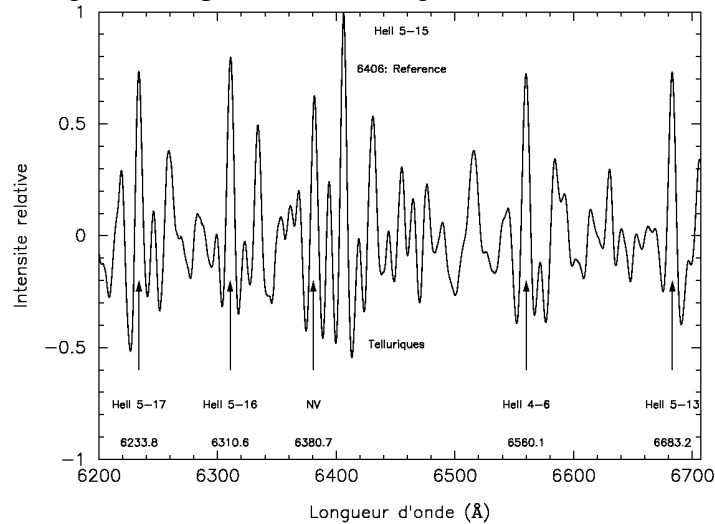


Figure 32. Figure de corrélation entre une fenêtre de 40 Å centrée sur la raie HeII $\lambda$ 6406 et une fenêtre glissante de même largeur parcourant le spectre (avec correction de longueur d'onde).

##### 3.6.6.3 $\gamma$ Velorum

Comme cela a été dit précédemment, les observations de  $\gamma$  Velorum ont été sévèrement affectées par les franges. Globalement, les variations sur la séquence de 1h30 sont assez



### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

faibles, atteignant à peine 1.5% pour la raie la plus active pour le type WC8 CIII $\lambda$ 5696. Ce n'est pas une surprise néanmoins si l'on considère que 80% du flux recueilli provient de l'étoile O compagnon, ce qui dilue d'autant la variabilité détectée.

Pourtant, une forte variabilité atteignant 2.2% à été détectée à la longueur d'onde  $\lambda$ 5852, qui peut difficilement être attribuable à l'une ou l'autre des étoiles. Cette variation est manifestement liée à la raie HeI $\lambda$ 5876 (à  $\sim$ 900 km/s du centre), et ne peut être qu'une manifestation de la collision vent-vent. Il faut préciser que nous avons observé le système à phase 0.95, c'est-à-dire juste avant le passage au périastre où les effets de collision sont les plus importants (fig. 33).

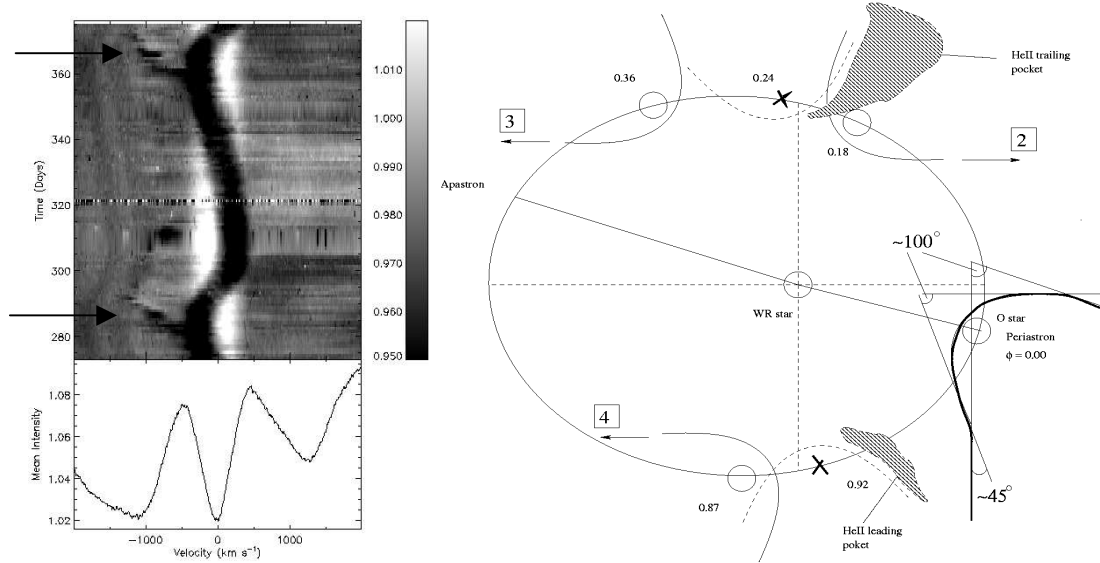


Figure 33. A gauche, raie d'HeI  $\lambda$ 4026 observée sur une phase (De Marco 2000). Les flèches indiquent la phase 0.95 qui correspond à nos observations. A droite, orbite de  $\gamma$  Velorum et interprétation par O. De Marco de la variabilité de cette raie (et de plusieurs autres) par la variation de projection de la zone de choc au cours du mouvement orbital.

### 3.7 Perspectives

J'ai déjà évoqués les interrogations de G. Mathys et M. Smith sur les limites de la démarche de recherche de champ magnétique par l'effet Zeeman. Avant d'aborder cette question, je voudrais remettre en perspective le travail que j'ai accompli sur CASPEC et les possibilités technologiques qu'offrent ESPADON.

CASPEC est un spectropolarimètre de facture ancienne, qui a été décommissionné peu de temps après nos observations. Nos données constituent, à ma connaissance, l'ensemble d'observation de meilleure qualité jamais acquis par cet instrument, qui a été poussé à ces limites, tant par la durée des poses, que par le nombre de poses sur une même étoile de magnitude très faible. L'instrument souffrait principalement, on l'a vu, de sa situation au foyer Cassegrain du télescope de 3.6m de La Silla. Depuis, des solutions technologiques ont fait leur apparition, à savoir l'optique active et les fibres optiques. Le premier choix technologique sera celui du futur spectrographe à haute-résolution de Gemini sud (Diego et al. 1997), le second celui du spectropolarimètre ESPADON du CFHT (Donati et al. 1998).

Dans notre cas, le bruit de poisson n'a pas été atteint, et la qualité de la normalisation et la présence de franges ont déterminé le rapport signal-à-bruit.

### III Spectropolarimétrie des étoiles massives

Après les difficultés rencontrées, on peut être circonspect, mais le futur spectrographe ESPADON offre des avantages indéniables. Les facteurs instrumentaux incontournables pour ce type d'étude sont:

- stabilité du spectrographe (fibre optique),
- minimisation de la lumière diffusée (qualité de la réponse instrumentale),
- minimisation des franges induites par les lames quart d'onde. A priori, les exigences d'achromaticité et d'absence de franges sont antinomiques, mais Donati et collaborateurs ont réussi à diminuer celles-ci d'un facteur 20 dans le cas de Musicos sans compromettre significativement la bande spectrale (Donati et al. 1998b),
- possibilité de rotation rapide et précise de la configuration polarisée pour éliminer les bruits de détecteur par utilisation de techniques de doubles ratios (voir Donati et al. 1997, Eversberg et al. 1998b),
- à diamètre de télescope égal, la transmission de l'instrument ESPADON sera plus de 3 fois supérieure à celle de CASPEC (transmission atteignant 20%).

Enfin, force est de constater que le multiplexage des raies, même s'il est très limité dans le cas des étoiles chaudes offre l'avantage de moyenner les bruits cohérents comme les franges ou les résidus de normalisation, et ainsi les minimiser. Nous avons démontré que ces bruits peuvent fortement biaiser la mesure, quel que soit le bruit de poisson atteint. Là est peut être la plus grande force de l'instrument: son association avec une technique ZDI éprouvée. Il faut toutefois remarquer que malgré les succès indéniables de cette technique, aucun champ magnétique pour une étoile chaude de  $V_{\text{e.sini}}$  supérieur à 50 km/s n'a été détecté.

Il faut aussi mentionner qu'une observation ZDI a déjà été menée sur Musicos au Pic du Midi sur une étoile O à grand  $V_{\text{e.sini}}$  (~320 km/s) par J. De Jong donnant des contraintes plus probantes que les nôtres, malgré un pouvoir collecteur beaucoup moins grand en théorie. Toutefois, on peut se demander dans quelle mesure un signal polarisé dilué dans une raie n'est pas altéré, voire même détruit dans le processus de réduction décrit par Donati et al. (1997), et si les contraintes reportées par De Jong dans sa thèse (détection nulle avec un  $\sigma$  de 47 G) sont réalistes pour cette étoile.

En conclusion, la recherche de champ magnétique dans les étoiles les plus précoces, même si elle demeure très délicate me semble encore du domaine du possible pour les types B et O. Je doute par contre que l'effet Zeeman soit encore utile pour les WR, et me tournerait plus vers les potentialités de l'effet Hanlé (Ignace et al. 1996, 1997, 1998).

Dans tout ouvrage de polarisation, il est d'usage de déplorer l'absence de résolution spatiale pour l'étude de la polarisation stellaire. Après les difficultés rencontrés dans ce chapitre pour la détection de champ magnétique dans les étoiles chaudes, on serait tenter de se tourner vers les techniques d'interférométrie à longue base.

Dans les prochains chapitres, j'introduis une technique très récente, que nous avons appelé Spectro-Polarimétrie INterférométrique (technique SPIN). J'y décrirai ses observables, son potentiel, sa sensibilité mais aussi ses difficultés instrumentales et la complexité de l'extraction de l'information astrophysique. A partir de cette base réaliste, je ferai une description sommaire de son potentiel à court et moyen terme pour l'étude en polarisation linéaire des étoiles chaudes, et plus détaillée pour ses applications en polarisation circulaire.

### 3.8 Article soumis à *Astronomy and Astrophysics*

*Astronomy & Astrophysics* manuscript no.  
(will be inserted by hand later)

## A search for direct evidence of magnetic fields in the hot O-type Supergiant $\zeta$ Pup and the Wolf-Rayet stars EZ CMa and $\gamma^2$ Vel\*

O. Chesneau<sup>1,2</sup> and A.F.J. Moffat<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, 2130 route de l'observatoire, F-06460 St Vallier de Thiey, France

<sup>2</sup> Département de physique, Université de Montréal, C.P.6128 Succ. Montréal, Qc, H3C 3J7 Canada Qc, Canada,  
and Observatoire du Mont Mégantic  
e-mail: chesneau,moffat@astro.umontreal.ca

Received ; accepted

**Abstract.** In this paper we report an attempt to optically detect magnetic activity in the O4 If star  $\zeta$  Puppis and in the WR stars EZ CMa and  $\gamma^2$  Velorum with the spectropolarimeter CASPEC mounted on the ESO 3.6m telescope. These stars are sufficiently bright in principle to obtain Stokes V spectra with excellent signal-to-noise ratio and temporal resolution at this telescope. However, the observations were severely compromised by the instrumental response variability and ripples probably due to the polarizer optics. Nevertheless, despite these difficulties, we are able to put some constraints on the global and local magnetic fields. We report a null longitudinal component of the global magnetic field measurement in  $\zeta$  Pup with  $\sigma_{BI} \sim 400$  G. We find null activity in Stokes V above  $3\sigma_V \sim 0.3\%$  in 10 minutes and a  $0.2\text{\AA}$  resolution element in the dozen  $\zeta$  Puppis photospheric lines observable by CASPEC, in a spectral bandpass of  $0.2\text{-}3\text{\AA}$ . We also report a null detection above  $3\sigma_V \sim 0.5\%$  for EZ CMa and  $\sim 0.3\%$  for  $\gamma$  Vel in 1.5h of observations. Spectral variability in natural light for these three stars is also discussed.

**Key words.** stars:  $\zeta$  Pup, EZ CMa,  $\gamma$  Vel – magnetic fields – techniques: spectropolarimetry

### 1. Introduction

Hot, luminous stars exhibit fast, dense stellar winds, which are driven by the transfer of momentum from the stellar radiation field in the lines and to a lesser extent in the continuum. With the increased interest in obtaining simultaneous high spectral and temporal resolution observations, the winds of O and WR stars are turning out to be more highly structured than thought previously, both on small (Moffat & Robert 1994, Gayley & Owocki 1995, Lépine et al. 1999) and large (Massa et al. 1995, Cranmer & Owocki 1996, Morel et al. 1998) scales. Several physical processes are frequently invoked to be at the origin of the structures: wind instabilities, non-radial pulsations (NRP) and rotating global or local magnetic fields.

Some recent discoveries of Zeeman signatures in early type stars like  $\beta$  Cep (B2III,  $v \sin i \sim 25$  km/s, Henrichs et al. 2000) and  $\theta^1$  Ori C (O7V,  $v \sin i \sim 20$  km/s, Donati & Wade 1999b), show that even the earliest type stars can possess a non-negligible global magnetic

field. In these two cases, the detections take advantage of the relatively sharp lines for these spectral types, associated with low rotation and/or favorable inclination. The detected magnetic fields are presumably fossil fields, the existence of generated magnetic fields being accountable only with difficulty without convective layers in the photosphere as it is normally believed to be the case in massive stars. However, it must be pointed out that thin convective layers *are* found to appear in the outermost regions of luminous, hot stars at the end of the MS phase, based on model calculations (Maeder & Meynet 2000). Whether the characteristic time of such convection is sufficient to generate a weak but non-negligible magnetic field is not known.

Another important question that also remains is whether *localized* magnetic fields rooted at the hydrostatic stellar surface exist. Detecting circular line polarization is the only way which can provide a clear signature of such magnetic activity. So far, no direct detection of this kind of small-scale magnetic activity has been reported, presumably for lack of adequate time coverage and spectral resolution. The presence of localized magnetic fields is indeed strongly supported via indirect arguments for Be stars to explain the impressive

Send offprint requests to: O. Chesneau

\* Based on data collected at the 3.6m telescope La Silla (ESO)

simultaneous activity of these stars in X-rays and in the optical (Robinson & Smith 2000, Smith et al. 1997). However the wind manifestations are rather complex, the wind itself being intrinsically unstable under the radiative acceleration process, and it is difficult to link this activity with any confidence to a magnetic origin. A search of magnetic activity has been carried out in the HeI  $\lambda 6678$  line of  $\lambda$  Eri (B3Ve,  $v \sin i \sim 310$  km/s, Mathys & Smith 1999) using the CASPEC spectropolarimeter at ESO. Some activity was detected in natural light, but none in circular polarisation in  $\lambda$  Eri. However, the attained signal-to-noise ratio (S/N) per pixel at  $R=30000$  was too low for useful constraints to be extracted.

Similarly, observations have been carried out on the O7Ve star  $\xi$  Per with UWO Balmer line spectropolarimeter attached to the Cassegrain focus of the 3.6m CFH telescope ( $v \sin i \sim 200$  km/s, de Jong et al. 2001). A null detection with a  $1 \sigma$  error bar of 70 G was obtained during the three days of monitoring.

The effects of magnetic fields are often linked with the rotation of the star, so that clear rotational modulations are the best candidates for detection of such fields. The stars  $\zeta$  Puppis (O4 I(n)f, Walborn 1972) and EZ CMa (WN4, Smith et al. 1996), are the most likely and the best observable candidates of their generic spectral class (hot O star, WR) to reveal magnetic structures.

$\zeta$  Puppis is the archetype of early-O type supergiants and its relative brightness ( $m_V=2.26$ ) has allowed extensive studies of its stellar wind with impressive accuracy. Detection of rotational modulation by Moffat & Michaud (1981) of  $P_1=5.075$  days was attributed to the influence of a global magnetic field.  $\zeta$  Pup also exhibits variability on times scales of  $P_2=15-19$ h (recurrence time of DACs) and  $P_3=8.54$  h (probably from NRPs). Barker et al. (1981), using a Balmer line polarimeter, reported a null detection with  $\sigma \sim 100$  G for each of three days of observation. However, these authors do not eliminate the possible presence of a localized magnetic field, or perhaps a strong magnetic field in the photosphere. This possibility is supported by the unusually strong, coherent X-ray activity in  $\zeta$  Pup, where the  $P_1$  and  $P_2$  periods were recovered (Berghöfer et al. 1996).

EZ CMa (WR 6,  $m_V=6.94$ ) is among the few WR stars which show clear rotation-modulated variations in their spectral line profiles, linear continuum and line polarization, and continuum light, on a cycle of 3.76 days. Such a periodicity in WR stars is usually interpreted in terms of binarity, and to confirm this hypothesis, several X-ray observations have been carried out (Moffat et al. 1982, Willis et al. 1994). However, even though the 3.76 d variability is quite coherent over several consecutive cycles, it is apparently subject to strong epoch-dependency, as seen in UV and optical observations (Willis et al. 1989, Morel et al. 1997, Morel et al. 1998). In this context, Morel et al. (1997) demonstrated that the binary hypothesis is only weakly supported by observations, the "wind-photosphere" connection in a rotating single star

being more plausible.

Some attempts to search for rapid light variations in order to reveal some hint of magnetic reconnection activity in EZ CMa have been undertaken. No short periodic variability that could be related to pulsational instabilities has been detected, but interestingly, some rapid ( $\sim 20$  minutes) and intermittent light variations were reported (Matthews et al. 1992, Bratschi & Blecha 1996). Drissen et al. (1989) and Robert et al. (1992) reported a lack of significant circular polarization in broadband continuum, thus excluding cyclotron emission in a global magnetic field, but providing no serious constraints on the possibility of a smaller ( $\ll 10^6$  G) magnetic field. Local magnetic activity is capable, at least qualitatively, of explaining the epoch-dependency of the 3.76 day variation. The probable existence of large-scale Corotating Interacting Regions is demonstrated by the Line Profile Variations (LPVs, St-Louis et al. 1995, Morel et al. 1997). It should be stressed that the recurrent LPVs from the few WR stars where intrinsic periodic variations have been detected are quite different from the stochastic LPVs existing in most WR star winds. The characteristic sizes of their LPVs are much broader ( $\sigma \sim 400$  km/s) than the narrow stochastic activity ( $\sigma \sim 80$  km/s) observed in most WR stars (Lépine et al. 1999).

$\gamma^2$  Velorum (WR11) is a binary WR+O system (Schmutz et al. 1997, de Marco & Schmutz 1999, 2000), and the closest and the brightest ( $m_V=1.8$ ) WR star observable from Earth. Its luminosity alone is an argument for such a light-consuming magnetic field research. Moreover Lépine et al. (1999) claimed that  $\gamma^2$  Vel's CIII $\lambda 5696$  LPVs exhibit a particular behaviour, reminiscent of the large periodic patterns of EZ CMa, but without evidence of recurrence. Lépine et al. (1999) expressed doubts about the generation of such structures by the wind collision shocks between the two stars, based on radial velocity arguments. They argue rather that the activity is intrinsic to the WR component. Eversberg et al. (1999) put strong constraints on the circular polarization of this star using bins of 6 Å. No features in their time-integrated spectrum were detected above the  $3 \sigma_V \sim 0.03\%$  instrumental level.

In the following section, the observations and reduction process are described. We particularly stress the difficulties encountered in several steps of the reduction, in particular the continuum normalization and the correction for instrumental fringes. Then we analyse to what extent a presumable magnetic field is constrained in each star. We finally discuss the challenge of detecting magnetic fields using the Zeeman effect in the broad lines of hot stars and the instrumental possibilities and requirements of such a difficult task.

## 2. Observations and data processing

Spectropolarimetric observations were made during the four nights 1999 Feb 1-5 with the CASPEC Cassegrain

**Table 1.** Journal of the observations (Julian day for the mean of the night).

Date (1999)	HJD 2451410	Number of spectra and time-coverage					
		$\zeta$ Puppis		EZ CMa		$\gamma^2$ Vel	
		N	$\Delta t$	N	$\Delta t$	N	$\Delta t$
1-2 Feb	1.8	15	1h15	14	2h52	-	-
2-3 Feb	2.8	8	46 min	19	5h16	-	-
3-4 Feb	3.8	8	30 min	16	3h20	-	-
4-5 Feb	4.8	16	1h16	16	3h07	24	1h36
Exposure		3 min		10 min		1-2 min	

Note: N is the number of observations,  $\Delta t$  the total time interval covered.

spectropolarimeter (Mathys & Hubrig 1997) attached to the ESO 3.6m telescope. The logbook of the observations is reported in Table 1. For these observations, CASPEC was equipped with the 31.6 lines/mm echelle grating, and #37 CCD. The instrument was configured by default (any other configuration would lead to either spectral blending in the blue or insufficient inter-order overlap in the red) so that the recorded echellogram spanned 5700-6800 Å (18 orders), each order spanning 80 Å (1 Å overlap) in the red region to 60 Å (10 Å overlap) in the blue region. There are two beams per order, recording I+V and I-V respectively. This configuration gave a mean reciprocal dispersion of  $0.07 \text{ Å pixel}^{-1}$ , and a 3-pixel resolution of 0.2 Å ( $\sim 10 \text{ km/s}$ ) measured on sharp telluric lines. The spectral resolution was optimized by a careful focus at the beginning of each night. Due to the brightness of the stars, the fast-read mode of the CCD was used (5.56 e<sup>-</sup> readout noise, 1.34 e<sup>-</sup>/ADU).

The data were extracted using the ECHELLE package of IRAF<sup>1</sup>. The flat-fields were treated pixel-by-pixel using the APFLATTEN task, to create a 2D correction map. The flat fields were obtained using a slightly longer slit to increase the quality of the correction across the whole profile perpendicular to the dispersion. Several series of flat-fields were taken before and after groups of stellar exposures. Several random, abrupt changes in the position of the spectrum on the CCD due to instrumental flexures were observed each night. It was thus impossible to use the IRAF task APFLATTEN on the mean of the flat spectra of one night. Instead, the APFLATTEN task was applied to individual series of flat-fields to create several distortion tables. When the variations were not too large, several of these tables were averaged, in order to increase the S/N ratio. The extraction of the echelle spectra was carried out using APSUM. Due to the inclination of the orders ( $\sim 4.5^\circ$ , i.e. more than 45 pixels end-to-end), great care was taken to optimize the order trace and extraction. Using appropriate windows, the background level was fitted and subtracted, thus essentially eliminating diffuse and scattered light. Thorium-argon comparison-lamp arc frames were frequently obtained, and a first wavelength

calibration was carried out for each polarization beam independently. By cross-correlating the position of telluric lines of the individual spectra with the mean of each night, a wavelength drift was detected, presumably related to instrumental flexures. These drifts, which evolve slowly most of the time, represent about 0.75 pixels (0.05 Å, 2.6 km/s) in the dispersion direction in 1.5h. However, glitches were also frequently observed. Using the mean of all the nights, an independent wavelength frame was created, and all the spectra shifted accordingly, taking into account the heliocentric RV correction. After collapsing, the number of ADU is roughly 3 times the peak intensity of the order in the direction perpendicular to the dispersion. The maximum signal obtainable is  $\sim 200000 \text{ e}^-$  i.e. a theoretical S/N ratio of 450 per pixel and per exposure at the maximum sensitivity. As the blaze function is steep in the dispersion direction, the ratio of the flux received at the edges to that in the middle of the order range from 55% to 65%. The observed S/N ratio per individual polarized spectrum before normalization ranges from 70 to 300.

Several difficulties were encountered in these data. First, as already mentioned, the blaze function appeared to be highly time-variable, due to instrument flexures. This strongly restricted the extraction procedures and the achievable S/N ratio. By "blaze function", we mean the overall instrumental response in each order and not only the grating blaze by itself. Second, a spectral ripple prevented us from obtaining Poisson-noise limited data. Some attempts were undertaken to correct for it, with variable results. Third, the stars studied exhibit wide spectral lines, which spread over  $\sim 12 \text{ Å}$  for  $\zeta$  Puppis to  $\sim 100 \text{ Å}$  (i.e. almost two full spectral orders) for EZ CMa, so the continuum normalization is critical, even if in our case only localized signatures are primarily sought. The removal of the telluric lines in this context is also important. In the following, we discuss several methods used in an attempt to overcome these problems.

## 2.1. Continuum normalization

### 2.1.1. Polarization reduction

Classical methods to rectify the continuum by 1D polynomial fitting of the blaze response function in an echellogram are inefficient in the case of wide spectral lines. The Heidelberg group, which has frequently used CASPEC to observe early type stars for a long time, correct the blaze function in the two-dimensional pixel-order frame. Orders containing Balmer lines are rejected and interpolated using the other orders, which yields better results than a 1D polynomial (Juttner et al. 1989). However, they deal with S/N ratio no more than 200, using the CASPEC R=20000 resolution mode, which is far from the  $S/N > 1000$  required in our study. Moreover, this method does not apply to WR stars, where the continuum is poorly represented in the spectrum.

Another method consists of normalizing the continuum locally around each line of interest, as done by Mathys

<sup>1</sup> IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, under cooperative agreement with the National Science Foundation

and Smith (2000) for the HeI  $\lambda 6678$  line of  $\lambda$  Eri. This time-consuming method considerably limits the number of useful lines, since the position of the line in the order determines critically the quality of the fit. This method has been applied to  $\zeta$  Pup, for 2-4 lines per night but cannot be used for the broad lines of the WR stars. The blaze function is different for each of the two polarization beams, and we note that the function is highly variable in time (variations of about 10% in several minutes can occur). In this context, the best lines for which the normalization is optimum change from night to night, and even during a night.

In the present project, several spectrophotometric standard stars were observed. However, since the response function is highly variable in our case due to flexure, such a method is only valid over a small time interval. Moreover, the flux correction in echelle spectra depends on spectrophotometric standards which are sampled at low resolution (typically 5 Å/bin). In one single order, a high order (6-9) fit has to be carried out with only 15 points available and the S/N ratio achieved is poor (200 at best).

The most straightforward method is to use the flat-field spectrum. In polarization mode, the slit length is reduced in order to accomodate the two polarized spectra on the detector. To improve the quality of the flat-fielding the slit length was increased slightly, which increased the scattered light, and the merging between the polarization beams. This means that the blaze function derived from the flat-field deviated from the true function (less steep), and a new fit was required. In most cases, the differences between the flat-field and star response spectra in a given order have a complex shape. It is consequently difficult to avoid a high order fit (even in 2D), which is of course inadvisable when dealing with broad spectral lines. In the case of  $\zeta$  Pup for instance, the continuum normalization from the spectra divided by the flat provides equivalent or lower S/N ratio compared to the normalization without this step (i.e. local normalization).

At this point, some non conventional methods were tested to avoid normalization via broad lines, especially suited for the WR stars. For  $\zeta$  Pup the studied lines are at least 10-15 Å wide, which represents 50-75 resolution elements (i.e 150-225 pixels), and we can fit them by a high order (20-25 for each 60Å order) 1D spline function. The subtraction of the normalised spectra in each polarization gives, after division by a factor 2, the V Stokes spectrum.

In the same way, a featureless Stokes I spectrum is obtained by addition and division by 2 of the polarized spectra. This method gives the best S/N ratio, but the spectral bandpass of detection is limited drastically to 0.2-3 Å since any signal wider than 3Å would disappear in the fitting procedure. Nevertheless we point out that our priority is the detection of localized Stokes V signatures created by potential magnetic spots on the surface of the star. Mathys and Smith have modeled the signature

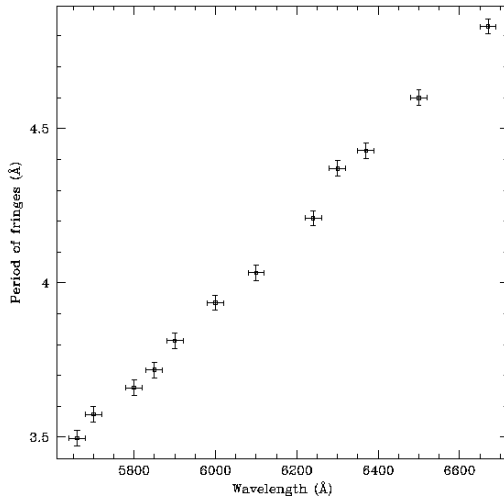
of pairs of magnetic spots with a longitude extension of 1% of the stellar disc diameter each, and with adjustable position, separation and field strength. The detectability of such spots is highly dependent on their position and above all, their separation. In most cases, the clearest signature is a narrow peak whose FWHM is of the order of 1-3 Å.

#### 2.1.2. Temporal reduction

An important part of our analysis is the temporal monitoring of Stokes I and V variability. For this, we used an algorithm, inspired from that developed by Reid & Howarth (1996). A reference non-rectified spectrum (calibrated in wavelength) is used in each polarization. This can be the mean of one night or several nights in each polarization. However the variability of the instrumental response function prevents the mean from having a low order shape, due to the combination of all the variable blazes. In order to avoid this problem, we prefer to take the first spectrum of each night as reference. As this reference spectrum is noisier than the mean, a slight smoothing using a boxcar of 3 pixels is carried out on this reference spectrum. The individual polarized spectra are divided by this reference spectrum and the instrumental variability appears to be smooth most of the time, normally fitted by a 3rd order polynomial. Finally, after division by this low order polynomial, the residuals of the two polarizations are added and divided by 2, in order to get the variability in natural light normalised to the continuum (I), or subtracted and divided by 2 to get the variability in Stokes V parameter. In this way, we avoid any continuum normalization and the S/N ratio is limited theoretically by Poisson noise. In actual fact, however, this is not the case, due to the existence of varying fringe patterns which constitute our real S/N ratio limitation.

#### 2.2. Ripples

Ripples seem to be a common feature of spectropolarimetric observations (Donati et al. 1999a, Harries & Howarth 1996). Ripples have been observed for the same star ( $\zeta$  Pup) in linear polarization with the AAT equipped with the RGO Cassegrain spectropolarimeter (Harries & Howarth 1996). An extensive analysis was carried out showing that the peak-to-peak amplitude of the ripples was about 0.2%, and the wavelength-dependent period about 4 Å. This dependance shows clearly that the physical basis for the ripple lies in interference caused by multiple internal reflections in at least one of the optical components. By testing all the optical components, the half-wave plate appeared to be the best candidate for this artefact. This is not surprising if we consider that almost all spectropolarimeters are affected by ripples like these, and that achromatic half and quarter wave plates are produced by several layers of birefringent materials.



**Fig. 1.** The relationship between wavelength and ripple period in 50 Å-bins. This ripple frequency is equivalent to that present in the spectropolarimetric data of Harries & Howarth (1996).

It must be pointed out however that the ripples cannot be corrected by flat-fields for a reason which remains unknown.

The same study has been undertaken with our present CASPEC data, revealing a very similar behaviour. The Fourier transforms of the Stokes V spectra of each order exhibit two peaks, a strong one at a period of  $\sim 4$  Å, and a ten times weaker one at a period of  $\sim 0.5$  Å. The frequency of each peak changes linearly to first order with wavelength. In figure 1, the wavelength dependency of the stronger period is shown (based on the three first nights of Stokes V data). The ripples have to be corrected both in Stokes I and V spectra separately. No attempt to correct the ripple in the polarized spectra was carried out before obtaining the V spectrum in order to limit the number of manipulations. In each case, the S/N ratio of the Stokes V spectrum is better than the S/N ratio of the Stokes I spectrum (increase between 20% and 60%), showing that the fringes are highly correlated, and mostly disappear in the subtraction. However, in some cases (most of the last night), the fringe amplitudes and phases of the two polarizations are not the same, and fringes remain on the Stokes V spectrum. The analytical modeling proposed by Harries & Howarth (1996) to correct spectropolarimetric data for this ripple, although successful at a spectral resolution of 5000, turns out to be insufficient in our case, due to the high spectral resolution, the telluric lines, and above all the complex and variable shape of the ripple pattern (see also Donati et al. 1998, for an attempt of this kind).

For orders where the amplitude of the fringes is clearly above the stochastic noise, a *local* correction in a particular spectral band (at most 100 Å) was carried out by subtracting a fitted sine wave (using a least-square fit FORTRAN program written by S. Marchenko). This procedure led to an increase in S/N ratio between 10% and 40%, but applies only to the worst cases. Most of the less severely contaminated data were not corrected this way. The ripple was seen to evolve from night to night, likely in parallel with the flexures of the telescope. In the first two nights, the ripples in each of the pair of beams have almost the same phase, while the third is in anti-phase. In the last night, the ripple has completely changed: the frequency is about 1 Å and highly variable in both amplitude and phase. For this last night, the ripples have been corrected as far as possible using another method. A template of the fringes taken in a highly contaminated spectrum has been scaled and spectrally shifted to try to remove this pattern, however with poor results. This concerns the observations of  $\zeta$  Pup of this 4th night, and particularly all the data set on  $\gamma$  Vel that were obtained only in this night.

### 3. Results

#### 3.1. $\zeta$ Puppis

##### 3.1.1. Circular polarization

Some 47 spectra of  $\zeta$  Pup were obtained during the four nights of the run. The calibrated but unnormalized spectra were combined in order to get a mean each night in each polarization. Two normalization procedures were applied, the first to constrain the *global* magnetic field, the second to detect spectrally narrow Stokes V signatures (0.2–3 Å). The first procedure is dominated by normalization errors across the entire spectral line, and concerns only a few suitable lines, whereas the second procedure reaches better S/N ratio, but is unable to detect signatures larger than 3 Å. We have tried to rectify the continuum line-by-line, limiting ourselves to sections centered on the line profile, outside the region  $[-250, 250]$  km/s. A dozen suitable lines are available in the spectral domain covered by CASPEC (HeI, HeII, NIV, CIV lines), but the normalization was sufficiently good for only a few of them, 3–5 in each night, depending on the precise location of the lines within the order, and the blaze variation between each night.

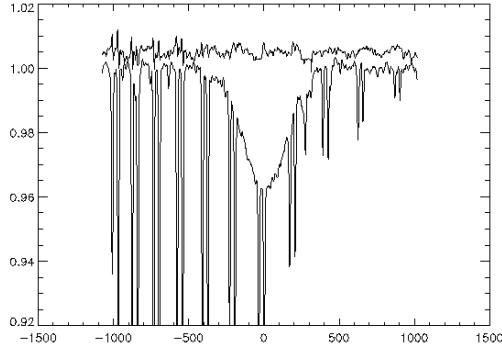
As noted in the previous section, the quality of the normalization procedure depends critically on differences in instrumental response between the two polarizations. After division by a non-rectified flat, the situation is sometimes better, but can be worse if the flat-field shape (especially at the peak of sensitivity) differs too much from that of the stellar spectra. It must be pointed out that the degree of cancellation of the fringes in the Stokes V spectra is highly dependent on the quality of the continuum normalization of the two polarized spectra. It is worse in the case of lines embedded in dense regions of telluric lines, which have to be removed beforehand in that case.

**Table 2.** Global magnetic field measurements for  $\zeta$  Puppis. Lines where obvious normalization problems are visible are excluded.

Line	Bl (G)			
	1-2 Feb	2-3 Feb	3-4 Feb	4-5 Feb
He II 5-13 6683.2	-606	-113	525	755
He II 5-14 6527.1	-1010	1073	-452	1642
He II 5-16 6310.8	1086	-896	198	-1927
NIV 6380.7	499	711	-2001	-1024
He II 5-18 6170.6	479	-	1803	498
He II 5-19 6118.2	657	-	-	1109
Mean < Bl >	184±310	193±393	14±542	175±513

**Table 3.** S/N ratio per pixel of Stokes V spectra for  $\zeta$  Puppis for the mean of the night using the line fitting procedure. Strong fringes are indicated by a f, and the the S/N ratio after correction is reported below, when such a removal was possible.

Line	Wavelength (Å)	1-2 Feb	2-3 Feb	3-4 Feb	4-5 Feb
He II 5-13	6683.2	1000	890	846	750
He II 5-14	6527.1	687 f	446 f	554 f	560 f
He II 5-15	6406.4	810 f	600 f	556 f	646
		1038	728	786	-
NIV	6380.7	738 f	692 f	588 f	656 f
		976	786	806	-
He II 5-16	6310.8	892 f	1076 f	912 f	544
He II 5-17	6233.8	976 f	902 f	696 f	560
		1278	986	746	-
He II 5-18	6170.6	1080	814	802	778
He II 5-19	6118.2	1084	832	920	738
He II 5-20	6075	1210	1120	1098	862
He II 5-21	6035	1173	992	796	550
He I	5875.7	1173	964	968	556


**Fig. 2.** Example of a mean Stokes I (lower) and V (upper) spectrum of  $\zeta$  Pup in a heavily contaminated region of telluric lines. Residuals from the deepest lines are visible, even with removal of the telluric lines. Fringes are also observable in this region.

The following equation (Mathys 1989, Donati et al. 1997) was used to compute the disc-averaged value of the longitudinal component of the magnetic field:

$$B_l = -2.14 \cdot 10^{11} G \cdot \frac{\int v V(v) dv}{\lambda g c \int [1 - I(v)] dv} \quad (1)$$

The errors on  $B_l$  are computed assuming standard error propagation (Henrichs et al. 2000), as follows:

$$\sigma_{B_l} = |B_l| \sqrt{\frac{\sum (\sigma_{I_i})^2}{\sum [1 - I_i]^2} + \frac{\sum \sigma_{v_i}^2 \sigma_{V_i}^2}{\sum (v_i \cdot V_i)^2}} \quad (2)$$

By far the main source of spurious detection is the continuum normalization. The errors computed with relation (2) assume uncorrelated noise pixel-by-pixel, and are systematically lower by a factor 3-4 than the extracted value of  $B_l$ . We have thus decided to use the variances of the mean of  $B_l$  measurements as estimators of the errors. This is based on the assumption that all the errors come from the continuum rectification, i.e. the errors are considered as independent statistical variables which follow the same distribution. Some lines with large fringes have also

been partly corrected by removing a sine wave. Their presence can change the  $B_l$  determination in a non-negligible manner. We have tested this procedure by slightly changing the bounds of the integrals of relation (1). We obtain for the means of each night:  $B_l = 184 \pm 310$ ,  $193 \pm 393$ ,  $14 \pm 542$ , and  $175 \pm 513$  G, respectively. The results for individual lines are reported in Table 2. The nights are not averaged due to the possibility of rotational modulation in the 5-day period of the star. We conclude from these values that the upper limit of our null detection is about 400G, coherent with the result of Barker et al. (1981).

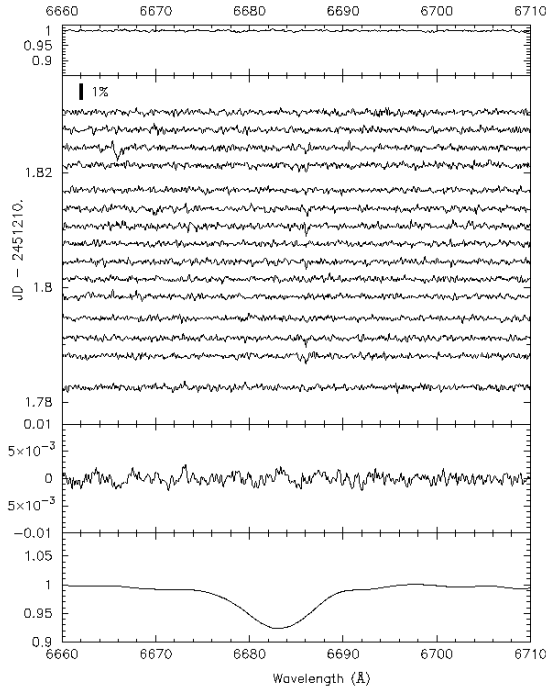
The second normalization procedure uses a high degree fit of the lines, and obviously provides a better detection threshold for narrow signatures in the mean of each night, and uses all the suitable lines. The theoretical and experimental S/N ratio of the Stokes V spectra of each night and several lines, are presented in Tables 3. The Stokes I S/N ratio is about 700. The Stokes V S/N ratio achievable is indeed dependent on the correlated noise, i.e. the residuals of the fringes. These cannot be removed more than has already been done, unfortunately. The  $1 \sigma$  noise of the mean V spectrum is below 0.1% per pixel (reaching at best 0.07%) for the first night (cf. Table 3), still somewhat far from the theoretical Poisson noise of 0.05%. No detection is observable in each of the means of each night.

### 3.1.2. Temporal variability in circularly polarized light

With these data, we carried out a search of activity in the  $\zeta$  Puppis spectra. We have used the method described in section 2.1.2 to obtain an estimate of the variability in the Stokes V spectra ( $V - \bar{V}$ ).

With this method, we avoid the normalization procedure and almost reach the Poisson noise level (depending on the fringe variability). In the three first nights, we reach a S/N ratio of  $\sim 660$  per pixel in 10 minutes, i.e. 1000 per resolution element. For longer time-scales, the S/N ratio is



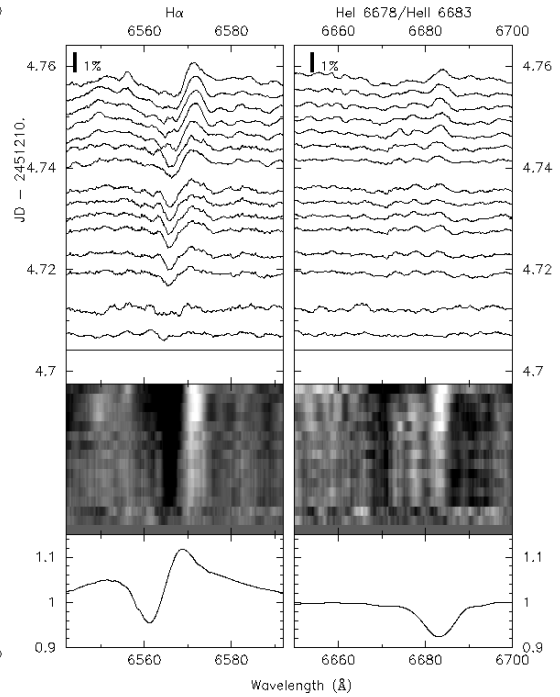


**Fig. 3.** Stokes V variability in  $\zeta$  Pup during one night for HeII $\lambda$ 6683. At the top is shown the telluric spectrum, followed by a sequence of residual  $V - \bar{V}$  values (close to Poisson noise). At the bottom, are shown the mean Stokes I and V spectra for the sequence. In this region, the fringes are almost absent.

dominated by the fringes residuals. We carefully searched in these Stokes V variability spectra for any strong deviation from the noise (signal above 0.3%), and checked the origin of these deviations by comparing with the raw data. Two criteria are used: first, the signal has to be present in both polarized beam spectra; second, the signal has to have a counterpart in other lines (as far as only HeII lines are concerned). False detections are frequent, but few of them pass the first test. Among these false detections, all of them are due to telluric line residuals and order connection (especially due to the lack of an appropriate IRAF routine dedicated to this task). For the first three nights, the fringes are not very variable, and the quality of the residuals is good. For the last night, the fringes are highly variable, and such a search was not possible. No variability has been detected within this 0.1% level of noise per resolution element.

### 3.1.3. Temporal variability in unpolarized light

Although the time-sequences always lasted less than 1.5h in each night, some activity can be reported in several lines of  $\zeta$  Puppis. The individual S/N ratio (3 minute exposures) are not sufficient to give useful constraints on

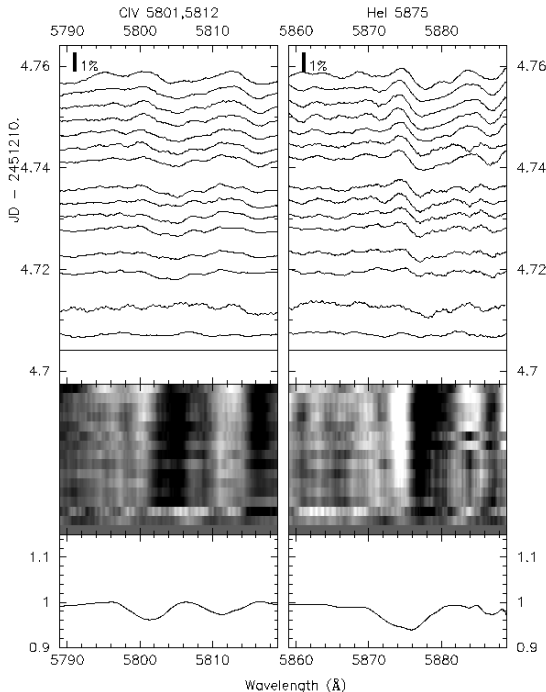


**Fig. 4.** Variability in Stokes I in the H $\alpha$  region.

the activity of the star. Therefore, "trailed" spectra have been created, using 3 consecutive exposures for the first and fourth nights resulting in 5 spectra each, and 2 exposures for the second and third nights (4 mean spectra each).

For this study, the spectra have also been smoothed by a 21-pixel boxcar in order to increase the confidence level of the variability detected. As noted previously, the first spectrum of each time sequence is taken as reference. Activity has been detected in "wind" lines of  $\zeta$  Puppis (H $\alpha$ , CIV $\lambda$ 5801-5811), HeII $\lambda$ 5876 and in the deepest pure photospheric lines (NIV $\lambda$ 6381, HeII $\lambda$ 6683,  $\lambda$ 6527,  $\lambda$ 6406.4 and  $\lambda$ 6310.8). In particular, we report for the first night a strong narrow variable component in HeII $\lambda$ 5876. This feature evolves with a particular P Cygni-like profile, characterized by a depression of 0.6% of the continuum centered at 5873.3 Å (-120 km/s), and a peak of 0.8%, centered on 5875.3 Å, which move from blue to red. As mentioned by Reid & Howarth (1996), wind contamination is apparent in this kind of behaviour. The HeII $\lambda$ 5876 line nevertheless appears as a symmetric, pure absorption line in the spectrum and we can ask to what extent its superposed wind emission originates far from the photosphere.

The wind variability in the HeII lines is very different. The variations are broader and shallower, on the order of 0.3%-0.5% of the continuum only. The same pattern is visible in the strongest lines: HeII $\lambda$ 6683,  $\lambda$ 6527,  $\lambda$ 6310.8.



**Fig. 5.** Variability in Stokes I in the CIVλ5801,5811 and HeIλ5876 lines of ζ Pup. The activity in HeIλ5876 is well separated between blue and red regions.

For CIV λ5801 and λ5811, the variability is of the same order as for HeIλ5876 with a level of 0.75% for both lines. The position of the two peaks also corresponds to the center of the lines, with a depression for each located at -260 km/s. The structures also appear to move from blue to red, but our level of confidence here is weaker, at the limit of detectability within the 1.25h of the first night time sequence. Some hint of motion can also be reported for Hα, with a variability level reaching 2% during 1.5h. Hα activity was not entirely spectrally covered by the Reid & Howarth observations due to a 10 Å gap between orders centered on the P Cygni absorption region. We found maximum activity in this region with two peaks located at -50km/s and -205 km/s, and a depression at +250 km/s. Nevertheless, we must point out that due to the extent of this line, which spans over two spectral echelle orders at least, a great part of any low frequency variation has probably been removed, especially in the [6540, 6560Å] region.

#### 3.1.4. Constraints on localized magnetic fields

From the two variability studies in Stokes I and V, we can provide some constraints on any localized, transient magnetic field in ζ Puppis. To derive these constraints, we assume a pair of small magnetic spots creating a nar-

row signature  $\Delta I$  in a line of a light element such as Helium. Under the weak field approximation, which implies that the separation between the magnetic line components  $\sigma$  and  $\pi$  is small with respect to the intrinsic width of the emergent line without magnetic field, the perturbation  $\Delta I$  can be related to the Stokes V perturbation  $\Delta V$  (Mathys & Smith 1999):

$$\Delta V(\lambda, t) = -4.67 \cdot 10^{-13} \lambda_0^2 \frac{d\Delta I(\lambda, t)}{d\lambda} \langle B_z \rangle \quad (3)$$

$\langle B_z \rangle$  is the average of the longitudinal magnetic field over the region where the magnetic field is localized,  $g$  the effective Landé factor and  $\lambda_0$  the wavelength of the transition. In fact, our time series are generally too short to explore the full time-variability of the lines of ζ Pup, but some useful constraints can be derived from the first and longest night. For instance, the variability detected in HeIλ5876 along with the Stokes V S/N ratio obtained for the first sequence rules out localized magnetic fields stronger than 4 kG covering areas of a few percent in the photospheric surface. The same constraint is also derived for the activity in the CIV lines. The second and third night sequences were too short to be useful. For the last night the fringes increased the level of noise; however upper limits of the order of 8 kG for any localized longitudinal magnetic field are estimated for the CIV and HeIλ5876 lines.

The pertinence of such an approach for this star can be critized, in view of ζ Pup's relatively strong wind. If these observed spectral variations are the *consequence* of local magnetic field activity, we can ask to what extent the Stokes I variations are *directly* related to a magnetic plasma by equation (3). Even the HeIλ5876 variability seems to be from the wind and not a direct consequence of photospheric activity. However, it must be pointed out that this absorption line is symmetric, which suggests that the line formation region is close to the photosphere. In the context of a strong wind, our constraints on the local field would not be reliable, and only the constraint from the deepest HeII lines would be relevant. But the Stokes I variability for these lines, (when detected), is however too weak, and the slope of the variations too shallow compared to HeIλ5876 to provide useful constraints on localized magnetic fields by means of equation (3).

#### 3.2. EZ CMa

The apparent brightness of this star is  $\sim 100$  times fainter than ζ Pup or γ<sup>2</sup> Vel. As a compromise between flux and temporal resolution, the exposure times were chosen to be ten minutes, which provides a S/N ratio per exposure and per pixel between 70 and 110 in the continuum.

##### 3.2.1. Circular polarization

We have obtained mean V-spectra for each night, using a high order polynomial fit to the spectra (including lines).

**Table 4.** S/N ratio per element of resolution ( $\sim 3$  pixel) for EZ CMa and  $\gamma^3$  Vel for the mean of the night using the line fitting procedure.

Line	$\lambda_0$ (Å) in Å	EZ CMa				$\gamma^3$ Vel	
		1-2 Feb	3-4 Feb	4-5 Feb	4-5 Feb	4-5 Feb	4-5 Feb
He II 5-13	6683	346	540	395	500	-	-
He II 4-6	6560	431	620	408	658	-	-
He II 5-16	6406	360	520	378	500	580	-
He II 5-16	6310	377	555	408	620	-	-
He II 5-17	6233	381	568	425	635	-	-
He II 5-18	6170	381	585	431	714	-	-
CIII	6155	-	-	-	-	735	-
He II 5-19	6118	353	690	446	740	-	-
He II	6075	360	500	377	628	-	-
He II	6035	434	498	390	597	-	-
He I(+CIII)	5876	416	424	407	605	530	-
CIV	5806	428	637	381	601	800	-
OV	5600	-	-	-	-	900	-

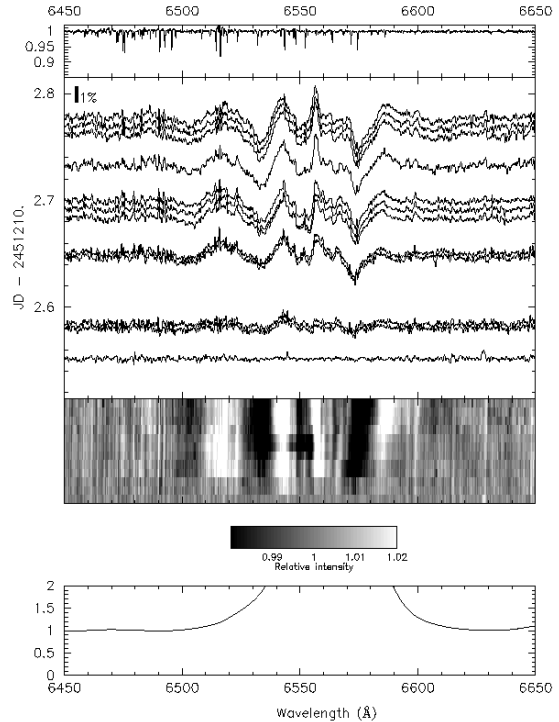
These spectra were binned with a window of 3 pixels, corresponding to a spectral resolution of  $0.21 \text{ Å}$  per resolution element. Fringes are also present in these data, but we have not attempted to correct for them because they are generally below the level of Poisson noise. The quality of the results, presented in Table 4, appears too low to provide useful constraints on any localized magnetic activity in the wind. Moreover, taking into account that most optical WR lines are formed starting at  $\sim 1-2$  core radii above the hydrostatic core of the star, without any photospheric lines visible, the observational constraints have to be even higher than for  $\zeta$  Puppis, due to field dilution.

### 3.2.2. Temporal variability in unpolarized light

A total of 65 spectra were taken of EZ CMa during 14.2h, representing 16% of the 90.3h period. This set of observations is useful in terms of spectral resolution and S/N ratio, to allow a viable study of the variability structures on the lines. The periodicity of this star is well known, but we did not attempt to calculate an ephemeris due to the large uncertainties of published phase origins (e.g. Lamontagne et al. 1986, Georgiev et al. 1999) related to the large epoch-dependent variations of its photometric and spectroscopic behaviour.

EZ CMa exhibited a high level of variability during the four nights of observation, mostly characterized by large structured patterns  $6-10 \text{ Å}$  wide superposed on the huge stronger emission lines as already reported by Morel et al. (1998) at lower spectral resolution. This variability is particularly strong for the CIV  $\lambda 5801$ ,  $\lambda 5812$  doublet, and HeII $\lambda 6560$ , with variations at the 4% level. Variability is also found in HeII $\lambda 5876$  and virtually all the HeII lines at the 0.5-2% level. The variability seems entirely dominated by these large structures ( $\sigma \sim 400 \text{ km/s}$ ), with no obvious small evolving structures detected.

In order to study the size hierarchy of the variability



**Fig. 6.** Stokes I variability of EZ CMa in HeII $\lambda 6660$  for the last night. At the top is shown the telluric spectrum, followed by a sequence of residuals  $I - \bar{I}$  values. At the bottom, are shown the grayscales and  $\bar{I}$

pattern, a cross-correlation analysis was performed using IDL routines. A  $40 \text{ Å}$  window centered on a reference line is cross-correlated with all other lines on the spectrum. Correlations have been performed on the mean of the last 5 residuals of each time sequence where the variability pattern is fully developed.

This technique particularly reveals a strong correlation among HeII lines. Due to relatively low S/N ratio and short time series, such a correlation is not detected in the first night, but is obvious in the other nights. The best results are obtained if we use HeII $\lambda 6406$  5-15 as reference, and not the strongest line HeII $\lambda 6560$  4-6. This is not surprising if we consider that all the other HeII lines belong to the same series from the fifth level. The HeII $\lambda 6560$  line variability is very strong, which induces several spurious correlation peaks which complicate the analysis.

The correlation is sensitive to all spectral scales of the variability pattern. We have tested if a correlation signal can be retrieved if the large structures are removed from the variability pattern. We have gradually removed the largest structures and performed the same cross-correlation with the residuals to see if smaller structures contribute significantly to the correlation coefficient. The residuals are

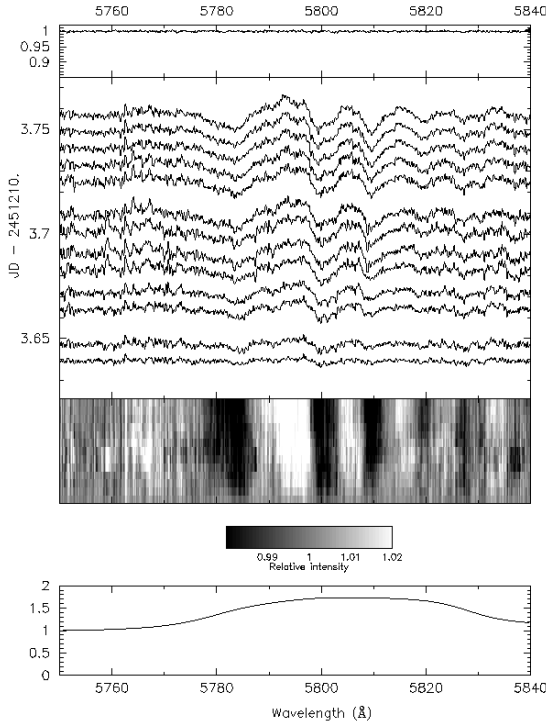


Fig. 7. Stokes I variability of EZ CMa in He I  $\lambda$  5876.

smoothed with 7, 11, 21 and 51 pixel windows, respectively. Then, the smoothed spectra are removed from the raw residuals, beginning by the smoothest. Then the correlation analysis is performed on the residuals. Almost all the signal disappears when the large structures ( $\sigma_I \sim 400 \text{ km/s}$ ) are removed, except for a few faint peaks. These few peaks are likely due to the residuals of the convolution process, which enlarges the signal. We conclude that the variability of EZ CMa seems dominated by these large structures, and no smaller features are detected in our data. It must be pointed out that the correlation procedure was applied on only one temporal sequence at a time and that many secondary peaks appear in the correlation pattern. A similar analysis was carried out by Lépine et al. (1999) on the WC8 star  $\gamma^2$  Velorum, which also presents periodic activity and broad variability pattern (see below). In contrast, the Lépine et al. result is based on the mean of the correlation function of more than 200 spectra covering a long time interval. In our data, it is difficult to give a real estimate of the noise in the correlation, and to distinguish a fainter signal. Based on their better data set, Lépine et al. conclude similarly that variations are essentially dominated by broad patterns, but they also detect faint and narrow moving sub-peaks (dispersion width  $\sigma \sim 80 \text{ km/s}$ ). In the case of EZ CMa small structures, if they exist, seem to be very weak.

### 3.3. $\gamma^2$ Velorum

A total of 24 consecutive spectra of 1-2 minutes exposure were obtained during the last night in a sequence spanning 1.6h. Unfortunately, due to the high level and high degree of variability of the fringes, the whole set is very compromised. It was not possible for instance to carry out the kind of search for activity as for  $\zeta$  Pup the same night, although  $\gamma^2$  Vel is bright enough in principle for such a purpose. A crude correction of the fringes was undertaken on the individual spectra, by creating a fringe template for a sub-set of the spectra, using the same method as for the correction of the telluric lines. This method gives a substantial increase of the S/N ratio, between 20% and 50%. We use the Schmutz et al. (1997) ephemeris for  $\gamma^2$  Velorum to estimate the orbital phase at which the observations were performed. From the time of periastron passage  $T_0 = 2,450,119.1$  (HJD) and orbital period  $P = 78.53$  days, we find an orbital phase  $\Phi \sim 0.95$  for this night, near periastron passage as studied by Eversberg et al. (1999). At this phase, the O star is beginning to pass in front, which occurs at  $\Phi = 0.03$ .

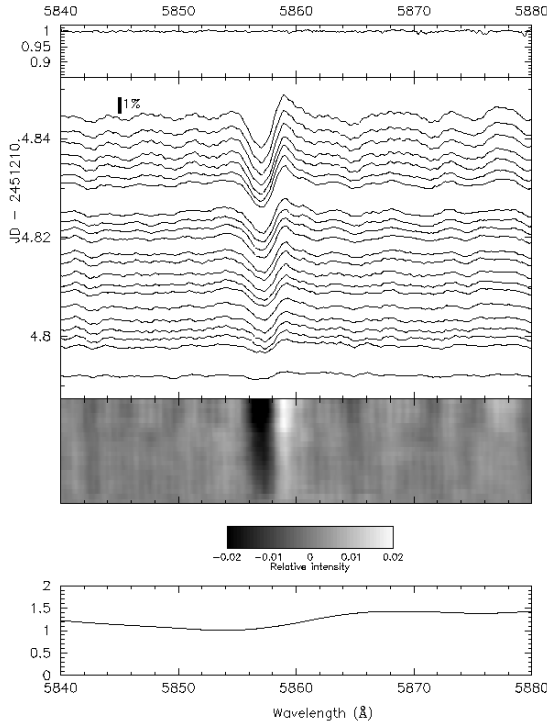
#### 3.3.1. Circular polarization

As for EZ CMa, smoothing by a 3-pixel boxcar was applied, in order to decrease the Poisson noise and facilitate fringe cancellation between the two polarisation beams. The observed S/N ratio of the mean Stokes I spectra is between 180 and 400, depending on the level of fringes in each part of the spectrum. Due to good fringe cancellation between the polarized spectra, the S/N ratio of the mean Stokes V spectrum obtained reaches about 900 per resolution element at best (cf. Table 4).

Most of the emission lines of  $\gamma^2$  Velorum are formed in the wind of the WC8 star, relatively far from its hydrostatic core. By chance, one of the best situated lines for cancellation of fringes is the weak emission multiplet O V  $\lambda 5600 \text{ \AA}$ . It is also the one with the highest excitation potential,  $EP \sim 72 \text{ eV}$ , and thus formed closest to the WR core. For this region, no polarized signature is detected in the spectral bandpass ( $0.2\text{--}3 \text{ \AA}$ ). This result is coherent with the lack of V line-polarization at low spectral resolution ( $6 \text{ \AA}$  per bin) reported by Eversberg et al. (1999), at the level of 0.03%.

#### 3.3.2. Temporal variability in unpolarized light

We used the Reid & Howarth technique to obtain residuals of the spectra time sequence compared to a reference spectrum. This method, which yielded excellent results for the previous stars, was unable to remove most of the fringes, leaving a high level of variability. Other methods have been attempted in order to partly correct the fringes. E.g. a template was created using one of the worst affected spectra (for which the theoretical Poisson noise level was far below the present S/N ratio). By scaling and slightly shifting the template, we have tried to remove the fringes



**Fig. 8.**  $\gamma^2$  Vel Stokes I variability in HeI $\lambda$ 5876. At the top is shown the telluric spectrum followed by the  $I - \bar{I}$  residuals, and at bottom,  $\bar{I}$ . The strong effect of the wind-wind collision is clearly visible as a "P Cygni-like" variation profile.

with improved results (S/N ratio increased by a factor of 2).

Even in this short sequence ( $\sim 1.5$ h), a high level of variability is observable in the strong CIII $\lambda$ 5696, CIV $\lambda$ 5801,5811 and HeI $\lambda$ 5876 lines, less in the OVI $\lambda$ 5600 multiplet. Surprisingly, the strongest variability by far comes from the "P Cygni absorption" region of HeI $\lambda$ 5876, with a 3% level of variability, compared to a 2% level of variability for the CIII $\lambda$ 5696 line, usually one of the most variable. The variability of HeI $\lambda$ 5876 consists of a unique pattern with a particular shape (a "P Cygni like" profile), located at 5857.8 Å, i.e. at -921 km/s from the line center. The rest of the line exhibits only a weak level of variability, of the order of 1%. This pattern is a clear indication of the wind-wind collision zone. We have checked the locus of the variability on the line, and we have seen that the pattern corresponds to a shift of an absorption region between the CIV $\lambda$ 5801,5811 line and the HeI $\lambda$ 5876 line. The absorption part of the line is shifted to the blue, and the red part of this dip is replaced by HeI emission. Owing to our spectral resolution and very good spectral calibration for the analysis in polarized light, the shift has been measured by interpolating a gaussian in

this region. The shift has been estimated to be 0.27 Å i.e. 14 km/s in 1.5h, which gives a very fast evolution of 225 km/s per day. This particular behaviour has already been observed in various HeI lines (de Marco 2001) at phase 0.25 and especially before periastron, between phases 0.92 and 0.98. Our observation of this deep dip in HeI $\lambda$ 5876 just before periastron can be interpreted by the effect of the leading edge of the wind-wind collision zone sweeping across and absorbing O star light. The acceleration is just a consequence of the change of the projected velocities in the collision zone with the orbital motion. The variable feature is thin, 1.7 Å (90 km/s) for the absorption part, 1.2 Å (60 km/s) for the emission part, which is a clear argument for the thin nature of the highly compressed leading zone of the wind-wind collision. It is noted that this strong signal is not visible in any other lines (spectral range 5600-6780 Å).

Cross-correlation analysis of variability patterns using a 40 Å window centered on the reference line CIII $\lambda$ 5696, reveals the presence of a  $3.5 \sigma$  peak at  $\lambda$ 5726 corresponding to a faint unresolved line, CIII $\lambda$ 5726. Lépine et al. (2000), have also reported the same behaviour for the isolated WC8 star WR135. However, no clear correlation with the CIV doublet is detectable, contrary to their study, but this doublet is badly situated near an order edge in our echelle spectra, which might have distorted, or removed part of the variability. We did not attempt to detect the narrow sub-peaks reported by Lépine et al. (1999) since the quality of the set is corrupted by the fringe residuals.

#### 4. Is a magnetic field detectable in O and WR stars?

The results presented here are not very restrictive on the presence of localized magnetic activity in these stars, and we may wonder about the pertinence of pursuing such an observational program in the future. We still believe that observations like these are not only feasible, but also pertinent to precisely define the possibilities of magnetic fields in hot stars. Of course, our observations were severely hampered by the instability of the spectrograph (located at the Cassegrain focus of the telescope) and the presence of fringes. It must be recalled that CASPEC is an old instrument, decommissioned just after the present run, which we have pushed to its limits. Since its construction more than 15 years ago, a new generation of spectropolarimeters has appeared, solving several of the problems we have encountered here. Of particular note is the MUSICOS spectropolarimeter (Donati et al. 1999a). This fiber fed spectropolarimeter avoids both instrumental polarization, with the polarimeter part placed at the Cassegrain focus of the telescope, and flexures by the use of fiber optics to feed a fixed spectrograph. This instrument, situated at the Pic Du Midi observatory 2m telescope is still not sufficient for our purpose in terms of collecting area. The throughput of modern spectrographs has also greatly improved (e.g FEROS, Kaufer et al. 2000). A new

spectropolarimeter, ESPADON, is being built for the 3.6 CFH telescope. ESPADON will also be a fiber-fed spectrograph with throughput  $\sim 20\%$  at peak compared to less than 7% for CASPEC, and bandwidth of 600 nm. It will be a unique instrument. Moreover, ESPADON will benefit from experiences from using the MUSICOS spectrograph, especially the multiplexing Zeeman Doppler Imaging technique (ZDI, Donati et al. 1997, Donati et al. 1998). Nevertheless, even with this new facility, the detection of magnetic fields in hot stars will remain problematic, since the signal is diluted in a few broad lines, limiting the multiplexing possibilities. Recently, Ignace et al. (1997) have proposed a space-based technique using the Hanle effect in the UV as diagnostic, making it easier to detect weak fields than the Zeeman effect. This technique seems more sensitive to global magnetic fields, but will certainly have difficulties to be able to detect and monitor transient and localized magnetic signatures, which are involved in several interpretations of hot star activity. We are referring especially to the activity supposed to occur in some Be stars (Smith et al. 1996), which favours the existence of dense magnetized plasma trapped close to the stellar photosphere. That is why, despite the difficulties encountered with the observational program presented in this paper, we advocate the pertinence and necessary continuation of the search of variable small scale magnetic fields in luminous, hot stars.

*Acknowledgements.* The authors acknowledge J-F. Donati, J. Landstreet, S. Marchenko, G. Mathys and G. Wade for stimulating discussions and advice. O. C. acknowledges financial aid from the French Ministry of Foreign affairs and Ministry of Research. A.F.J.M. is grateful to NSERC (Canada) and FCAR (Québec) for research grant support.

## References

Barker, P. K., Landstreet, J. D., Marlborough, M. and Thompson, I. 1981, ApJ, 250, 300  
 Berghöfer, T. W., et al 1996, A&A, 306, 899  
 Bratschi, P., Blecha, A., 1996, A&A, 313, 537  
 Cranmer, S. R., Owocki, S. P., 1996, ApJ, 462, 469  
 Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D.E. and Cameron, A.C 1997, MNRAS, 291, 658  
 Donati J.-F. , Catala C., Landstreet J.D., in "proceedings of the fifth CFHT users' meeting" (1998). p. 50  
 Donati, J.-F., Catala, C., Wade, G.A., et al., 1999, A&A Sup. Ser., 134, 149  
 Donati, J.-F. and Wade, G. A., 1999, A&A, 341, 216  
 Drissen, L., Robert, C., Lamontagne, R., et al., 1989, ApJ, 343, 426  
 Eversberg, T., Moffat, A.F.J., Marchenko, S.V. 1999, PASP, 111, 861  
 Gayley, K.G., Owocki, S.P., 1995, ApJ, 446, 801  
 Georgiev, L.N., Koenigsberger, G., Ivanov, M.M., et al., 1999, A&A, 347, 583  
 Harries, T. J. and Howarth, I. D. 1996, A&A, 310, 533  
 Henrichs, H. F., de Jong, J. A., Donati, J.-F., Catala, C., Shorlin, S., Wade, G. A., & Veen, P. M. 2001, A&A, in preparation

Ignace, R., Nordsieck, K. H., Cassinelli, J. P. 1997 ApJ, 486, 550  
 de Jong, J.A., Henrichs H.F., Kaper, L. et al.2001, A&A, accepted  
 Juttner A., Reiterman A., Stahl O. and Wolf B. 1989, A&A Sup. Ser., 81, 93  
 Kaufer, A., Stahl, O., Tubbesing, S., 2000, SPIE, 4008, 459  
 Lamontagne, R., Moffat, A.F.J., Lamarre, A., 1986, AJ, 91, 925  
 Lépine, S., Eversberg, T., Moffat, A.F.J., 1999, AJ, 117, 1441  
 Lépine, S., Moffat, A.F.J., St-Louis, N., 2000, AJ, 120, 3201  
 Maeder, A. and Meynet, G., 2000, A&A, 361, 159  
 Massa, D., et al., 1995, ApJ, 452, L53  
 Mathys, G., 1989, Fund. Cosmic Phys., 13, 143  
 Mathys, G., Hubrig, S., 1997 A&A Sup. Ser., 124, 475  
 Mathys, G., and Smith, M. A. 1999,  
 Matthews, J. M., Moffat, A.F.J., and Marchenko, S. V., 1992, A&A, 266, 409  
 Moffat, A.F.J., and Michaud, G., 1981, ApJ, 251, 133  
 Moffat, A.F.J., Firmani, C., McLean, I.S. and Seggewiss, W., 1982 in IAU Symp., 99, 577  
 Moffat, A.F.J., Robert, C., 1994, ApJ, 421, 310  
 Morel, T., St-Louis, N., Marchenko, S., 1997, ApJ, 482, 470  
 de Marco, O., Schmutz, W., 1999, A&A, 345, 163  
 de Marco, O., Schmutz, W., Crowther, P.A., 2000, A&A, 358, 187  
 de Marco, O., 2001, ASP Conf. Ser. "Interacting winds in massive stars", ed. Moffat, A.F.J. & St Louis, N.  
 Morel, T., St-Louis, N., Moffat, A.F.J., et al., 1998, ApJ, 498, 413  
 Reid, A.H.N., Howarth, I.D., 1996, A&A, 311, 616  
 Robert, C., Moffat, A.F.J., Drissen, L., et al., 1992, ApJ, 397, 277  
 Robinson, R. D. and Smith, M. A., 2000, ApJ, 540, 474  
 Schmutz, W., Schweickhardt, J., Stahl, O., 1997, A&A, 328, 219  
 Semel, M., Donati, J.-F and Rees, D. E., 1993, A&A, 278, 231  
 St-Louis, N., Dalton, M.J., Marchenko, S.V., et al., 1995, ApJ, 452, L57  
 Smith, L.F., Shara, M.M., Moffat, A.F.J., 1996, MNRAS, 281, 163  
 Walborn, N. R., 1972, AJ, 77, 312  
 Smith, M. A., et al 1997, ApJ, 481, 479  
 Willis, A. J., Howarth, I.D., Smith, L.J. et al, 1989, A&A Sup. Ser., 77, 269  
 Willis, A. J., Schild, H., Howarth, I.D., Stevens, I.R., 1994, Ap&SS, 221, 321

## 4 Spectro-Polarimétrie Interférométrie

### 4.1 Principe

La Spectro-Polarimétrie Interférométrie (SPIN) consiste à analyser les propriétés de cohérence spatiale d'un l'objet observé à l'aide d'un interféromètre à longue base opérant en lumière polarisée. De façon pratique, cela ne constitue pas de difficulté technique supplémentaire au montage de l'interféromètre, un dispositif d'analyse classique étant simplement introduit dans la trajectoire du faisceau recombinaison. Un grand soin doit être apporté à la calibration instrumentale et aux méthodes de réduction des données. Cependant, comme nous allons le voir, cette exigence n'est pas insurmontable comparée aux techniques classiques de polarimétrie et spectropolarimétrie.

La formation des franges dans un interféromètre est intimement liée à la nature polarisée de la lumière incidente et à sa propagation dans l'instrument. La maîtrise de la polarisation instrumentale est une contrainte déterminante pour obtenir un signal de qualité. L'utilisation de dispositifs polarisant en amont des bras de l'interféromètre et d'un polarimètre en analyse au foyer recombinaison permet de quantifier les pertes de signal. Cet aspect instrumental de la mesure en lumière polarisée a été abordé dans la thèse de K. Rousselet-Perraut pour le GI2T, et est une étape incontournable lors de la construction de tout interféromètre.

Dans ce chapitre, je présenterai les observables de l'interférométrie optique à longue base, en insistant sur les qualités de l'Interférométrie Différentielle (ID), liée à la résolution spectrale de l'interféromètre. Il existe de nombreuses manières de recombinaison et d'analyser les faisceaux issus de plusieurs ouvertures, mais par la suite je me limiterai à décrire ceux en usage au Grand Interféromètre à Deux Télescopes (GI2T). Puis je présente la table de recombinaison REGAIN du GI2T et son polarimètre.

Seul le potentiel astrophysique d'une telle technique en polarisation linéaire sera abordé dans ce chapitre, la polarisation circulaire étant traitée au chapitre suivant. Je ne m'étendrai pas sur l'historique de cette méthode, le lecteur est invité à ce reporter à l'article mis à la fin de ce chapitre.

Le domaine est récent et les sources de référence sont encore peu nombreuses. Je me suis basé plus particulièrement sur les articles de F. Vakili (1981, 1997, 1998), les thèses de S. Lagarde (1994), K. Rousselet-Perraut (1996) et P. Bério (1999) et sur certains rapports techniques de CHARA et du VLTI.

### 4.2 Interférométrie optique à longue base

#### 4.2.1 Interférences avec atmosphère en mode multitavelures

Je reprends la relation objet-image définie dans le chapitre 2. La pupille du télescope est maintenant diluée et composée de deux ouvertures de diamètre  $D$  séparées d'une distance  $B$  (la *base*).

Si les conditions de cohérence sont réunies, l'expression de l'intensité  $I$  résultante de l'interférence des ondes complexes  $\psi_1$  et  $\psi_2$  d'intensité  $I_1$  et  $I_2$  issues des deux ouvertures devient:

$$I(\vec{x}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{|\langle \psi_1 \psi_2^* \rangle|}{\sqrt{\langle |\psi_1|^2 \rangle \langle |\psi_2|^2 \rangle}} \cos(2\pi \frac{\vec{B} \cdot \vec{x}}{\lambda f} - \varphi) \quad (9)$$

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

$\vec{B}$  représente la longueur et direction de la base,  $\vec{x}$  la direction de visée sur le ciel et  $\lambda$  la position de l'objet sur le ciel.

On voit apparaître le terme de modulation sinusoïdale dont la période spatiale (interfrange) est  $\lambda f/B$  ( $f$  focale de l'instrument).

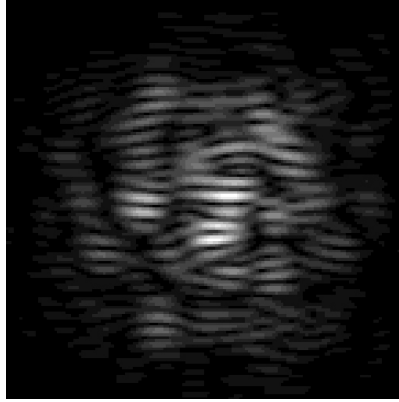


Figure 34. Figure de tavelures frangées en plan image simulant le signal reçu par l'interféromètre GI2T (sans bruit de poisson). Un écran de phase simulant la turbulence atmosphérique (loi de puissance de Von Karman) a été utilisé sur les deux pupilles, dont on a ensuite effectué la transformé de Fourier de l'autocorrélation pour former l'image.

##### 4.2.2 Visibilité

Le degré complexe de cohérence mutuelle  $\gamma_{12}$  exprime l'aptitude pour deux ondes (1 et 2) à interférer entre elles. D'après le théorème de Van Cittert et Zernicke  $\gamma_{12}$  se déduit de la transformée de Fourier (TF) de la distribution d'intensité  $O$  à la fréquence  $B/\lambda$  et normalisée à la fréquence nulle.

Le degré complexe de cohérence spatiale est ainsi par ce théorème directement équivalent à  $\mathbf{V}$  (en module et phase), fonction de visibilité telle que définie en interférométrie par la mesure des franges:

$$\gamma_{12} = \frac{\langle \psi_1 \psi_2^* \rangle}{\sqrt{\langle |\psi_1|^2 \rangle \langle |\psi_2|^2 \rangle}} = \frac{\tilde{O}(B/\lambda)}{\tilde{O}(0)} = \mathbf{V} = |\mathbf{V}| e^{i\varphi} \quad (10)$$

En pratique cette visibilité représente en module le **contraste des franges d'interférence et en phase leur position.**

##### 4.2.2.1 Module de la visibilité

Le module de la visibilité a longtemps été en interférométrie optique à longue base le seul observable accessible. En effet, pour un interféromètre à deux télescopes, l'information de phase absolue est perdue.

Par abus de langage, le terme visibilité s'applique très souvent au module de cette quantité, et par la suite j'utiliserai cet usage. Il faut garder à l'esprit cependant que la visibilité est une quantité complexe.

A un écartement donné  $B$  entre les télescopes de l'interféromètre, on peut accéder à un degré de cohérence et donc une mesure de visibilité pour une fréquence spatiale  $B/\lambda$ <sup>21</sup>. Un réseau de  $N$  télescopes explorera autant de fréquences spatiales qu'il peut constituer de paires d'écartements différents  $N(N-1)/2$ . La mesure de  $\gamma_{12}$  ne correspond pas à la mesure brute du contraste des franges sur le détecteur. La calibration de cette visibilité doit se faire

<sup>21</sup> Néanmoins avec des télescopes de grand diamètre  $D$ , non négligeable devant la base  $B$ , on échantillonne continûment les fréquences entre  $(B/\lambda - D/\lambda)$  et  $(B/\lambda + D/\lambda)$



#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

précisément pour prendre en compte les effets instrumentaux qui dégradent la cohérence et donc le contraste des franges. C'est pourquoi un référencement sur un objet non-résolu est indispensable.

La courbe théorique du module de la visibilité en fonction de la base représente l'outil d'interprétation des différents points de mesures. En pratique, de nombreux points de mesures (bases ou longueurs d'onde différentes, orientations de base différentes) sont nécessaires pour apporter des contraintes pertinentes sur l'objet observé.

Pour un disque uniforme, la fonction de visibilité prend la forme (fig. 35):

$$|\mathbf{V}| = 2 \cdot \left| \frac{J_1(\pi\phi B / \lambda)}{\pi\phi B / \lambda} \right| \quad (11)$$

où  $\phi$  est le diamètre apparent de la source.

Une source est dite résolue lorsque le premier zéro de la courbe de visibilité est atteint. De même, une source est non-résolue lorsque sa visibilité est proche de 1. Le premier régime est difficile car les franges sont alors peu visibles, tandis que le second est peu sensible car la visibilité varie peu en fonction d'une variation de résolution (changement de base ou de longueur d'onde).

Le régime intermédiaire représente un compromis entre la sensibilité à une variation de résolution spatiale et une bonne détection des franges.

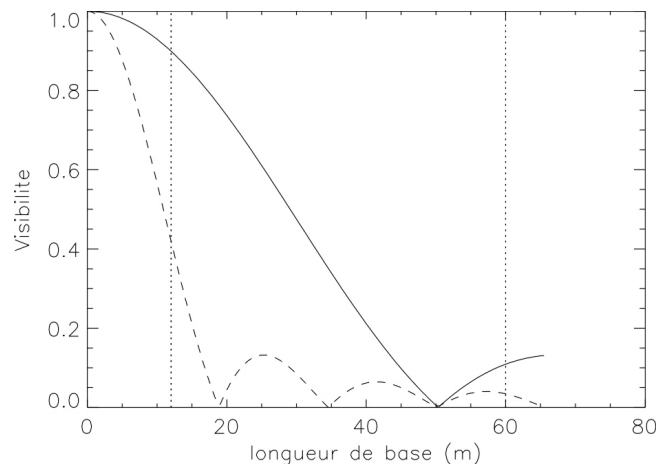


Figure 35. Courbes de visibilité (module) créées par des disques uniformes de diamètre 3 mas (trait plein), et 8 mas (trait pointillé), pour une longueur d'onde de  $0.6 \mu\text{m}$ . La couverture de base du GI2T est comprise entre les pointillés.

La courbe de visibilité dépend de la distribution d'intensité de l'objet, qui peut être très complexe. Dans beaucoup de cas, celle-ci ne contraint pas de manière univoque la distribution d'intensité lumineuse sur l'objet. Pour interpréter différentes mesures sur différents objets, il est d'usage d'interpréter les mesures en terme de "diamètre équivalent". On fait l'hypothèse que la source est un disque uniforme, et on interpole la meilleure courbe de visibilité (au sens des moindres carré par exemple) en utilisant la forme analytique présentée ci-dessus.

##### 4.2.2.2 Argument de la visibilité

Dans l'équation (4), on voit qu'il est possible de relier la phase des franges à la position de l'objet sur le ciel. Un déplacement de l'objet affectera la position du système de franges sans changer le contraste de celles-ci.

## IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

La mesure absolue de la phase est perdue lors des traitements dans le cas d'un interféromètre à une base. Pour un interféromètre plus de 3 ouvertures ou plus, il est possible de retrouver cette phase par l'algorithme de clôture de phase, couramment employé en radioastronomie. Nous allons voir par la suite qu'une phase *relative* entre deux canaux spectraux peut être mesurée, même par un interféromètre à une seule base, pour peu qu'une dispersion des franges soit effectuée (voir section Interférométrie Différentielle).

### 4.2.3 Interférogramme

Le traitement résumé ici est un de ceux employés au GI2T (Mourard et al. 1994, 2000b). Je ne vais m'attacher qu'à la technique dite *Méthode X- $\lambda$*  (ou mode *franges dispersées*). Cette méthode consiste à imager la figure d'interférence obtenue en plan image sur la fente d'un spectrographe et de la disperser. En ordonnée, on obtient l'information spatiale des franges et en abscisse, la dispersion spectrale. La figure obtenue est appelée *interférogramme* (fig. 36).

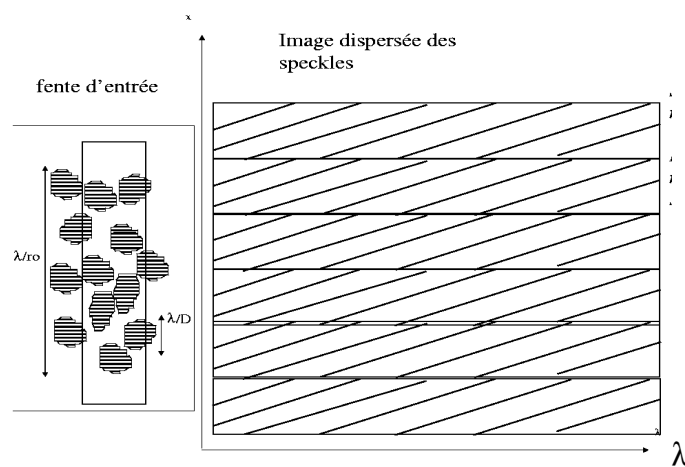


Figure 36. Principe du mode X- $\lambda$  multispeckle. A gauche, l'image d'entrée et la position de la fente du spectrographe. A droite, image des speckles frangés dispersés appelée **interférogramme**. La dépendance en longueur d'onde de la différence de marche définit la pente des franges. Si celle-ci devient nulle, il n'y a plus d'effet de phase, la pente est donc nulle. Due au piston atmosphérique, la différence de phase entre deux speckles dépasse l'interfrange, et n'est pas connue.

Pour une description détaillée des méthodes de réduction et des calibrateurs de visibilité en mode multi-tavelures, on peut consulter la thèse de P. Berio.

A partir d'un interférogramme, on a accès à l'information des franges pour plusieurs canaux spectraux qui autorise une étude différentielle de leur propriété.

### 4.3 Interférométrie Différentielle

L'interférométrie Différentielle (ID) mesure la différence de position des speckles (interférométrie speckle) ou la différence en position et contraste des franges (interférométrie à longue base) en fonction de la longueur d'onde. Cette puissante méthode a été étudiée en détail (voir thèse de Stéphane Lagarde 1994, Chelli et Petrov 1995a et 1995b) et appliquée au GI2T (Vakili 1997, 1998, Berio 1999) et en tavelographie (Sanchez 1997).

L'utilisation de l'information spectrale offre de multiples avantages:

- étude comparative de la structure spatiale de l'émission entre plusieurs raies, ou comparée à un continu (suivi de tache, effet d'abondances, imagerie Doppler, perte de masse...)
- étude comparative des propriétés de polarisation entre plusieurs raies ou un continu,

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

- étude détaillée de binaires, recherche de planètes,
- superrésolution spectrale, étude de la rotation stellaire.

Un des objectifs de cette thèse est justement de montrer le potentiel d'application de cette méthode. Signalons que cette méthode devrait être utilisée couramment avec le VLTI et CHARA.

##### 4.3.1 Pratique de l'ID

La mesure se fait par l'intermédiaire d'une intercorrélacion entre l'interférogramme dans un canal d'étude étroit pour explorer les caractéristiques spectrales de l'objet ("canal de science"), et un canal plus large ("canal de référence").

On a la relation formelle suivante entre l'intensité *instantanée* émise par l'objet  $O(\vec{x}, \lambda, t)$  et l'image frangée reçue par l'interféromètre  $I(\vec{x}, \lambda, t)$  :

$$I(\vec{x}, \lambda) = T(\vec{x}, \lambda) * O(\vec{x}, \lambda)$$

$T(\vec{x}, \lambda)$  représente la réponse impulsionnelle de l'ensemble atmosphère+interféromètre, variable dans le temps,  $r$  étant la variable spatiale (à deux dimensions).

Dans l'espace de Fourier cette relation de convolution devient une multiplication.

$$\tilde{I}(\vec{u}, \lambda) = \tilde{T}(\vec{u}, \lambda) \cdot \tilde{O}(\vec{u}, \lambda)$$

On définit ainsi la Fonction de Transfert Optique (FTO) comme:

$$\tilde{T}(\vec{u}, \lambda) = TF[T(\vec{x}, \lambda)]$$

L'image obtenue est transmise par une mince fente à un spectrographe obtenir l'interférogramme (fig. 36).

L'intercorrélacion spectrale de l'image dispersée entre deux canaux spectraux  $I_{\text{int}}$  s'écrit formellement:

$$C_{\text{int}} = \iint I_1(\vec{x}, \lambda) \cdot I_2(\vec{x} + \delta\vec{x}, \lambda + \delta\lambda) d\vec{x} d\lambda \quad (12)$$

où  $I_1$  et  $I_2$  sont deux bandes spectrales définies comme suit:

$$I_r(\vec{x}, \lambda) = I(\vec{x}, \lambda) \cdot M(\lambda_c^r, \delta\lambda_c^r)$$

$$I_s(\vec{x}, \lambda) = I(\vec{x}, \lambda) \cdot M(\lambda_c^s, \delta\lambda_c^s)$$

$M$  est une fonction porte qui vaut 1 dans le domaine spectral défini par la longueur d'onde centrale  $\lambda_c$  et de largeur  $\delta\lambda_c$ , et 0 à l'extérieur de ce domaine. Je définis le canal  $I_r$  comme le canal de référence  $R$  et le second comme le canal de science  $S$ . L'écart spectral moyen entre ces deux canaux est  $\Delta\lambda$  (fig. 37) avec  $\Delta\lambda = \lambda_c^r - \lambda_c^s$

Dans l'espace de Fourier, il vient:

$$\tilde{C}_{\text{int}} = \tilde{T}_r \tilde{T}_s^* \tilde{O}_r(\vec{u}, \lambda_r) \tilde{O}_s^*(\vec{u}, \lambda_s),$$

soit, avec  $\tilde{T} = |\tilde{T}| e^{i(\psi)}$  et  $\tilde{O} = |\tilde{O}| e^{i(\varphi)}$

$$\tilde{C}_{\text{int}} = |\tilde{T}_r| |\tilde{T}_s| |\tilde{O}_r| |\tilde{O}_s| e^{i(\psi_r - \psi_s + \varphi_r - \varphi_s)} \quad (13)$$

On fait l'hypothèse qu'entre les deux canaux spectraux, la FTO de l'interféromètre est inchangée en module et qu'un résidu de phase  $\psi_0$  instrumental subsiste.

On a donc:  $\tilde{C}_{\text{int}} = T^2 |\tilde{O}_r| |\tilde{O}_s| e^{i(\psi_0 + \varphi_r - \varphi_s)}$

On peut constater que la phase de l'interspectre est égale (à un terme constant près) à la phase de l'interspectre de l'objet, et est donc indépendante en première approximation de la turbulence atmosphérique.

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

On travaille sur une série de courtes poses et on obtient l'interspectre moyen:

$$\langle \tilde{C}_{\text{int}} \rangle = \langle T^2 \rangle \left| \tilde{O}_r \right| \left| \tilde{O}_s \right| e^{i(\psi_0 + \varphi_c - \varphi_s)} \quad (14)$$

La FTO d'intercorrélacion dépend de plusieurs paramètres:

- L'écart moyen des longueurs d'onde  $\Delta\lambda$ . La dispersion atmosphérique décorrèle le signal des franges, et dégrade donc le signal de façon chromatique. Un dispositif de compensation permet de corriger en grande partie ce problème. Par contre, il n'en reste pas moins qu'il existe une lente évolution des franges due simplement à l'évolution intrinsèque de l'interfrange suivant la longueur d'onde.
- La largeur des bandes spectrales de référence et science, pour la même raison.
- La phase de la FTO dépend de la différence de chemin optique moyenne durant la durée totale d'exposition.
- La FTO ne présente pas de biais de centrage du détecteur à comptage de photon (biais du trou de centreur), car le bruit de photons dans les bandes respectives d'intercorrélacion est indépendant (Bério et al, 1998).

Il est important de préciser que le signal à bruit de l'intercorrélacion dépend du produit des photons dans les deux canaux  $N_s N_c$ . La taille du canal de référence constitue le point fort de cette méthode, car de lui dépend le gain en sensibilité des mesures. En effet, l'intercorrélacion compare en flux et position chaque couple de points entre les canaux respectifs dans le diagramme  $X-\lambda$ . Plus grand sera le canal de référence, plus les valeurs de références des contrastes et positions des franges seront bien établies, et donc le niveau de bruit de mesure abaissé d'autant.

La mesure de ce décalage des franges dépend linéairement du produit  $N_s N_c$  et peut être effectuée à une précision bien plus petite que l'interfrange. On peut atteindre donc une résolution spatiale différentielle bien supérieure à celle espérée par la longueur de base. La mesure du contraste des franges à partir de l'interspectre reste une mesure quadratique, dépendant donc de  $\sqrt{N_s N_c}$ .

##### 4.3.2 Mise en œuvre pratique

Pour le traitement on procède comme suit:

- Choix d'un canal de référence R et d'un canal d'étude S. La largeur de ce canal est choisi en nombre de photons  $N_s N_r$ ,
- Intercorrélacion des deux canaux spectraux,
- transformée de Fourier du résultat, on obtient l'interspectre bichromatique,
- Recherche et détermination des caractéristiques des franges puis extraction du module et de la phase interchromatique,

Par un algorithme glissant, on parcourt la zone d'étude (souvent une raie large), en décalant pas à pas les deux canaux spectraux, en gardant la distance entre les deux fenêtres constante (quelques nm) afin d'éviter l'introduction de biais relatifs à la décorrélacion spectrale des franges d'interférences étudiées<sup>22</sup>.

---

<sup>22</sup> On n'évite pas la décorrélacion spectrale mais en se décalant avec une séparation fixe entre les deux canaux, on en garde l'effet constant.

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

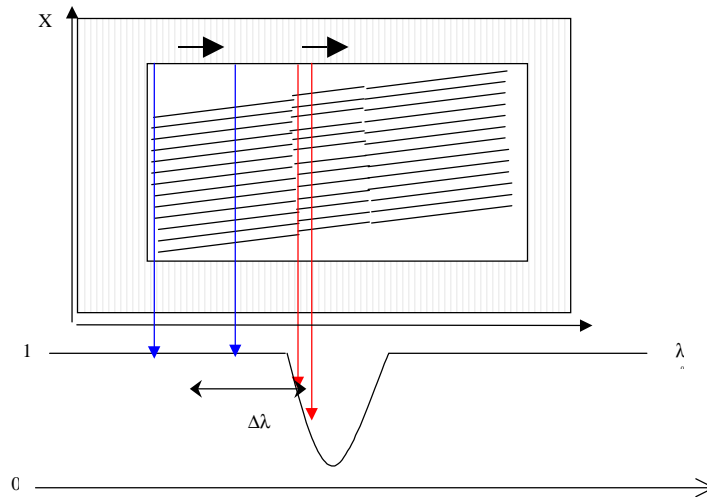


Figure 37. Interférogramme présentant des franges dispersées. Par intégration selon l'axe X, on obtient le spectre présenté ci-dessous, qui permet de sélectionner les canaux spectraux. Par balayage pas à pas des canaux bleus et rouges, on peut étudier la distribution spatiale de l'émission dans la raie.

##### 4.3.3 Décorrélation spectrale

La variation continue de la FTO atmosphérique induit une perte plus ou moins rapide selon la longueur d'onde de l'information spatiale à haute fréquence. Cette décorrélation temporelle est minimisée par l'emploi de courtes poses dans les limites du flux disponible. De même, la décorrélation spectrale est diminuée par l'emploi de canaux spectraux étroits, et ce, dans la limite du flux disponible.

Pour extraire l'information sur l'objet, on doit supposer que la FTO de l'interféromètre est inchangée d'une part dans le canal lui-même et entre les deux canaux spectraux. Berio et al. (1997) a étudié en profondeur ce problème. Des contraintes d'écartement peuvent être définies. Le rapport entre les longueurs d'ondes centrales des deux canaux doit être supérieur à 0.985 et au préalable en fonction du  $r_0$ , de la base et de la largeur spectrale des deux canaux.

Dans la plupart des applications, l'écart spectral entre les deux canaux ne dépasse pas 25 Å, mais dans le cadre de l'étude des étoiles chaudes présentant des raies larges, cela peut constituer un problème.

##### 4.3.4 Déplacement de photocentre

On obtient deux observables pour chaque position spectrale, formant deux spectres, l'un représentant le contraste moyen des franges comparé entre les deux canaux, le second la position moyenne des franges comparées entre les deux canaux.

Dans le premier cas, on obtient la visibilité  $V_{\text{int}} = V_r V_s$ , où  $V_r = |V_r|$  est la visibilité moyenne dans le canal de référence et  $V_s$  la visibilité moyenne dans le canal de science.

Au premier ordre, si l'objet est peu résolu par l'interféromètre, la phase issue de l'algorithme d'intercorrélation peut être reliée à la différence de photocentre entre les deux canaux.

On a la relation suivante entre la phase interspectrale  $\varphi$  et le photocentre de la source  $\epsilon$ , en fonction de la direction de la base projetée sur la direction Nord-Sud:

$$\varphi = 2\pi \epsilon \cdot \frac{\vec{B} \cdot \vec{NS}}{\lambda}$$

## IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

Soit  $O(\vec{x}, \lambda)$  la distribution de brillance normalisée de l'objet à la longueur d'onde  $\lambda$  (flux normalisé à un dans le continu), avec  $\vec{x} = s\vec{N}S + p\vec{E}O$ .

Le spectre de l'objet peut s'écrire:

$$S(\lambda) = \iint O(s, p, \lambda) dsdp$$

Le déplacement de photocentre dans la direction du Nord céleste est défini comme:

$$P(\lambda) = \frac{\iint s.O(s, p, \lambda) dsdp}{\iint O(s, p, \lambda) dsdp}$$

Il existe bien sûr un déplacement de photocentre dans la direction perpendiculaire qui n'est pas accessible à la mesure d'un interféromètre à deux ouvertures, sauf si on observe l'étoile suffisamment longtemps pour que la base projetée sur le ciel change significativement d'orientation (voir section suivante).

Ainsi,  $S(\lambda)$  est le moment d'ordre 0 de la distribution d'intensité  $O(s, p, \lambda)$ , tandis que  $P(\lambda)$  est un moment d'ordre 1 de cette distribution. Chaque structure *localisée* à la surface de l'étoile qui influe sur le spectre est susceptible de provoquer une signature sur le photocentre qui apporte une information tant sur la position de celle-ci que sur sa taille. L'aspect très complémentaire de ces deux observables est potentiellement très riche pour toute technique d'inversion.

### 4.3.5 Effet de supersynthèse

Considérons la base au sol d'un interféromètre. La base de mesure est la projection de cette base au sol sur l'objet, avec comme directions de référence le Nord et l'Est célestes. Pendant l'observation, la mesure est donc dépendante de la rotation terrestre, et la base projetée change continûment en longueur et direction.

Dans le cas d'un interféromètre à deux télescopes où la résolution spatiale est limitée à la direction de la base, la rotation terrestre permet d'augmenter les directions de résolution accessible à l'interféromètre. Pour le GI2T cet angle représente environ  $60^\circ$  dans le meilleur des cas. Cette méthode sera universellement employée par tout interféromètre imageur.

### 4.3.6 Effet de la binarité

Le signal induit par un compagnon de l'étoile étudiée peut influencer très fortement le signal interférométrique. Je précise dans cette section les conditions où cette influence doit être prise en compte, et les paramètres qui interviennent.

#### 4.3.6.1 Notion de champ interférométrique

Le champ de vue de chaque télescope est défini par l'ouverture  $f/D$ , donc toute binaire de séparation inférieure est susceptible d'influencer le signal. Cependant, en raison de la décorrélation des sources sur ce champ, il n'est pas certain que le compagnon peut générer son propre système de frange. En effet, si on suppose que le télescope est pointé précisément sur la primaire, la position de la secondaire induit une différence de marche  $B \sin p$  ( $B$  et  $p$  sont la base et la séparation angulaire *projetées*). L'interféromètre est réglé pour que les franges sur la primaire soient de contraste maximal, et la position de la secondaire peut être en dehors de la longueur de cohérence. La longueur de cohérence  $l_c$  de l'interféromètre est définie par la

$$\text{relation } l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = R.\lambda.$$

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

Elle dépend donc à la fois de la résolution  $R$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ . Plus la résolution est élevée, plus cette longueur de cohérence est grande et donc, plus la binaire est susceptible d'influencer fortement le signal.

On peut définir le champ interférométrique angulaire par la relation:  $C = \frac{l_c}{B}$ .

On peut voir que plus la base augmente, plus la taille angulaire du champ interférométrique diminue. Cette notion est complexe et pour une étude plus complète se reporter à la thèse de N. Thureau.

##### 4.3.6.2 Signal induit

Les deux composantes A et B, résolues ou non, vont créer leur propre système de franges, et la visibilité résultante peut se mettre sous la forme:

$$V^2 = \frac{1}{(1+\beta)^2} \left[ \beta^2 V_a^2 + V_b^2 + 2\beta |V_a V_b| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} B_p \rho_p\right) \right]$$

Les paramètres sont  $\beta$ , le rapport de brillance des composantes ( $\beta > 1$ ),  $V_i$ , leur visibilité,  $B_p$  la base projetée sur le ciel et  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation. Le produit  $B_p \rho_p$  détermine la résolution spatiale de l'écartement projeté des composantes.

A titre d'exemple, soit le cas de deux étoiles de 0.5 mas de diamètre apparent séparé par un angle apparent  $\rho$ , et de flux égal ( $k_a = k_b = 0.5$ ). Pour la base est perpendiculaire à la direction de séparation le système n'est pas résolu et la visibilité est 1. Si la base est alignée et le produit  $B_p \rho$  tel que la modulation soit maximale, la visibilité est de 0. Comme la direction de base projetée sur le ciel évolue continuellement en cours de pose, un fort effet est attendu en un court laps de temps, et le signal binaire est de premier ordre. De même on peut s'attendre à de fortes variations sur un petit intervalle de longueur d'onde.

##### 4.3.7 Effet de la rotation

Dans le continu, le flux émis pour une même longueur d'onde provient de la photosphère entière de l'étoile. Dans une raie, émise ou absorbée à une longueur d'onde précise, la rotation de l'étoile va isoler des régions de même isovitesse radiale, et donc l'interféromètre va "voir" un continu subissant une absorption/émission dans des régions particulières de l'étoile.

Deux conséquences sont détectables sur le module et la phase de la visibilité: d'une part, cette rotation va moduler la distribution d'intensité de l'étoile selon la longueur d'onde et donc affecter spectralement le contraste des franges, et d'autre part, le photocentre de l'émission/absorption se déplacera selon la longueur d'onde (fig. 39).

Soit une étoile de rayon  $r$ , tournant à la vitesse équatoriale  $V_{eq}$  et dont l'axe de rotation  $\mathbf{R}$  fait un angle  $\theta$  avec le Nord-Sud céleste, et  $i$  avec la ligne de visée (fig. 38). Quel que soit l'angle  $i \neq 0^\circ$ , les zones d'isovitesse radiales définies par l'effet Doppler sont des bandes de largeur définie par le pixel de résolution  $\delta\lambda$ , soit en fonction du rayon d'une largeur  $\delta r$  définie par :

$$\delta r = \frac{r \cdot \delta v}{V_{eq} \cdot \sin(i)} \text{ avec } \delta v = \frac{c \delta \lambda}{\lambda_0}.$$

Bien sur, la notion de bande perd tout son sens quand  $\delta r > r$ , c'est-à-dire si la résolution spectrale  $\delta\lambda$  est insuffisante, ou  $V_{eq} \cdot \sin(i)$  trop faible (quand  $i$  tend vers  $0^\circ$ ).

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

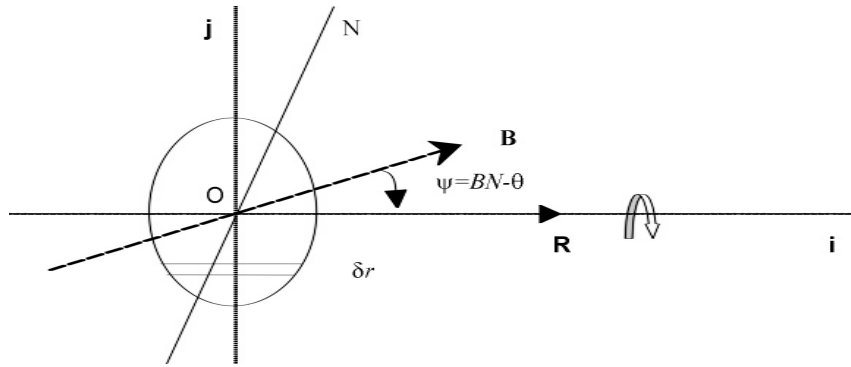


Figure 38. Repère  $(i, j)$  de rotation de l'astre, avec la direction projetée  $N$  du Nord céleste, et  $B$  de la base de l'interféromètre. L'angle  $BN$  définit la direction de la base par rapport au Nord céleste, tandis que l'angle  $\theta$  définit la direction de l'axe de rotation.

A partir de formes analytiques, on peut simuler et corriger de l'effet de phase rotationnel les spectres de phases issus de l'algorithme d'Interférométrie Différentiel. Il est aussi possible de déduire de cet effet la donnée du rayon de l'étoile  $R$  et/ou de sa vitesse apparente  $V_e \sin i$ .

Un interféromètre à deux télescopes mesure le déplacement de photocentre projeté dans la direction de la base. Seule la variation temporelle de cet effet, qui dépend de la rotation de la base au cours du temps (effet de supersynthèse) est à même de contraindre ce paramètre.

L'effet rotationnel représente un déplacement du photocentre à travers de la raie de l'ordre d'une fraction de diamètre stellaire (fig. 39). Nous allons voir par la suite que les signaux polarisés sont aussi du même ordre, il est donc impératif d'en tenir compte. De plus, cet effet participe à la détermination des paramètres fondamentaux de l'étoile et doit donc être envisagé comme un signal et non un bruit.

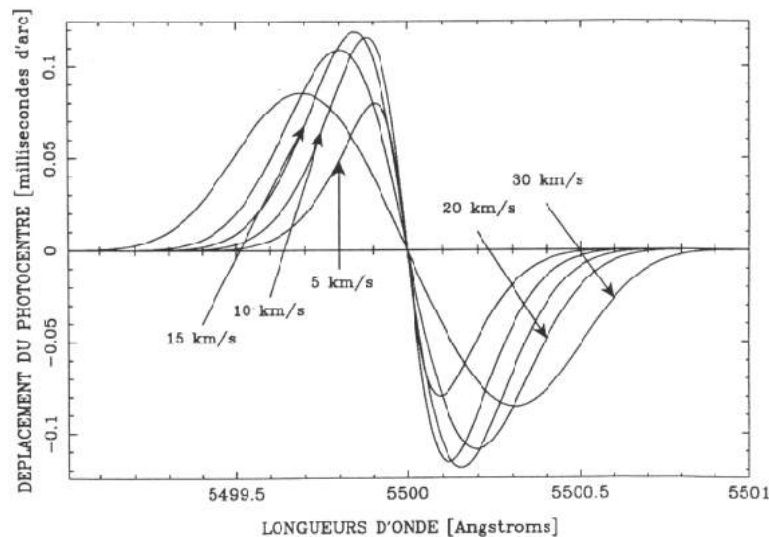


Figure 39. Déplacement de photocentre pour une étoile de diamètre angulaire 1 mas, pour des vitesses de rotation de 5, 10, 15, 20 et 30 km/s, observée dans une raie d'absorption de 15 km/s de largeur à mi-hauteur. L'amplitude du déplacement est maximale pour une vitesse de rotation égale à 15 km/s (tiré de la thèse de S. Lagarde).



### 4.4 Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

#### 4.4.1 Analyse par intercorrélation de deux interférogrammes polarisés

L'Interférométrie Différentielle est directement applicable dans le cas de la technique SPIN. On l'applique alors indépendamment sur chaque sous-image polarisée. L'ID permet alors de comparer le signal du continu et de la raie, non plus en lumière naturelle  $I$ , mais en  $I \pm Q$  ou  $I \pm V$ .

Dans chaque cas, le continu constitue la référence, le continu pouvant être considéré comme polarisé ou non-polarisé.

- Dans le premier cas, la mesure relative entre les continus et les raies est obtenue, mais la visibilité et phase absolue du continu de référence entre  $I-Q$  et  $I+Q$  (resp.  $V$ ) n'est pas forcément identique. Par contre, on peut appliquer la technique d'autocorrélation du continu, et de calibration sur une étoile de référence pour quantifier la différence de visibilité.
- Dans le second cas, la phase et la visibilité du continu de référence en  $I-Q$  et  $I+Q$  (resp.  $V$ ) est supposé identique. Une comparaison directe des différences de visibilité et phase dans les deux polarisations est possible.

Dans la pratique, le continu peut être supposé non-polarisé en lumière circulaire, mais cette hypothèse ne s'applique pas toujours en polarisation linéaire, surtout pour les étoiles chaudes, où la polarisation par diffusion de Thomson est importante.

Une fois obtenus les spectres de visibilité polarisés (modules et phase), référencés sur leur continu respectifs, la comparaison entre les deux polarisations devient possible.

Il est cependant possible d'obtenir cette information par une méthode différente, mais très complémentaire, qui optimise la bande spectrale et permet une confirmation indépendante des résultats. En effet, l'algorithme présenté précédemment ne permet de parcourir **qu'une partie** de l'intervalle spectral disponible. Tout dépend de la taille du canal de référence et de son écart avec le canal de science.

Pour employer la totalité de la bande spectrale, des méthodes différentes doivent être testées, prenant avantage que les deux images polarisées sont des mesures statistiquement indépendantes. Comme on a deux sous-images, il semble extrêmement intéressant d'utiliser l'une comme référence à la seconde, et vice-versa, afin de minimiser les éventuels biais de mesure qui peuvent survenir.

On peut donc imaginer une variation de l'algorithme précédent.

- On utilise un canal de science étroit qui parcourt l'interférogramme de polarisation  $I+Q$  (resp.  $V$ ), tandis que le canal de référence est constitué par la totalité de bande spectrale couverte par la polarisation  $I-Q$  (resp.  $V$ ).
- Puis on fait glisser le canal science de manière à ce qu'il parcoure la bande spectrale en totalité, le canal de référence restant identique.

Les considérations précédentes sur la polarisation ou non du continu sous-jacent s'applique bien évidemment. Là encore, si retrouver une visibilité absolue est possible par référence sur une étoile non-résolue, seule une phase différentielle est obtenue car aucune phase absolue n'est mesurable par un interféromètre à deux ouvertures.

Enfin, la rotation des lames quart d'onde ou du Wollaston permet d'inverser la position des deux interférogrammes enregistrés sur le détecteur, et donc, de corriger plus avant les défauts fixes, dus pour une grande part à la distorsion de la caméra à comptage de photon (voir thèse Lagarde).

### 4.4.2 Gestion de la polarisation instrumentale

Un interféromètre est constitué de miroirs et de dichroïques, et à ce titre, il est sujet à la polarisation instrumentale. La mesure de l'interféromètre résulte de la superposition de trois systèmes de franges provenant de la lumière non-polarisée, polarisée linéairement et circulairement (thèse de K. Rousselet-Perraut). Les effets sont principalement:

- Une atténuation différentielle des intensités lumineuses selon la polarisation, qui affecte le module de la visibilité, mais pas la phase,
- Un retard de phase différentiel entre deux polarisation, qui peut engendrer du cross-talk, c'est-à-dire, une transformation d'une polarisation en une autre (essentiellement linéaire en circulaire). Ce retard de phase affecte le module de la visibilité (diminution de la corrélation des faisceaux) et la phase,
- Une rotation du système de référence

Ces effets affectent la mesure des franges, même en lumière naturelle, et c'est pourquoi la polarisation est un facteur important à prendre en compte lors de la construction d'un interféromètre. Une des solutions les plus communément utilisée est de construire l'interféromètre de manière à ce que le trajet des bras soit *totalelement symétrique* (c'est le cas pour CHARA par exemple). Dans le cas du GI2T, le montage est dissymétrique, en raison essentiellement du coût trop élevé en terme de flux de l'introduction de miroirs supplémentaire pour symétriser le parcours lumineux. Un montage symétrique n'est pas affecté par la rotation de champ, et pour la table REGAIN, cet effet est corrigé en temps réel).

On peut aussi calibrer les dégradations dans l'interféromètre. La meilleure manière consiste à polariser la lumière à 100%, *à la sortie des télescopes*, et de mesurer la visibilité obtenue pour différentes directions de pointages. De plus, la succession de mesure en lumière naturelle et polarisée (ou en polarisation circulaire et linéaire) sur une étoile de référence, permet de contraindre cette dégradation. Une calibration photométrique simultanée à ces mesures est nécessaire. Dans notre cas, la technique d'Interférométrie Différentielle sera essentiellement utilisée pour la majorité des mesures. Elle offre l'avantage de s'affranchir de la majorité des dégradations instrumentale si on fait l'hypothèse que la polarisation instrumentale est localement achromatique.

La polarisation instrumentale affecte tout le champ interférométrique de la même manière. Ce signal ne modifie pas la distribution de la lumière polarisée sur l'objet, et donc l'observable SPIN. Par contre, elle affecte les conditions de cohérence de l'interféromètre par des effets différentiels de polarisation entre chaque bras, diminue le SNR de la mesure, et à ce titre doit être minimisée.

Par effet de cross-talk, une partie de la lumière polarisée linéairement pourrait produire une polarisation circulaire qui la visibilité des franges. Cet effet, supposé localement achromatique, pourrait biaiser la mesure pour des étoiles fortement polarisées linéairement, et dont la distribution de lumière polarisée serait complexe. Il n'existe à l'heure actuelle aucune étude rigoureuse sur ce sujet.

En conclusion, contrairement aux techniques spectropolarimétriques, la polarisation instrumentale ne constitue principalement pas un *biais* du signal, mais plutôt une source supplémentaire de *perte de signal*, au même titre que beaucoup de facteurs instrumentaux. Les effets instrumentaux seront traités plus profondément dans la section traitant du traitement des données du GI2T.

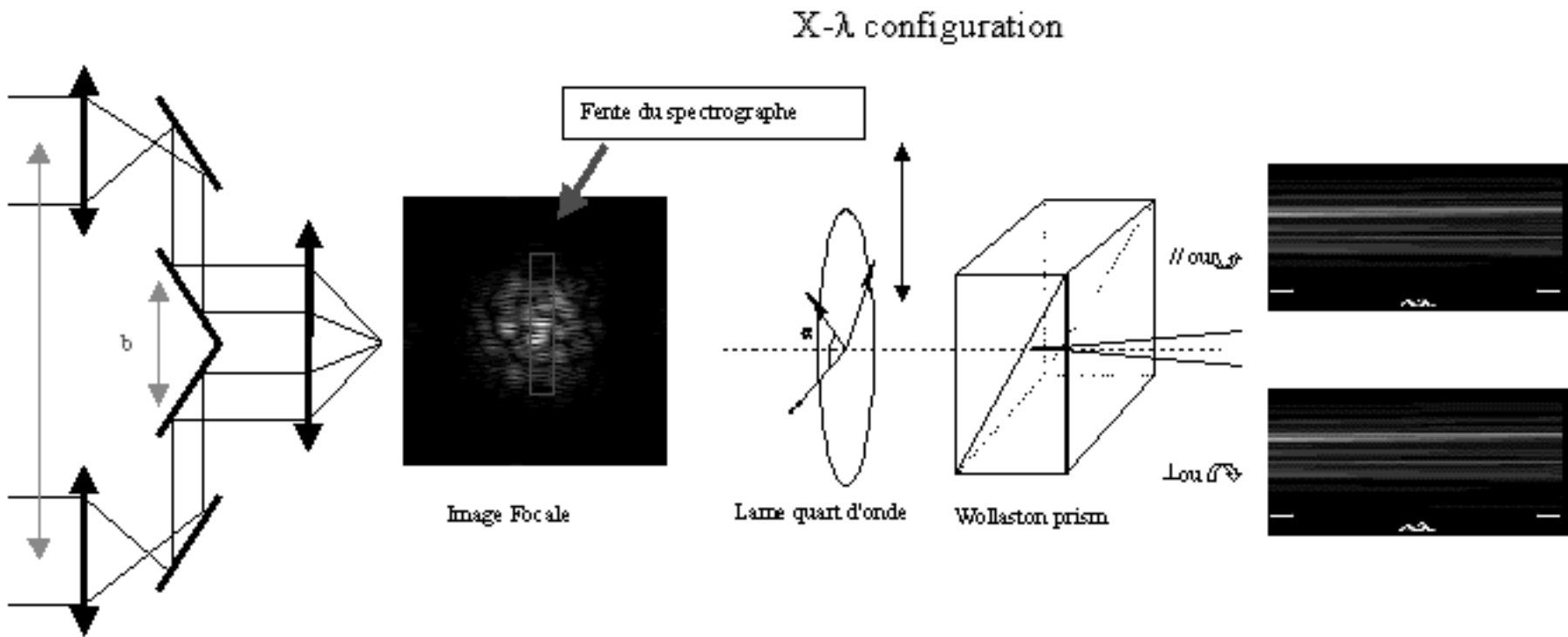


Figure 40. Schéma illustratif du chemin lumineux dans le cas d'un Interféromètre muni d'un spectropolarimètre. Les étapes sont la recombinaison des faisceaux, puis l'analyse de la polarisation et enfin la dispersion. Le prisme de Wollaston a deux positions de travail, à  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , la lame quart d'onde est escamotable

## IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

### 4.4.3 Comparaison techniques SPIN/Spectropolarimétrie

Du point de vu technique, la réduction des données interférométrique offre plusieurs avantages:

1. La polarisation interstellaire ne produit pas de signal, car celle-ci est par essence totalement résolue par l'interféromètre, à l'échelle spatiale considérée.
2. L'information interférométrique ne nécessite par une soustraction des flux de chaque polarisation. En d'autres termes, l'intensité intégrée de la polarisation n'est pas mesurée, mais bien la distribution spatiale *relative* de la lumière polarisée,
3. La dépendance à la polarisation instrumentale est différente. Alors que la spectropolarimétrie est dépendante du taux de polarisation instrumentale, la technique SPIN va plus être dépendante des effets différentiels entre les deux bras (voir thèse Rousselet-Perraut, 1996)

Par contre, il est possible d'atteindre des SNR important en spectropolarimétrie, car on peut intégrer très longtemps. Sur un interféromètre, seule la sommation des densité spectrales des poses courtes est possible en l'absence d'optique adaptative, et le SNR croît avec la racine carré des courtes poses. On doit aussi tenir compte de la variation continue de la direction de la base sur le ciel.

## 4.5 Application de SPIN au GI2T

### 4.5.1 Le GI2T

Le GI2T est constitué de deux télescopes de 1,50 m de diamètre. Au vu des difficultés météorologiques d'un tel système (longueur de cohérence  $1\mu\text{m}$  en lumière blanche), la lumière est soit dispersée soit filtrée pour atteindre une longueur de cohérence de  $100\ \mu\text{m}$  environ. Le

Ses caractéristiques sont les suivantes:

- Miroirs primaires de 1.50m de diamètre.
- Base orientée Nord-Sud, de 13m à 65m.
- Ligne à retard: course de 3m.
- Domaine d'observation:  $20^\circ < \delta < 70^\circ$ ;  $-2\text{h} < \text{AH}^{23} < +2\text{h}$ .
- Suivi des franges automatisé,  $m_v < 5$ .
- Caméra à comptage de photon CP40 constituée de 4CCD  $288 \times 384$  pixels en mosaïque, plus la caméra CP20 avec un CCD.
- Résolution spatiale, jusqu'à  $2.0\ \text{mas}$  en mesure absolue, meilleures en mesure différentielles spectrales.

### 4.5.2 Table de recombinaison REGAIN

REGAIN est l'acronyme pour "REcombineur du GrAnd INterféromètre". REGAIN est la nouvelle table de recombinaison du GI2T qui devrait permettre d'atteindre une précision sur les mesures de 1%, et augmenter de la magnitude limite accessible aux mesures (pour une description complète se reporter aux thèses de P. Berio et N. Thureau)..

Cette table est composée de plusieurs parties:

- Une zone pour la recombinaison des faisceaux appelée *étage de service*. Celui-ci comprend des stabilisateurs de pupille, des rotateurs de champ, des compensateurs de dispersion atmosphérique ainsi que le recombineur proprement dit.
- Une ligne à retard chargée de maintenir continûment dans la limite de cohérence les variations de chemin optique liées au mouvement céleste.

---

<sup>23</sup>  $\delta$ , déclinaison; AH, Angle Horaire

#### IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

- Un *étage focal* constitué d'un spectrographe à deux chambres (rouge, bleue), fonctionnant dans deux configurations (mode multichromateur Courtès et mode franges dispersées X- $\lambda$ ) ainsi qu'un module polarimétrique fonctionnant avec le mode X- $\lambda$ .
- A terme, deux bancs d'optiques adaptatives (une pour chaque télescope) qui contribueront à limiter les pertes de visibilité et accroître ainsi la magnitude limite.

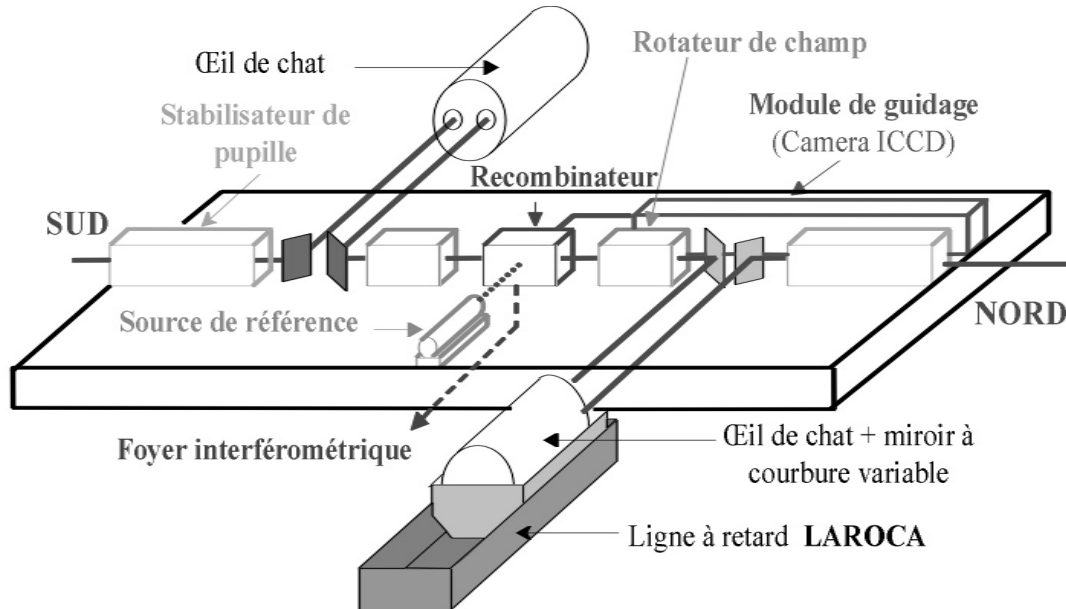


Figure 41. Table de recombinaison REGAIN: étage de service.

Le spectrographe visible est équipé de deux chambres travaillant en simultanément, au voisinage de H $\alpha$  pour l'une et de H $\beta$  pour l'autre.

Chacun de ces deux détecteurs est au foyer de deux modes distincts de fonctionnement du spectrographe:

- Le mode X- $\lambda$  utilise une fente sur l'image isolant une bande de largeur de l'ordre de deux tavelures, de largeur angulaire caractéristique ( $2.\lambda/D$ ). Cette ouverture ne prélève qu'environ 10% du flux incident<sup>24</sup>. La résolution spectrale ( $\lambda/\Delta\lambda$ ) est respectivement de 1600, 5000 ou 30000.
- Le mode "multi-chromateur" ou mode Courtès (du nom de l'inventeur du montage) permet l'enregistrement simultané de 4 à 16 images "monochromatiques" utilisant tout le champ spatial mais filtrées en longueur d'onde selon plusieurs bandes spectrales.

##### 4.5.3 Mode polarimétrique

Le mode polarimétrique ne fonctionne qu'avec le mode X- $\lambda$ . La fente sélectionne une bande de largeur une tavelure et de hauteur diminuée de moitié par rapport au mode X- $\lambda$  classique (4.8"  $\rightarrow$  2.4"). Cette fente est utilisée pour toutes les mesures, y compris celles de calibrations effectué en lumière naturelle. Le module polarimétrique est escamotable et fait partie intégrante du spectromètre REGAIN (fig. 42).

Une lame quart d'onde escamotable sert de polariseur initial en cas d'observation en polarisation circulaire, à laquelle succède un prisme de Wollaston qui décompose le flux incident en deux flux de polarisations linéaires opposées. Ces deux faisceaux doivent être transmis par le réseau de manière équivalente. Pour se faire, une lame quart d'onde est placée après le prisme de Wollaston pour attaquer le réseau de dispersion en deux polarisations circulaires et obtenir ainsi une égale transmission par le réseau pour chaque polarisation.

<sup>24</sup> d'où l'intérêt potentiel de l'optique adaptative pour concentrer le flux dans le spectrographe.

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

En résumé:

- La hauteur de la fente d'entrée du spectrographe limitée à 2.4",
- Le Wollaston crée deux images sur le détecteur: même domaine de longueur d'onde mais hauteur différente (écartement  $0.37^\circ$ ).

Pour des raisons techniques, il est impossible de mesurer la polarisation dans la direction U ( $45^\circ$ ). Cela limite peu le potentiel du polarimètre car il est bon de rappeler qu'on ne va pas mesurer un **taux** de polarisation mais plutôt la **distribution spatiale** de celle-ci dans la direction de la base. Cependant, une ambiguïté persistera pour des structures polarisées orientées à  $45^\circ$ .

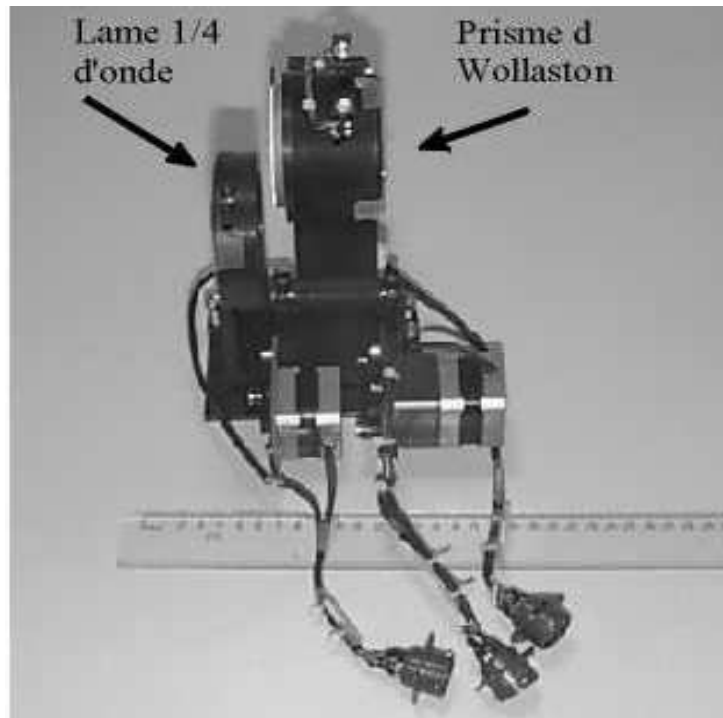


Figure 42. Module polarimétrique implanté sur la table REGAIN.

##### 4.5.4 Séquences d'observation

La séquence d'observation complète pour une mesure simultanée en polarisation linéaire et circulaire est la suivante:

- Enregistrement en lumière naturelle: on obtient la visibilité de l'objet.
- Enregistrement en polarisation linéaire référencée à la base Nord-Sud. Le Wollaston sépare les composantes polarisées.
- Enregistrement en polarisation circulaire. On introduit la lame quart d'onde.
- On tourne le Wollaston de  $180^\circ$ : les positions des deux polarisations sur le détecteur sont inversées.
- On reprend les étapes précédentes en A.

L'étape de mesure en lumière naturelle sera en fait utilisée plus rarement. D'une part, l'image créée est sur une partie différente du détecteur que les deux précédentes et avec un flux double, d'autre part, les algorithmes d'ID permettent une calibration relative de très bonne qualité.

De plus, pour les mesures en polarisation linéaire, la mesure en polarisation circulaire pourra être considérée comme une référence, car rares sont les astres émettant une forte polarisation circulaire en bande large.

### 4.5.5 Référence en lumière polarisée

La question de la référence est importante en lumière naturelle mais est encore plus délicate pour SPIN, car la source de référence doit de plus être une référence en lumière polarisée.

En lumière naturelle, la référence choisie doit répondre à certains critères:

- être brillante pour que sa visibilité soit précisément mesurée,
- être peu résolue, car dans ce régime la variation de la visibilité avec la base, et donc l'erreur de mesure est faible,
- ne pas varier dans le temps. Cette précaution élémentaire sert à se prévenir des variations de rayons, ou des variations de flux spatialement complexes qui biaisent la mesure de la visibilité,
- être singulière, car la binarité affecte la mesure de visibilité, même si le compagnon est faible (rappelons que 50% des étoiles sont dans des systèmes multiples<sup>25</sup>),
- être observée dans les mêmes conditions que l'étoile de science (base, longueur d'onde).

Le critère de brillance, conjoint au critère de faible résolution spatiale impose le type spectral de la référence qui sera choisi de type précoce<sup>26</sup> (FV à OV) Cela élimine la majeure partie des étoiles brillantes observables. Avec une base de 200 m, la plupart des étoiles précoces brillantes sont résolues, et on doit se tourner vers des magnitudes de plus en plus élevées.

Un moyen de contourner le problème est d'utiliser des étoiles dont le diamètre photosphérique est extrêmement bien connu. Cela implique qu'un effort important de mesure de diamètre stellaire soit entrepris par la communauté interférométrique.

Une étoile de référence pour SPIN doit respecter ces critères sans biaiser la mesure en lumière polarisée. Cela signifie en tout premier lieu que le concept spectroscopique de "standard de polarisation" est à priori inapplicable ici. En effet, la génération d'un flux de lumière polarisé est la plupart du temps complètement lié à une géométrie déterminée (dipôle, disque, couronne...). La réponse d'une source polarisée résolue par l'interféromètre sera complexe, dépendante de la longueur et direction de la base de l'interféromètre, et donc son usage en temps que référence sera délicat. Une source non-polarisée est de loin préférable.

Il faut noter cependant que n'importe quelle source non-réolue, quelle soit polarisée ou non, constitue une référence, car dans ce cas la visibilité est 1 et la phase constante. En d'autre terme la source elle-même peut servir à calibrer les pertes dues à la polarisation instrumentale si elle est observée à faible base.

La démarche suivante est souhaitable:

- Observation SPIN à faible base de la source polarisée, calibration des pertes instrumentales,
- Observation à base plus élevée de la source polarisée,
- Observation conjointe d'une étoile de référence supposée faiblement polarisée localement, à intervalle régulier.

---

<sup>25</sup> Il faut noter que beaucoup d'étoiles dites singulières pourraient s'avérer multiples observées par un interféromètre à longue base.

<sup>26</sup> les types plus tardifs lumineux sont résolus par l'interféromètre en raison de leur plus grande proximité pour une même luminosité apparente.

## 4.6 Perspectives

Dans cette section, je vais m'attacher à montrer l'utilisation des différents observables SPIN introduits précédemment dans le cas de la mesure en polarisation linéaire.

L'ordre des différents paragraphes suit l'introduction des observables pour des géométries de complexité croissante et donc par difficulté d'interprétation croissante (multiplication des paramètres à définir, niveau du signal polarisé). Dans cette section sont indiquées des pistes de recherche, mais dans ce domaine tout reste à faire. Prouver la faisabilité de la technique sera une des priorités du spectropolarimètre REGAIN/GI2T.

### 4.6.1 SPIN et le taux de perte de masse des supergéantes

Je me base sur les observations de R. Handbury-Brown, J. Davis et L. Allen (1974), étayées par les travaux théoriques de Sams & Johnston (1974), Cassinelli & Hofman (1975) et récemment par K. Rousselet-Perraut (1998).

Soit une étoile homogène, sphérique, chaude et donc propice à une grande diffusion de Thomson de la lumière par les électrons libres. Dans cette géométrie, le photocentre est le même dans tout le spectre et aucun effet de phase n'est escompté, seul le module de la visibilité est donc mesuré.

Deux effets de polarisation sont détectables, très proches phénoménologiquement, à savoir la polarisation de la lumière à la photosphère d'une étoile ne présentant ni couronne ni vent, et la contribution polarisée de matériel circumstellaire.

Le taux de polarisation suivra une courbe équivalente à un assombrissement centre-bord pour une direction de polarisation donnée. La visibilité en lumière naturelle pour un disque de diamètre apparent  $\phi$ , assombris linéairement s'écrit:

$$|\mathbf{V}_n(\phi)| = \frac{2}{1-u/3} \left\{ (1-u)J_1(x)/x + u\sqrt{\frac{3}{2}}J_{\frac{3}{2}}(x)/x^{\frac{3}{2}} \right\}$$

où  $x$  représente la variable  $\pi\phi B/\lambda$ .

L'observation SPIN consiste à faire la mesure de la différence de la réponse de l'interféromètre dans deux directions de polarisation, parallèle et perpendiculaire à la ligne de base, qui constitue l'axe de référence de l'instrument.

On obtient la relation suivante (Sam & Johnson 1974):

$$|\mathbf{V}_s(\phi)| = |\mathbf{V}_n(\phi)| - \frac{2}{1-u/3} \left\{ \frac{1}{2}(u_s - u_p) \left( J_1(x)/x + u\sqrt{\frac{3}{2}}J_{\frac{3}{2}}(x)/x^{\frac{3}{2}} + 2/x^2 \left( J_0(x) - \frac{\sin x}{x} \right) \right) \right\}$$

$V_s$  est la visibilité en polarisation sagittale (direction de la base) et  $V_n$  la visibilité en lumière naturelle. La courbe en polarisation perpendiculaire  $V_p(\phi)$  s'obtient en changeant le signe du dernier terme de l'équation.

On retrouve bien sur l'assombrissement centre-bord en lumière non-polarisée par sommation des coefficients  $u_s$  et  $u_p$ :  $u = (u_s + u_p)/2$  (assombrissement centre-bord linéaire tel que  $I = 1 - u(1 - \mu)$  avec  $\mu$  le cosinus de l'angle entre le rayon émergent et la normale à la surface).

La différence des courbes de visibilité est directement proportionnelle au rapport des coefficients d'assombrissement centre-bord  $(u_s - u_p)/(1 - u/3)$ .

Le résultat de Chandrasekhar peut être approximé linéairement dans le visible par les coefficients  $u_s = 0.69$  et  $u_p = 0.62$ , tels qu'utilisés dans la modélisation de Handbury Brown (1974). En fait, le modèle de Chandrasekhar constitue une limite supérieure du taux de polarisation attendu car il ne tient pas compte des effets d'absorption. Un modèle plus réaliste (Harrington, 1970) donne un résultat environ quatre fois plus faibles. Le signal attendu, i.e le changement de diamètre angulaire apparent de l'étoile entre deux polarisations de l'ordre de



#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

0.1 à 1.2% pour une visibilité mesurée de l'ordre de 0.5 (cas le plus favorable) pour une photosphère nue.

Pour une étoile chaude s'ajoute la diffusion et l'émission propre du milieu circumstellaire émis par le vent. Pour la photosphère, le flux est essentiellement radial, mais infini en extension, ce qui limite fortement le taux de polarisation cohérent pour un électron diffuseur. En revanche, la diminution du diamètre apparent de la source pour des diffuseurs de plus en plus lointains a pour effet d'augmenter le taux de polarisation de la lumière diffusée. Cela compense quelque peu la diminution en  $1/r^2$  du flux lumineux et de la densité électronique dans le milieu circumstellaire et permet d'atteindre des polarisations locales importantes. De plus, l'enveloppe plus étendue est plus facilement résolue par l'interféromètre ce qui accroît la sensibilité de l'instrument à cet effet.

Pour une visibilité de 0.5, la différence de diamètre angulaire pour deux polarisations peut atteindre 8% (cas optiquement mince,  $\tau \sim 0.35$ <sup>27</sup>, Handbury Brown 1974). Cet effet a été numériquement simulé par K. Rousselet-Perraut (1997) pour des hypothèses simples.

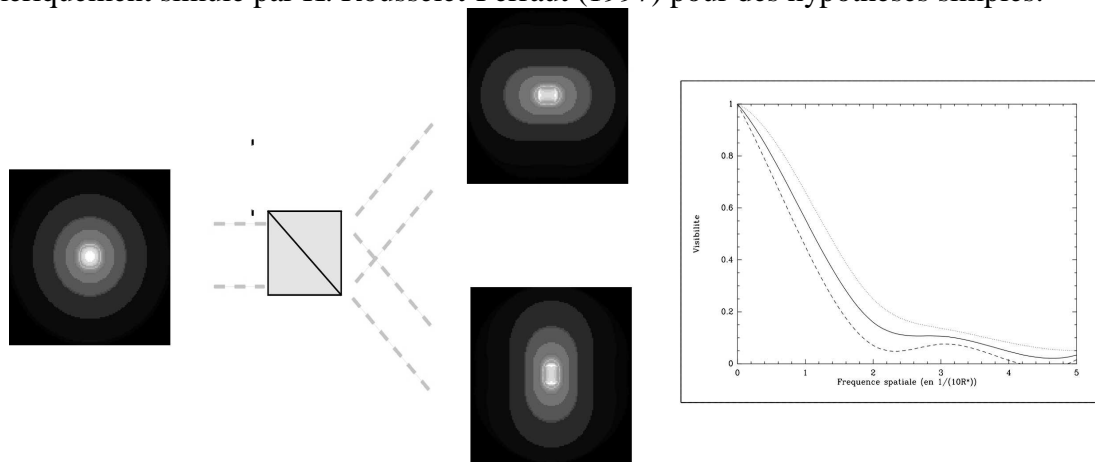


Figure 43. Illustration de K. Rousselet-Perraut du processus de mesure polarisée d'une enveloppe diffuse optiquement mince montrant les cartes d'intensité en lumière naturelle (gauche), en polarisation sagittale (s, bas) et perpendiculaire (p, haut), et la mesure de visibilité correspondant (en trait plein, lumière naturelle, courbe supérieure, polarisation p, inférieure, polarisation s).

##### 4.6.2 SPIN et la perte de masse des Be

Les étoiles Be sont des étoiles chaudes, non supergéantes dont le spectre présente une ou plusieurs raies en émission. Le vent de ces étoiles est insuffisant pour justifier la présence du matériel circumstellaire dans le cadre de la théorie CAK (1975)<sup>28</sup>. Leurs paramètres diffèrent peu des autres B, mais ces astres sont statistiquement des rotateurs rapides ( $>250\text{km/s}$ ).

Les étoiles Be sont entourées d'un environnement dense sous forme vraisemblablement de disque, mais de nombreuses questions demeurent sur la nature de ce disque (épais ou mince, évolution, masse...).

La spectropolarimétrie devient un outil important de ce type d'environnement, cependant, une dégénérescence entre modèle de disque épais et mince subsiste. Seules des observations conjointes en interférométrie et spectropolarimétrie réalisées par Quirrenbach, Bjorkman et al. en 1997 représentant respectivement l'interféromètre MarkIII et le spectropolarimètre de

<sup>27</sup> Cette différence est directement proportionnelle à  $\tau/(1+\tau)$  pour le cas optiquement mince.

<sup>28</sup> Le vent radiatif ne devient conséquent qu'à partir du type spectral B2 (Grigsby&Morrison, 1995) .

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

l'université du Wisconsin ont permis de contraindre fortement l'extension des zones émissives en H $\alpha$  ainsi que l'angle d'ouverture du disque.

De nombreuses observations spectroscopiques attestent d'une évolution temporelle à long terme (quelques années) de l'environnement circumstellaire des étoiles Be, principalement par le suivi de la symétrie des raies de Balmer avec le rapport V/R. Cet estimateur représente pour une raie donnée le rapport des intensités "violette" et "rouge" référencées à la longueur d'onde au repos. Les observations semblent bien expliquées par un modèle d'oscillation globale à un bras (mode fondamental  $m=1$ ) confiné par le vent radiatif. Le potentiel non-sphérique dû à la forte rotation induit une précession de la figure de résonance d'une durée de l'ordre de 2 à 10 ans (Papaloizou 1992, Okazaki 1996, 1997).

L'interféromètre GI2T a confirmé ce scénario au moyen d'un suivi sur plusieurs années de Be telles  $\zeta$  Tau et  $\gamma$  Cas. La phase relative de la visibilité entre la raie H $\alpha$  et le continu déterminée par Interférométrie Différentielle constitue l'élément clé de l'interprétation.

Pour  $\zeta$  Tau, l'observation à deux ans d'intervalle a fourni non seulement l'extension et la position de l'oscillation à chaque observation, mais aussi son sens absolu de rotation par rapport à celui de l'étoile et au nord terrestre (Vakili et al, 1998).

$\gamma$  Cas est observée par le GI2T depuis 1989, avec des bases allant de 15 à 51m. Ce suivi sur une période de 7 ans révèle un comportement similaire à  $\zeta$  Tau (Bério et al, 1999, fig. 44). À partir d'une loi ad-hoc de rotation du disque, on peut situer l'onde à environ 1.5 rayons stellaires ( $R_* \sim 10-15 R_\odot$ ), c'est-à-dire dans la région de formation privilégiée du flux polarisé<sup>29</sup>.

Cela pose le problème non-résolu du lien physique entre le disque et l'étoile. On peut voir que la région où se crée le flux polarisé se situe justement à cette charnière, et que la technique SPIN pourrait pouvoir différencier entre un modèle de densité continu entre l'étoile et le disque, et un modèle où un espace vide existe.

L'observation des Be est très adaptée aux capacités instrumentales du GI2T, et devrait constituer un programme privilégié pour tester les capacités de la technique SPIN.

L'observation en lumière polarisée va *moduler* la distribution lumineuse de l'étoile par rapport à l'observation sans polarimètre, en favorisant ou non les zones les plus proches de la photosphère, on peut donc s'attendre:

- A une visibilité plus grande dans le continu (dépendant du taux de polarisation et du flux de l'enveloppe),
- A un signal de phase rotationnel modifié dans une raie en émission. Cependant, du fait de la baisse de polarisation dans la raie en émission (Poeckert&Marlborough, 1978), cet effet pourrait être marginal,
- A un signal dû à l'oscillation à un bras amplifiée car l'essentiel du phénomène se déroule à moins de deux rayons stellaires, région où se forme l'essentiel de la polarisation (Okasaki, 1997, Vakili et al, 1998, Berio et al, 1999).

Je développe les pistes d'études qui constituent un programme d'observation préliminaire, tant en lumière naturelle qu'en lumière polarisée:

- Étudier l'effet de l'inclinaison par l'observation d'une Be vue du pôle ( $\eta$  Tau), de l'équateur ( $\zeta$  Tau,  $i=82^\circ$ ) et intermédiaire ( $\gamma$  Cas  $i=45^\circ$ ),
- Mesurer l'effet de la polarisation pour ces étoiles sur la visibilité dans le continu, dans des raies photosphériques et en émission (H $\alpha$  plus particulièrement).

---

<sup>29</sup>  $\gamma$  Cas  $\zeta$  Tau et ont été modélisées en lumière naturelle et polarisée, par Poeckert et Marlborough (1979) et par Wood, Bjorkman et Bjorkman (1997). Dans les deux cas, la simulation conclut que la polarisation provient à environ 70% des deux premiers rayons stellaires.

#### IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

- Détecter la signature polarisée de l'oscillation à un bras pour les étoiles précédemment étudiées par le GI2T par Interférométrie Différentielle.
- Détecter l'effet de l'oscillation à un bras par interférométrie différentielle en lumière naturelle et polarisée pour  $\eta$ Tau. Comme l'étoile est vue du pôle, cette détection est impossible par un spectrographe, ou un spectropolarimètre,

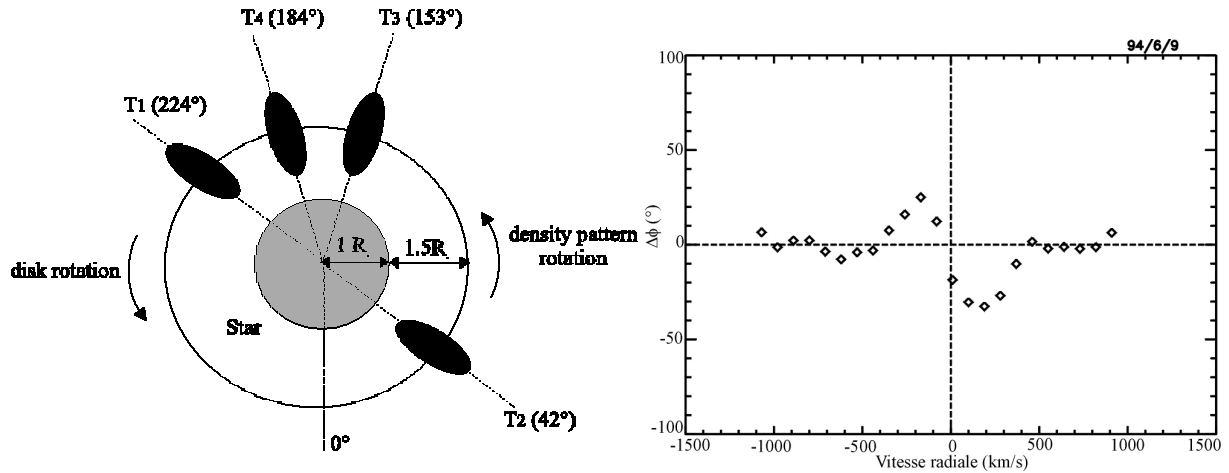


Figure 44. Suivi du photocentre présumé de l'émission de  $H\alpha$  de  $\gamma$  Cas entre 1988 et 1994 (Berio et al, 1999). On voit l'important effet de phase due à la rotation du disque (à droite). Une dissymétrie du spectre de phase ou un décalage de celui-ci par rapport à la vitesse radiale nulle sont des indices de l'oscillation à un bras.

##### 4.6.3 SPIN et les structures en corotation (CIR)

Toutes les méthodes photométriques, spectroscopique et spectropolarimétrique buttent pour l'instant sur l'obstacle soulevé par l'absence de résolution spatiale et la faiblesse des modulations induites par les régions en corotation autour des étoiles OB, les CIR (Corotation Interacting Regions). La technique SPIN peut-elle être d'une quelconque utilité?

Il faut constater que la détection de polarisation linéaire dans les étoiles O s'est soldée dans la plupart des cas par un échec, indiquant un vent très sphérique contrastant beaucoup avec la situation des Be, ou des supergéantes B (Lupie & Nordsieck, 1987, Bjorkman 1990).

Hayes (1985) a détecté néanmoins un niveau de variabilité supérieur pour  $\alpha$  Cam (1985,  $m_V=4.29$ ,  $\sigma=0.08\%$ ) et  $\lambda$  Cep (1978,  $m_V=5.04$ ,  $\sigma=0.06\%$ ) en moins de 24h, et atteignant 0.2% sur une plus longue période, détection confirmée par Lupie & Nordsieck (1987). Les fluctuations en direction sont de quelques degrés.

De plus, certains signes de forte activité qui ont été détectés sur certaines O telles  $\zeta$  Oph présentant des modifications parfois drastiques des profils de raies (Ebbets, 1981), ou des éruptions X conséquentes (Bergöfer & Schmidt, 1994, voir aussi Waldron & Cassinelli, 2001).

Ce sujet d'étude nécessite un très bon rapport SNR et une large couverture temporelle qui sont difficilement accessibles à un interféromètre. De plus, les structures observées sont a-priori assez symétriques, ce qui suppose des effets de déplacement de photocentre atténués par la multiplicité des sources. Néanmoins, une étude approfondie de ce phénomène serait souhaitable, dans la mesure où l'amplitude de ces variations est mal connue.

#### IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

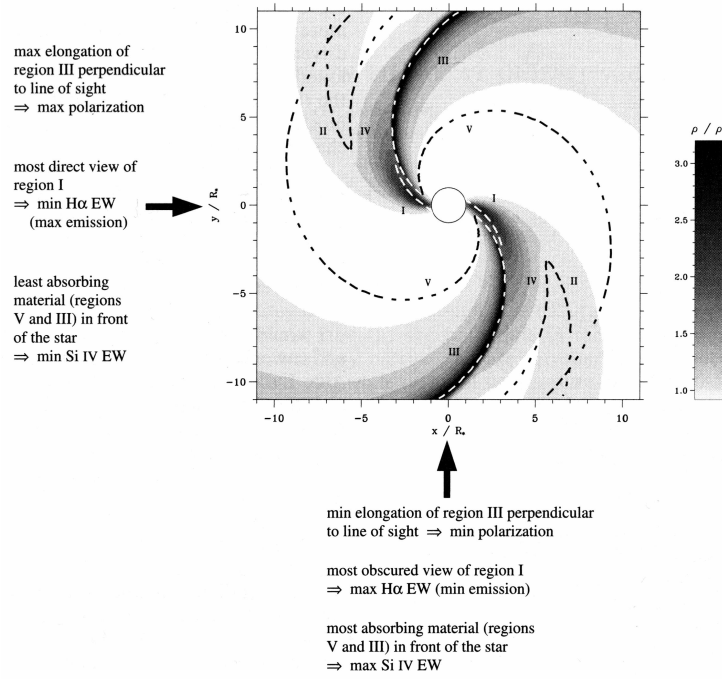


Figure 45. Application du modèle de Cranmer & Owocki (1996) à la mesure polarisée et au signal de H $\alpha$ . Ce signal a été détecté par McDavid (2000) pour les étoiles 68 Cygni, et  $\xi$  Per, deux étoiles O brillantes (respectivement  $m_V=5.00$  et  $m_V=4.04$ ).

Or la technique SPIN n'est pas soumise à la polarisation interstellaire (qui pose des problèmes majeurs de calibration pour ces étoiles), et est moins soumise à la disparition du signal pour un objet symétrique du fait de sa résolution spatiale. La taille des CIR est un atout pour l'interféromètre, car elle augmente le "bras de levier" de détection en utilisant des bases appropriées. Dans la liste des étoiles observée par McDavid (2000, fig. 45),  $\xi$  Per et  $\alpha$  Cam correspondent le mieux aux capacités du GI2T de part leur proximité, luminosité et surtout la simplicité présumée de la zone de choc responsable des DACs.

L'étude des magnétosphères des étoiles Bp a été menée en ultraviolet (Shore et al), et en X (Babel & Montmerle 1997), mais reste encore très limitée par les faiblesse des manifestations observées.  $\sigma$  Orionis E présente la combinaison d'un vent radiatif non-négligeable et d'un fort champ dominant l'environnement circumstellaire. On a ainsi mis en évidence la présence de deux larges nuages dont la nature s'apparente aux ceintures de Van Allen terrestre. On a vu au chapitre 3, que les certaines étoiles de type B et O possèdent aussi un champ magnétique, beaucoup plus faible certes, mais toujours susceptible de contrôler le milieu dans le proche environnement de l'étoile. Les plus brillantes Bp ont une magnitude supérieure à 5, et la magnétosphère est peu brillante. Celle-ci est située entre 2 et 6  $R_*$ , ce qui ne pose pas de problème de résolution spatiale à l'interféromètre, mais bien des problèmes de flux.

D'un autre côté,  $\beta$  Cep est de magnitude 3 ( $d \sim 180$  pc), et même si la magnétosphère est plus proche de l'étoile à cause de la faiblesse du champ, cette étoile, comme  $\theta$  Ori C, se prête beaucoup plus facilement à une observation interférométrique.

Il est certain que l'apport de l'interférométrie différentielle et de la spectro-polarimétrie interférométrique sont bien adaptés à l'étude de ces environnements circumstellaire. Mais dans tous les cas, le problème principal sera celui du contraste entre le flux stellaire et circumstellaire, et la limitation imposée par le flux de photon et non par la résolution spatiale de l'interféromètre.

## 4.7 Article paru dans SPIE (vol 4006, p 531)

### Polarimetric Interferometry: concept and applications

Olivier Chesneau<sup>ab</sup>, Karine Rousselet-Perraut<sup>c</sup>, F. Vakili<sup>a</sup>, D. Mourard<sup>a</sup>, C. Cazalé<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) - Département Fresnel  
Plateau de Calern, Caussols, F-06460 Saint-Vallier-de-Thiey, France

<sup>b</sup> Université de Montréal, département de physique, CP6128 succ.c.v  
H3C 3J7 Montréal, Québec, Canada and Observatoire du Mont Mégantic

<sup>c</sup> Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble (LAOG)  
B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

<sup>d</sup> Observatoire de Haute-Provence (OHP),  
F-04870 Saint-Michel-l'Observatoire, France

#### ABSTRACT

Adding a polarimetric device at the combined focus of a stellar interferometer opens new prospects for studying stellar polarization phenomena. Thanks to spatial resolution of long baseline interferometer local polarized structures should become observable unless otherwise undetectable by classical polarimetric techniques. In this paper we present the principles, the observables and the instrumental requirements of polarimetric interferometry. After a short description of earlier attempts to detect polarization effects with optical long baseline interferometry we review the potential applications of this technique once implemented on future optical arrays. We examine the case of scattering phenomena in the extended atmospheres of hot stars (O, B, A) or magnetism of chemically peculiar stars as targets for polarimetric interferometry or its extension SPIN (Spectro-Polarimetric Interferometry). Finally, based on the design of a polarimetric device of GI2T-REGAIN, we currently initiate an observing program which aims at scientific targets such as bright magnetic Ap and Be stars.

**Keywords:** Stars: Ap, Be, LBV, circumstellar matter, magnetic field, Technique : interferometry, polarimetry, differential interferometry.

#### 1. INTRODUCTION

Mass-loss has to be considered as an intrinsic characteristic of hot stars, and in a larger extent, all stars will encounter a mass-loss event in their life. The consequences of such a process are numerous (chemical enrichment, momentum injection) and have a tremendous impact at a galactic scale. Despite a great wealth of recent studies, this phenomenon remains poorly understood mainly due to the difficulties of classical observational techniques to spatially localize the multiple manifestations of mass-loss events. Without spatial resolution, spectropolarimetry represents one of the best suited techniques to study mass-loss as the light from the central star can be strongly polarized by its circumstellar environment. Moreover, it must be pointed out that circular polarization detection remains the most confident way to validate magnetic field existence as it is strongly suspected to greatly influence the ejection mechanism. The young technique of optical interferometry has proved its efficiency to study and even monitor Be stars disks (<sup>1, 2, 3, 4</sup>), mass exchanges in  $\beta$  Lyrae (<sup>5</sup>) and the environment of the LBV P Cyg (<sup>6</sup>). For all these examples, spectropolarimetry has brought a complementary information of great interest, but the interpretation remains limited by the averaging of the polarized information over the field of view. Within this context, it appears very attractive to equip a long baseline interferometer with a polarimetric mode.

---

(Send correspondence to O. Chesneau)  
E-mail: chesneau@astro.umontreal.ca

## IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

Such attempts have been performed since the very beginning of interferometry. The unique Narrabri intensity interferometer was used with a polarimeter in 1974 to give an estimate of the polarization dependant diameter change of  $\beta$  Orionis <sup>(7)</sup>, but the Signal-to-Noise ratio (SNR) limitations were well above the expected signal. The experiment was repeated in 1981 with the I2T interferometer on  $\alpha$  Lyrae <sup>(8)</sup>, and in 1997 with the GI2T on the Be star  $\gamma$  Cassiopeiae <sup>(9)</sup>. These observations pointed out that instrumental polarization has to be carefully studied and controlled <sup>(10)</sup> and accuracy and thus SNR requirements are critical as the expected signal is faint. First, instrumental polarization effects have to be considered for all interferometers since it can significantly degrade their performances even for observations in natural light <sup>(10)</sup>. That why in several cases, polarimetric devices are required for the signal optimization (multiple light reflections). Second, constant progress was made on the data processing, due to both theoretical and computing improvements. Indeed, the results of Vakili et al, and Berio et al obtained with old GI2T data, greatly benefits from the new visibility calibrators <sup>(11)</sup> and the new prereducing and reducing algorithms <sup>(12,13)</sup>. Differential Interferometry (DI) extends the extracted information (relative visibility and phase between two spectral channels), and considerably relaxes the demands on the calibration required by Spectro-Polarimetric Interferometry (SPIN). Moreover this relative phase is much more sensitive than the classical visibility modulus and decreases strongly the SNR limitations of the observations <sup>(6)</sup>.

Within this context, an polarimetric device has been studied to be implemented inside the visible spectrograph of the GI2T/REGAIN Interferometer <sup>(14)</sup>, allowing one to perform Spectro-Polarimetric Interferometry with a spectral resolution up to 30000. In this paper we briefly present the SPIN technique and report its scientific potential for studying magnetic fields or extended circumstellar environments (Sect. 2). Then we report the design and the short term observing program of the REGAIN polarimetric device. Starting with well-known and strongly polarized stars such as Be and Ap stars to validate the SPIN approach, we finally emphasize the SPIN potential on future imaging arrays of large telescopes.

### 2. SCIENTIFIC RATIONALE

#### 2.1. Astrophysical Targets

The first theoretical works were developed in parallel to the Narrabri Interferometer experiment. Sam & Johnson <sup>(15)</sup> and Cassinelli & Hoffman <sup>(16)</sup> studied the consequences of Thomson scattering around hot stars on the diameter measurements in linearly polarized light (with a single baseline). In the outer regions of the star, the scattered light becomes strongly polarized in a plane perpendicular to the direction of polarization <sup>(17)</sup>. Owing to the spherical symmetry of the photosphere, the local polarization integrated over the all apparent disk cancels out, and no net polarization can be observed by classical spectropolarimetric technics (i.e without spatial resolution). In contrary, an interferometer in polarization mode can detect a signal due to its sensitivity to polarized flux in a preferred direction. The star appears smaller in the plane of polarization parallel to the baseline than in the plane perpendicular to it. Polarization rates up to 30% are expected around hot stars: a detected signal or even a null detection should bring strong constraints on the mass-loss rate <sup>(18)</sup> considering the SNR reached by present interferometers. Many stars should be concerned, particularly bright and hot supergiants (O, B, A) without inhomogeneous circumstellar materials.

Be stars are characterized by emission lines which originate in a dense, cool, expanding and rotating envelope. This spectral subtype is too late to give rise to a strong radiative wind but the mass-loss is stronger than normal B stars and is statistically related to the star rotation. Some disks disappear and reappear rapidly, presenting variable tilt angles, but others seem more stable. In the last case, the stars show long-term variability in the ratio of the intensities of the violet and red Balmer components (the V/R variations), interpreted as a global one-armed oscillation by Okasaki <sup>(19)</sup>. Differential Interferometry successfully accounted for this theory in the past few years, and SPIN should reinforce the monitoring of such circumstellar structures since polarized visibility should be phase-locked with the one-armed variability itself. Extensive polarimetric studies on Be stars have been carried out since their highly asymmetrical environment prevents cancellation of the polarization <sup>(20)</sup>. The high level of net polarization is mainly due to the disc shape but also to the great level of local polarization produced by the dense inner disk <sup>(21)</sup>. Such local polarization rate must be detectable by SPIN. As an example, the phase effect observed on  $\gamma$  Cas by the GI2T team reach 50° amplitude in small baselines ( $< 30m$ ), while the error bars are below 5°. An observation in linearly polarized

## IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

light should increase/decrease this phase effect by a detectable amount, bringing constraints on the envelope emission.

These considerations apply also to the chaotic environment of LBVs and particularly P Cygni. The circumstellar environment of P Cygni is rather faint and difficult to observe by imaging without a coronagraphic instrument <sup>(22)</sup>. The clumpy nature of the nebula was first suspected by the stochastic variability of the polarization intensity and angle as observed by Taylor et al <sup>(23)</sup>. Skinner et al <sup>(24)</sup> confirmed this fact using the high spatial resolution capabilities of the 6 cm MERLIN radio-interferometer (50 mas). This clumpiness was established in the very close environment of P Cygni wind by Vakili with the GI2T <sup>(6)</sup> and recently by adaptive optics <sup>(25)</sup>. Moreover, the radio maps show an astonishing variability in less than a month, and a connection between the clump observed in 1996 by the GI2T, and the closer clump of the AO image observed 3 years later is suspected. However, to spatially constrain the clumps velocity and position, we need both radial and tangential information. SPIN should provide this complement and useful information on the size and content of the clumps.

Finally, SPIN possibilities on circular polarization are very attractive, but also difficult. Ap stars present both high magnetic field and high luminosity but their stellar surface has to be partially resolved which implies large baselines (contrary to Be stars where only the circumstellar environment is studied). Zeeman observational techniques suffer strongly from spatial cancellation over the stellar disk, and also from spectral cancellation as a result of the small amplitude of the Zeeman splitting. Both problems have been partially overcome using the Doppler effect (natural and polarized light) and the multiplexing of numerous lines (especially for late type stars) <sup>(26,27)</sup>. But it is still rather difficult to detect magnetic fields in hot stars, which exhibit strong radiative wind, and only few strong lines. Moreover, complex magnetic configurations still almost completely lack detection for all spectral types. SPIN would offer a unique way to combine direct spatial resolution and polarimetric observables, but remain limited by the high spectral resolution required for such a study. Nevertheless, the new optical transmissions, and the introduction of adaptive optics should decrease these limitations.

**Table 1.** Potential astrophysical targets for SPIN. See text for details.

Spectral Type	Polarization	Visibility	Fringes phase	Phenomenon
O, B, A supergiants <sup>1</sup>	linear	Yes	No	Thomson scattering
LBV	linear	Yes	Yes	Thomson scattering
Be stars	linear	Yes	Yes	Thomson scattering
Ap-Bp	circular	Yes <sup>2</sup>	Yes	Zeeman effect

<sup>1</sup>. Note the strong rotational oblateness expected for earliest types ( $\sim 5 - 10\%$ ).

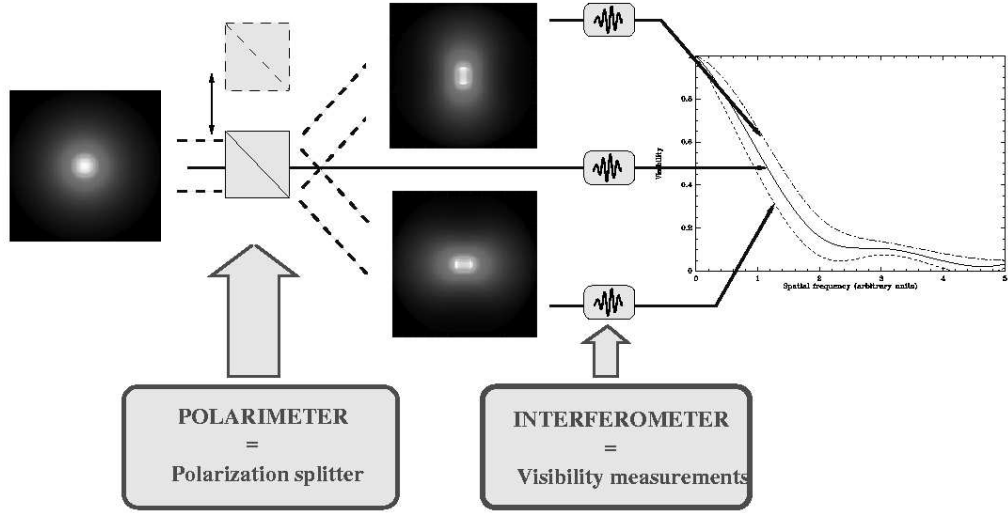
<sup>2</sup>. The visibility effect is weak for small baselines. The first zero has to be reached.

### 2.2. Observing Strategy

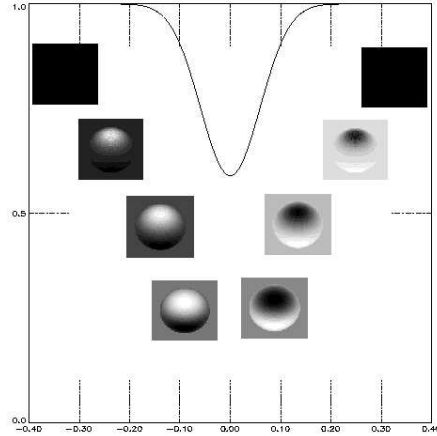
In principle there is no obstacle to equip the focal instrument of an interferometer (with or without spectral dispersion capability) by polarimetric optics. A simple polarization state analyzer using a Wollaston prism and quarter-wave plates at  $45^\circ$  can perfectly match the specifications for calibration and visibility determination in the different polarizations. In practice we record fringe patterns in circular and linear polarizations and we thus estimate complex visibilities for each of them. For each polarization, we can estimate by differential interferometry techniques (i.e. by cross-correlation between a broad continuum channel and a narrow spectral line channel for instance) a relative visibility modulus directly linked to the intensity distribution of the object on the sky and a relative visibility phase related to the photocenter angular position of the object. Figs. 1- 2 depict the principle of SPIN.

The difficulty of SPIN is due to the optical complexity of interferometers which demands numerous and stringent calibrations of internal polarization to attain the desired and unbiased accuracies for addressing the astrophysical key programs outlined in Sect. 2.1. Visibility accuracies of a few tenths of a percent are generally required to constrain magnetic field orientations or density and temperature distributions in scattering environments. Such accuracies are

#### IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)



**Figure 1.** Principle of polarimetric interferometry within the context of a scattering environment. Illustration is based on the numerical simulations of a scattering envelop where simple scattering is generated by electrons (left). Through the polarimeter, the envelop appears oblate (middle), which induces various visibilities measured by the interferometer (right). The “natural” visibility (i.e. without polarimeter) is also represented. It corresponds to the circular envelop at the left of the figure.



**Figure 2.** Principle of SPIN within the context of a magnetic field. Illustration is based on the numerical simulations of circularly polarized maps of an Ap star along an iron line ( $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ , spectral resolution  $\mathcal{R} = 60000$ , star inclination  $i = 60^\circ$ ). Placed after the polarimeter, the spectral resolution capability allows one to measure various visibilities versus wavelength. According to the magnetic field configuration, a phase effect (i.e. photocenter displacement) or a visibility modulus effect (i.e. diameter variation or limb-darkening modification) is detected. The former case is illustrated in this figure, the latter is best observed for a pole-on configuration.



## IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

already reached with single-mode instruments (such as FLUOR) and such performances are expected for the focal instrument AMBER of the VLTI <sup>(30)</sup>. Our previous numerical simulations have shown that fringe phase constitutes a powerful tool for detecting polarization effects provided that the phase accuracy attains a few tenths of a degree <sup>(20)</sup>. Phase accuracies below  $5^\circ$  have already been obtained with the old configuration of GI2T interferometer <sup>(3)</sup> and accuracies better than 1% are expected with GI2T/REGAIN and AMBER. This implies accurate calibrations of SPIN on calibrators which can be either a reference star that is unresolved at the angular resolutions achieved by the interferometer, or the observed object itself observed at a shorter baseline where it is unresolved. Moreover SPIN measurements in different polarization states should be sandwiched between interferometric data in natural light on the star itself, compared in turn to an unresolved calibrator, the process being repeated for each interferometric configuration <sup>(9)</sup>. This allows one to determine the visibility variations due to geometrical effects (flattened envelop for instance), to intensity effects (limb-darkening, patchy distribution due to peculiar chemical abundances) and to other unpolarized effects. Therefore, the SPIN technique also implies an important by-product of both intensity and geometric information of great interest.

### 2.3. Technical Requirements

The SPIN technique necessarily implies the use of a medium to high resolution spectrograph. For linear polarization, a resolution  $\mathcal{R}$  of 5000 is enough for any scientific purpose, but for the Zeeman effect studies, resolutions of 30000 in the visible and 10000 in the near-infrared are required. At the present, only the GI2T/REGAIN <sup>(14)</sup> is equipped with such a resolving power in the visible range and AMBER, which is primarily restricted to the near-infrared range (J, H and K bands), is foreseen with a spectrometric mode. As regards to polarimetric devices, only REGAIN on the GI2T includes such a facility. AMBER will initially be restricted to a linear polarizer <sup>(30)</sup>.

Decametric baselines are generally mandatory (for partially resolving Ap and Bp stars for instance), within the sensitivity limits of existing interferometers (GI2T for instance) and a fortiori with foreseen ones (VLTI). Moreover, three or more baselines appear to significantly improve the SPIN performances and efficiency by providing imaging capability and thus permitting one to avoid confusion between various magnetic field configurations for instance. This facility is currently available on two existing arrays, COAST <sup>(31)</sup> and NPOI <sup>(32)</sup>, and will be accessible with the future instruments such as the VLTI <sup>(33)</sup>, CHARA <sup>(34)</sup> or the GI3T.

As regards to the previous instrumental considerations and especially to the accuracy requirements, a Signal-to-Noise Ratio (SNR) analysis is very crucial. Considering the photon losses due to the polarimeter itself, the high spectral resolution and a requirement of  $\text{SNR} = 100$  can dramatically reduce the number of astrophysical targets available to SPIN on existing instruments (GI2T/REGAIN). Nevertheless, implementation of adaptive optics and operation of large telescopes would allow one to overcome these limitations as emphasized in Sect. 4.

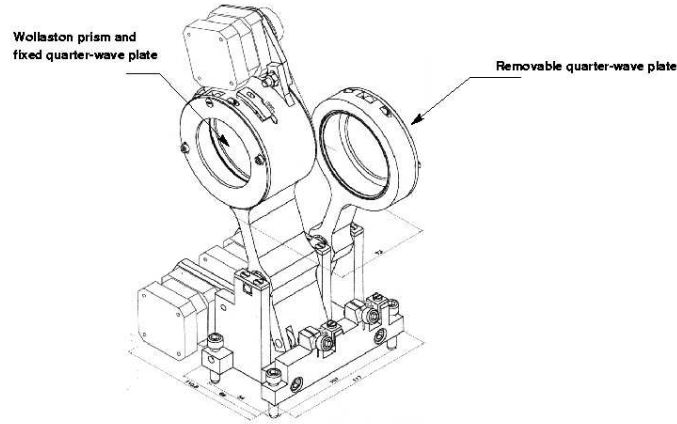
## 3. THE POLARIMETRIC MODE OF REGAIN

### 3.1. Instrument Design

The polarimetric mode of REGAIN includes (Fig. 3):

- a quartz Wollaston prism whose angular deviation equals  $0.37^\circ$  for analyzing and recording the linearly polarized components on the REGAIN detector. To decouple the visibility measurements from the detector response, polarization states are switched. The Wollaston prism can rotate up to  $180^\circ$  (this movement is motorized).
- an output quarter-wave plate oriented at  $45^\circ$  with respect to the Wollaston neutral axes and placed after the latter to optimize the global throughput of the interferometer (the grating of the following spectrograph polarizes the linearly polarized components). This fixed plate is made of quartz and remain achromatic from  $0.4 \mu\text{m}$  to  $0.7 \mu\text{m}$  (the phase shift throughout this spectral range does not exceed  $\pm 3\%$ ).
- an input quarter-wave plate oriented at  $45^\circ$  with respect to Wollaston neutral axes which can be inserted before the Wollaston prism for analyzing and recording the circularly polarized components on the REGAIN detector. This plate is identical to the previous one and can be inserted and removed thanks to a motorized movement.

## IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)



**Figure 3.** The mechanics of the polarimetric device of the GI2T/REGAIN interferometer.

This polarimetric mode can be inserted inside the REGAIN spectrograph and is removed (thanks to a motorization) for visibility measurements in polarized light. To record simultaneously the two images on the same detector, one has to reduce by a factor two the entrance slit, now 2.4" on the sky (4.8" in natural light observations). The data reduction procedure<sup>(35)</sup> could be applied separately on both images, for independant visibility measurements (amplitude and phase as a function of wavelenght) but also by cross correlating the images in both polarizations for differential measurements. In any case the data reduction procedure will take into account the observing procedure, that has been defined for calibration and astrophysical purposes. This procedure is a sequence of measurements in the different instrumental conditions:

- 1) natural light (without polarimeter device)
- 2) polarimeter at the 0 position, entrance  $\frac{\lambda}{4}$  plate out
- 3) polarimeter at the 0 position, entrance  $\frac{\lambda}{4}$  plate in
- 4) polarimeter at the 180 position, entrance  $\frac{\lambda}{4}$  plate in
- 5) polarimeter at the 180 position, entrance  $\frac{\lambda}{4}$  plate out
- 6) natural light
- 7) repeat the sequence from step 1

This sequence allows accurate calibration, as well as visibility measurement as a function of the different stokes parameters.

### 3.2. Status

This polarimetric mode of GI2T/REGAIN is foreseen to be commissioned at the Observatoire de la Côte d'Azur during Spring 2000. A dedicated photo-polarimetric lab testbench is under construction to accurately align, calibrate and test the polarimeter before its installation inside the REGAIN spectrograph.

### 3.3. Short Term Observing Program

First tests are planned to begin this year on well-know Ap and Be stars in the northern hemisphere ( $20^\circ < \delta < 70^\circ$ ). This observing program covers a large range of technical difficulties, beginning with the continuation of previous observations with medium spectral resolution and medium baselines to reach high spectral and spatial resolution for Ap stars.

Concerning Be stars, two particular orientations of the disk will be considered in order to avoid problems in interpreting the observations. Edge-on configurations offer several advantages. The projected structure is a line, which can be investigated by earth supersynthesis using the extended observational time coverage of the GI2T (4h). This orientation is also the most favourable for classical polarimeters as the assymetry is maximum. That is why the chosen target,  $\zeta$  Tau, is one of the best observed in polarimetry (with a polarization rate larger than 1.5%,

## IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

(<sup>36</sup>) and interferometry (<sup>3</sup>), but also the best theoretically modeled (<sup>37</sup>). Moreover, we already benefit from the precious information of the spatial orientation of the disk in the sky (<sup>2,3</sup>). The GI2T monitoring of the disk long-term variability will be continued with the advent of the polarimeter. Results obtained in natural light should be reinforced by the polarized addition of polarization information in incoming light. Pole-on configurations also appear very interesting because the presumed symmetry of the disk prevents one from observing a high net polarization level. Within this context, SPIN can provide substantial information, provided that the disk configuration is rather simple, e.g a circular disk or a presumed one-armed oscillation. It must be pointed out that the expected effects are comparable to the polarized limb-darkening of hot supergiants i.e. no phase shift (for a circular disk), but strong visibility ratio between two perpendicular directions of polarization. A phase effect should be the proof of a more complex geometry and could be followed in time.  $\eta$  Tau, is a bright candidate for such a study, and has already been observed by the Mark III interferometer (<sup>2</sup>).

As noted above, P Cygni continuously presents strong activity correlated to the recurrent mass-ejection of clumps. The scale of this activity and the optical and radio maps suggest that actually only the few closer clumps are responsible for the polarization variability. The GI2T single-baseline should be sufficient to monitor such activity without confusion between several interpretations. Nevertheless, this observational program has to be included in a large campaign on this intriguing star to provide a coherent wealth of information.

Some famous Ap stars are closer than 50 pc with expected angular sizes between 0.5 and 1.5 mas ( $2-4 R_{\odot}$ ). The spectrum of these hot stars presents numerous and somewhat blended metallic lines which have been extensively studied in polarized light. A spectropolarimetric atlas can help to carefully prepare the observations (<sup>38</sup>). At least four stars constitute a good sample of testing target. First,  $\beta$  CrB offers the best observing condition: a strong magnetic field, a small  $v \sin i$  ( $\leq 3$  km/s), and spectral stability of the iron lines which ensures a uniform abundance of this element over the stellar surface (Wade, private communication). Second, the star  $\alpha$  CVn, also strongly polarized exhibits a complex iron structure with a  $v \sin i \sim 20$  km/s. Finally,  $\epsilon$  UMa and  $\alpha$  And have large angular diameters, with patchy abundances but are marginally polarized. They represent good test for the influence of patchy distributions on interferometric observable, providing high quality information on the location of the chemical peculiarities. The priority for the interpretation is to determine the angle between the projected rotational axis and the North-South direction. Temporal monitoring of the star could bring some constraints, but can be rather difficult because of the long exposures required compared to the star rotation. For instance,  $\alpha$  CVn has long been known for its periodic fading, at 5.36627 day intervals, and  $\beta$  CrB exhibits a magnetic periodicity of 18.25 days.

**Table 2.** Short term observing program of the polarimetric mode of the GI2T/REGAIN.

Name	Spectral Type	$m_v$	Angular diameter <sup>1</sup>	Net polarization <sup>2</sup>	Sky situation	Comments
$\zeta$ Tau	B4IIIp	3	0.39/3.55 mas	strong	edge-on, $i \sim 75^\circ$ , $\phi = 58^\circ$	one-armed oscillation
$\eta$ Tau	B7IIIe	2.87	0.71/1.57 mas	weak	pole-on, $i \sim 20^\circ$	relatively unknown
P Cyg	B1Ia (LBV)	4.9	0.4/5.52 mas	medium	unknown	
$\beta$ CrB	F0p SrEuCr	3.9	1 mas	strong <sup>4</sup>	$v \sin i > 3$ km/s, $i \sim 25^\circ$	
$\alpha$ CVn	A0p EuSiCr	2.9	0.88 mas	strong	$v \sin i \sim 20$ km/s, $i \sim 55^\circ$	visual binary <sup>3</sup>
$\epsilon$ UMa	A0p HgMn	1.8	1.5 mas	weak	$v \sin i \sim 34$ km/s, $i \sim 55^\circ$	patchy abundances
$\theta$ Aur	A0p Si	2.6	0.7-1 mas	weak	$v \sin i \sim 50$ km/s, $i \sim 65^\circ$	patchy abundances

<sup>1</sup>. Photospheric diameter/ H $\alpha$  emission extension,

<sup>2</sup>. Polarisation rate integrated over all the stellar disk.

Strong : above 1%; medium : 0.1-1%; weak : below 0.1%

<sup>3</sup>. Visual magnitude of the companion:  $m_v = 5.94$ .

<sup>4</sup>. With a spectral resolution  $R > 30000$

### 4. PERSPECTIVES

In the near future, the SPIN efficiency will be greatly improved, with the introduction of adaptive optics, with the operation of arrays of numerous and large telescopes and with the increasing length of baselines. Indeed, at the same time, the angular resolution, the sensitivity and the number of simultaneous visibility measurements (modulus and phase) will be significantly increased. In addition, an increase of the measurement accuracy (first by carefully designing the instrumentation for reducing instrumental biases, then by accurately calibrating the residual ones) will also allow one to contemplate ambitious scientific programs. Magnetism could be so investigated for objects throughout the HR diagram, SPIN allowing to first (partially) resolve, then image, magnetic structures. For instance, such structures on He strong stars where a magnetic field dominates the circumstellar environment and where van Allen type belts are created by its interaction with the radiative wind could be observed by SPIN with small baselines and even in natural light. By the same way, associated with imaging capabilities, SPIN would constitute a powerful tool for studying spots, flares, winds and other process related to mass-ejection or/and magnetic activity.

Nevertheless, to reach this ultimate potential, developments for data processing and interpretation are mandatory. As regards to the former point, we expect to clearly define how decouple SPIN data from instrumental polarization effects and to specify the requirements of future instrumentation in terms of instrumental polarization. Note that this requirement is common to any interferometric mode since instrumental polarization would bias even “classical” observations (i.e. without polarimetric mode). Concerning SPIN interpretation, theoretical astrophysical models adapted to SPIN techniques have to be developed. At present, we are collaborating with G. Mathys (European Southern Observatory), C. Stehlé (Observatoire de Paris) and T. Lanz (Goddard, NASA) for providing models of Ap stars more consistent than our analytical model<sup>(29)</sup>. In particular, Doppler and blend effects (that are frequent for these stars) are included in the simulations and several spectral lines are investigated.

Finally it must be emphasized that SPIN observations will greatly benefit, at least for the very first observations, to be accompanied by more classical and mature techniques like Zeeman-Doppler Imaging (for magnetism studies) and classical spectro-polarimetry to provide complementary information. Starting with well-known stars must be the departure point of SPIN with the hope that sooner or later stellar surfaces and environments will be truly imaged by arrays of optical telescopes. It must be pointed out that some of the ZDI procedures using multiplexing of many lines should be used, under similar assumptions (on line saturation or invariance of the local profile for instance). ZDI experience on maximum-entropy reconstruction should also be very useful.

### ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge G. Mathys, C. Stehlé, G. Wade for stimulating discussions and specially prof. A. Moffat for an exhaustive review of the original manuscript. O. Chesneau acknowledges financial aid from the French Ministry of Foreign affairs and Ministry of Research. These works are funded by the French “Action Spécifique de Physique Stellaire”.

### REFERENCES

1. P. Stee and F. X. de Araujo, “Gamma cassiopeiae revisited by spectrally resolved interferometry,” *A&A* **300**, p. 219, 1995.
2. A. Quirrenbach, K. S. Bjorkman, J. E. Bjorkman, C. A. Hummel, D. F. Buscher, J. T. Armstrong, D. Mozurkewich, I. Elias, N. M., and B. L. Babler, “Constraints on the geometry of circumstellar envelopes: Optical interferometric and spectropolarimetric observations of seven be stars,” *ApJ* **479**, p. 477, 1997.
3. F. Vakili, D. Mourard, P. Stee, D. Bonneau, P. Berio, O. Chesneau, N. Thureau, and F. Morand, “Evidence of one-armed oscillations in the equatorial disk of  $\zeta$ tau from gi2t spectrally resolved interferometry,” *A&A* **335**, 1997.
4. P. Berio, P. Stee, F. Vakili, D. Bonneau, O. Chesneau, N. Thureau, D. L. Mignant, and R. Hirata, “Interferometric insight into  $\gamma$  cass long-term variability,” *A&A* **345**, p. 203, 1999.
5. P. Harmanec, F. Morand, D. Bonneau, Y. Jiang, S. Yang, E. F. Guinan, D. S. Hall, D. Mourard, P. Hadrava, H. Bozic, C. Sterken, I. Tallon-Bosc, G. A. H. Walker, G. PMcCook, F. Vakili, P. Stee, and J. M. LeContel, “Jet-like structure in  $\beta$  lyrae: Results of optical interferometry, spectroscopy and photometry,” *A&A* **312**, pp. 879–896, 1996.

#### IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrique (SPIN)

6. F. Vakili, D. Mourard, D. Bonneau, F. Morand, and P. Stee, "Subtle structures in the wind of p cygni," *A&A* **323**, 1997.
7. R. H. Brown, J. Davis, and L. Allen, "An attempt to detect a corona around  $\beta$  orionis with an intensity interferometer using linearly polarized light," *MNRAS* **168**, p. 93, 1974.
8. F. Vakili, "Study of stellar polarization with the cerga interferometer," *A&A* **101**, 1981.
9. K. Rousselet-Perraut, F. Vakili, D. Mourard, F. Morand, D. Bonneau, and P. Stee, "An attempt to detect polarization effects in the envelope of gamma cassiopeiae with the gi2t interferometer," *A&A Sup Ser* **123**, p. 173, 1997.
10. K. Rousselet-Perraut, F. Vakili, and D. Mourard, "Polarization effects in stellar interferometry," *Optical Engineering* **35** (10), p. 2943, 1997.
11. D. Mourard, I. Tallon-Bosc, and F. Rigal, "Estimation of visibility amplitude by optical long-baseline michelson interferometry with large apertures," *A&A* **18**, pp. 675-682, 1994.
12. P. Berio, D. Mourard, D. Bonneau, O. Chesneau, P. Stee, N. Thureau, F. Vakili, and J. Borgnino, "Spectrally resolved michelson stellar interferometry. i. exact formalism in the multispeckle mode," *OSAJ* **16**, p. 872, 1999.
13. P. Berio, F. Vakili, D. Mourard, and D. Bonneau, "Removing the photon-centroiding hole in optical stellar interferometry," *A&A Sup Ser* **1295**, p. 609, 1998.
14. D. Mourard and D. Bonneau and R. Dalla and A. Glentzlin and G. Merlin and M. Pierron and N. Thureau and L. Abe and A. Blazit and O. Chesneau and P. Stee and S. Ragland and F. Vakili and C. Verinaud, "The gi2t/regain interferometer," in *Astronomical Interferometry*, SPIE, 2000.
15. D. Sam and I. Jonhson, "On the possibility to detect photospheric polarization with an interferometer," *MNRAS* **168**, p. 463, 1974.
16. J. Cassinelli and N. Hoffman, "The effect of linearly polarized light from extended stellar atmospheres on interferometer response functions," *MNRAS* **173**, p. 789, 1975.
17. S. Chandrasekar, "On the radiative equilibrium of a stellar atmosphere," *ApJ* **173**, p. 789, 1947.
18. K. Rousselet-Perraut, "Can interfero-polarimetry constrain extended atmospheres' models?," *A&A Sup Ser* **131**, p. 361, 1998.
19. A. T. Okazaki, "Long-term v/r variations of be stars due to global one-armed oscillations of equatorial disks," *PASJ* **43**, p. 750, 1991.
20. Poeckert, R., P. Bastien, and J. D. Landstreet, "Intrinsic polarization of be stars," *AJ* **84**, p. 812, 1979.
21. R. Poeckert and J. Marlborough, "A model for gamma cassiopeiae," *ApJ* **220**, p. 940, 1978.
22. A. Nota, M. Livio, M. Clampin, and R. Schulte-Ladbeck, "Nebulae around luminous blue variables: A unified picture," *ApJ* **448**, p. 788, 1995.
23. M. Taylor, K. H. Nordsieck, R. E. Schulte-Ladbeck, and K. S. Bjorkman, "A study of the asymmetric wind of p cygni," *AJ* **102**, p. 1197, 1991.
24. C. J. Skinner, K. M. Exter, M. J. Barlow, R. J. Davis, and M. F. Bode, "A compact, variable radio nebula around p cygni," *MNRAS* **288**, p. 7, 1997.
25. O. Chesneau, M. Roche, A. Boccaletti, L. Abe, C. Moutou, F. Charbonnier, C. Aime, H. Lanteri, and F. Vakili, "Adaptive optics of p cygni in h $\alpha$ ," *A&A submitted*, 2000.
26. M. Semel, "Zeeman-doppler imaging of active stars. i - basic principles," *A&A* **225**, p. 456, 1989.
27. J.-F. Donati, M. Semel, and F. Praderie, "Zeeman-doppler imaging of active stars. ii - numerical simulation and first observational results," *A&A* **225**, p. 467, 1989.
28. R. Petrov and F. Malbet and A. Richichi and K.H. Hofmann et al, "Amber: the near-ir focal instrument for the vlti," SPIE, 2000.
29. K. Rousselet-Perraut, O. Chesneau, P. Berio, and F. Vakili, "Spectro-polarimetric interferometry (spin) of magnetic stars," *A&A* **354**, p. 595, 2000.
30. J. E. Baldwin, M. G. Beckett, and R. C. B. et al, "The first images from an optical aperture synthesis array: mapping of capella with coast at two epochs," *A&A* **306**, p. 13, 1996.
31. J. A. Benson, D. J. Hutter, N. M. Elias, and et al and, "Multichannel optical aperture synthesis imaging of lambda1 ursae majoris with the navy prototype optical interferometer," *AJ* **114**, p. 1221, 1997.
32. J. Mariotti, C. Denise, D. F., M. Ferrari, A. G. B. Koehler, S. Leveque, F. Paresce, M. Schoeller, M. Tarenghi, and M. Verola, "Vlti program: a status report," vol. 3350, SPIE, 1998.

#### IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique (SPIN)

33. H. McAlister, W. Bagnuolo, T. Brummelaar, W. I. Hartkopf, M.A.Shure, L. Sturmann, N.H.Turner, and S. Ridgway, "Progress on the chara array," vol. 3350, SPIE, 1998.
34. G. Merlin and J.M. Clausse and R. Dalla and M. Dugué and L. Koechlin and M. Pierron and D. Mourard, "Gi2t/regain control system and data reduction package," in *Astronomical Interferometry*, SPIE, 2000.
35. K. S. Bjorkman, M. A. Nook, K. H. Nordsiek, M. R. Meade, C. M. Anderson, B. Babler, C. W. Lee, A. J. MacDonald, A. M. Magalhaes, R. E. Schulte-Ladbeck, S. Spevacek, K. H. Strobel, M. J. Taylor, G. Teide, and M. J. Wolff, "Spectropolarimetric observations of zeta tau.," *BAAS* **22**, p. 857, 1990.
36. J. B. K. Wood, K.S. Bjorkman, "Deriving the geometry of be star circumstellar envelopes from continuum spectropolarimetry. i. the case of zeta tauri," *ApJ* **477**, 1997.
37. G.A.Wade, "An atlas of zeeman polarisation in the spectrum of beta coronae borealis," *APN* **32**, 1999.

## 5 SPIN et magnétisme stellaire

### 5.1 Introduction

Je traite dans ce chapitre de l'application particulière de la technique SPIN à l'étude du magnétisme stellaire. Ce travail a été mené en collaboration avec Karine Rousselet-Perraut et Philippe Bério sur une proposition de Farrokh Vakili (1981). Je développe les travaux effectués et les conclusions, parues dans *Astronomy and Astrophysics* seront détaillées et mises en relation avec les possibilités techniques du GI2T. Les résultats numériques sont présentés dans l'article à la fin du chapitre, et je ne rappelle ici que les grandes lignes du travail accompli. J'insisterai particulièrement sur l'aspect expérimental et observationnel qui n'a pas été abordé dans l'article, à savoir la détermination des bruits et biais de mesures, la détection du signal ainsi que les perspectives de la technique.

On a vu au chapitre 3 que l'effet Zeeman est un phénomène fondamentalement difficile à observer. L'inconvénient majeur de toutes les techniques d'analyse présentées alors réside dans leurs difficultés à caractériser et détecter des champs magnétiques stellaires complexes lorsque les observables restent des quantités intégrées sur la totalité du disque (fig. 46).

Il existe un effet de sélection de toute ces techniques qui ne peuvent détecter toutes configurations symétriques du champ magnétique. Nous verrons par la suite que l'observable SPIN est, lui aussi, soumis à des effets de sélection, mais qui sont différents des techniques de détection sans résolution spatiale, et constituent donc un apport d'information complémentaire très intéressant.

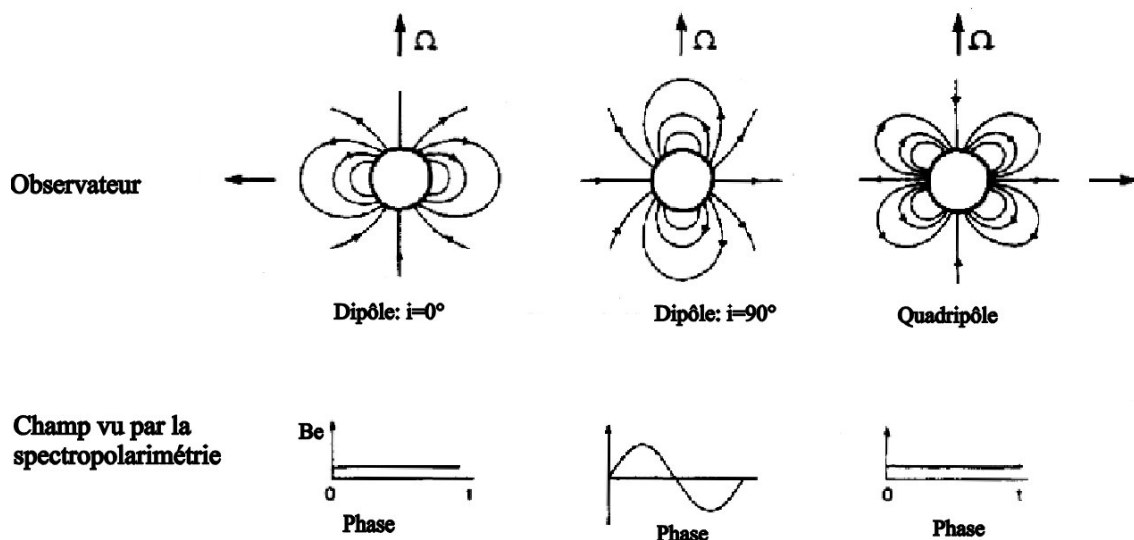


Figure 46. Effet de l'intégration de l'observable polarimétrique en fonction de l'évolution temporelle (Barker, 1981). Ce schéma illustre les situations où un champ magnétique, même important, peut ne pas être détecté en l'absence de résolution spatiale.

## 5.2 *Signal attendu pour un champ magnétique global: approche qualitative*

Au cours de cette étude, la simulation d'un champ magnétique global et simple (dipôle, quadripôle) offrait plusieurs avantages:

- Une paramétrisation simple où l'effet des différents facteurs, géométriques ou intrinsèques au champ sont facilement isolables,
- Une relative fidélité au réel en ce qui concerne les étoiles Ap fortement magnétiques et ainsi la possibilité d'accès à une grande quantité d'information provenant des techniques spectropolarimétriques pour contraindre les possibilités de la technique SPIN.

Par la suite, je vais développer plus profondément l'approche qualitative pour bien établir le comportement des observables pour différentes distributions de lumière polarisée. La partie quantitative sera succincte, car présentée dans l'article. Elle est encore sujette à évolution car doit être enrichie par des observations expérimentales.

Soit  $I(\vec{x})$  le paramètre de Stokes représentant la lumière naturelle émise localement par le disque apparent de l'étoile et  $V(\vec{x})$ , le paramètre de Stokes représentant le flux polarisé circulairement.

Le champ magnétique local  $B(\vec{x})$  se décompose en champ longitudinal  $B_l(\vec{x})$ , sur la direction de la ligne de visée, et champ transversal  $B_t(\vec{x})$ , sur le plan du ciel. Chaque profil local va subir l'effet Zeeman selon sa sensibilité et présenter une polarisation caractéristique.

Comme la direction et l'intensité du champ dipolaire varient, les composantes vont s'élargir et, si l'intensité du champ est faible, se mélanger, réduisant d'autant le taux de polarisation net par intervalle spectral. Ainsi, on obtient une distribution locale de la polarisation linéaire et circulaire sur le disque, qui dépend de la direction et de l'intensité du champ local. Comme la séparation entre les composantes  $\pi$  et  $\sigma$  est faible, cette distribution sera très dépendante de la position et de la taille de l'intervalle spectral considéré.

Le but est une modélisation quantitative de ces cartes à partir d'une paramétrisation simple du problème, et la détermination des capacités de détection de ce signal, par une simulation réaliste d'un interféromètre.

La figure 47 illustre les configurations géométriques des polarisations linéaires et circulaires émises par un champ magnétique dipolaire, dans le cas d'un champ fort, et/ou d'une grande résolution spectrale, c'est à dire dans le cas où les composantes  $\pi$  et  $\sigma$  ne se mélangent pas.

Au vu de la géométrie particulière de la modulation par le flux polarisé, on peut s'attendre à:

1. une variation du "diamètre équivalent" mesuré en polarisation circulaire,
2. d'importants effets de déplacement de photocentre en polarisation circulaire,
3. peu de modulation cohérente de la distribution de lumière polarisée à grande échelle, et peu de déplacement de photocentre en polarisation linéaire.

### 5.2.1 Visibilité en polarisation circulaire

Nous avons vu que la visibilité (en module) est un estimateur quadratique de la distribution de lumière sur le disque. On peut voir sur la figure que la distribution de polarisation circulaire, est particulièrement simple et cohérente. Cela est particulièrement vrai pour le cas de la configuration vue du pôle ( $i=0^\circ$ ), dont la modulation donne un effet similaire à un assombrissement centre-bord. L'interféromètre est particulièrement sensible à cet effet, qui sera interprété comme une différence de diamètre équivalent de l'étoile entre les deux polarisations. La modulation induite est centro-symétrique, elle accentue l'assombrissement centre-bord dans une polarisation, et l'atténue dans l'autre.



Par contre, la configuration du dipôle vu de l'équateur est beaucoup moins favorable car elle n'est pas centro-symétrique. Dans cette configuration, le module de la transformée de Fourier entre les deux polarisations est absolument identique, seule l'information de phase permet de différencier l'une de l'autre. La technique d'Interférométrie Différentielle peut détecter une différence de visibilité entre le continu (disque assombris), et un canal spectral centré sur une aile de la raie (continu plus modulation du à la polarisation). Néanmoins, il faut s'attendre a-priori que cette variation de visibilité soit très faible, car l'intensité du champ longitudinal est plus faible dans la configuration équatoriale que polaire.

### 5.2.2 Déplacement de photocentre en polarisation circulaire

L'information de phase est vraiment complémentaire de la précédente, et cela est particulièrement vrai dans le cas d'un dipôle. Celle-ci est sensible à tout déplacement du photocentre intégré, et donc insensible à toutes configurations centro-symétriques pour lesquelles la réponse de la visibilité est maximum.

De plus cette mesure dépend linéairement du flux de photons, ce qui compense en partie la baisse du champ longitudinal dans la configuration équatoriale. On peut donc s'attendre à un fort effet pour les configurations équatoriales ( $i=90^\circ$ ), et ce *même si dans ce cas le taux intégré de polarisation est nul*.

De plus, le signal de phase est inversé entre les deux polarisations, alors qu'on a vu que la visibilité est inchangée. Cela constitue une signature sans ambiguïté d'un champ magnétique.

### 5.2.3 Cas de la polarisation linéaire

Le signal en polarisation linéaire à toutes les chances d'être très faible.

D'un part, ce signal est plus difficile à détecter car il nécessite une plus grande résolution spectrale pour séparer les trois composantes qui présentent toutes une polarisation linéaire, et donc une plus grande sensibilité.

Dans le cas de SPIN, on peut s'attendre en plus à un signal interférométrique faible pour des raisons purement géométriques, c'est à dire en raison de la distribution même de la lumière polarisée linéairement. En effet, la plupart des configurations sont très centro-symétrique, ce qui limite fortement le signal de phase. De plus, la distribution plus complexe, et le signal plus faible vont très sévèrement limiter la détection par le module de la visibilité. Les deux observables sont donc peu sensibles à cette polarisation.

La technique SPIN aura donc des difficultés à détecter un signal Zeeman en polarisation linéaire.

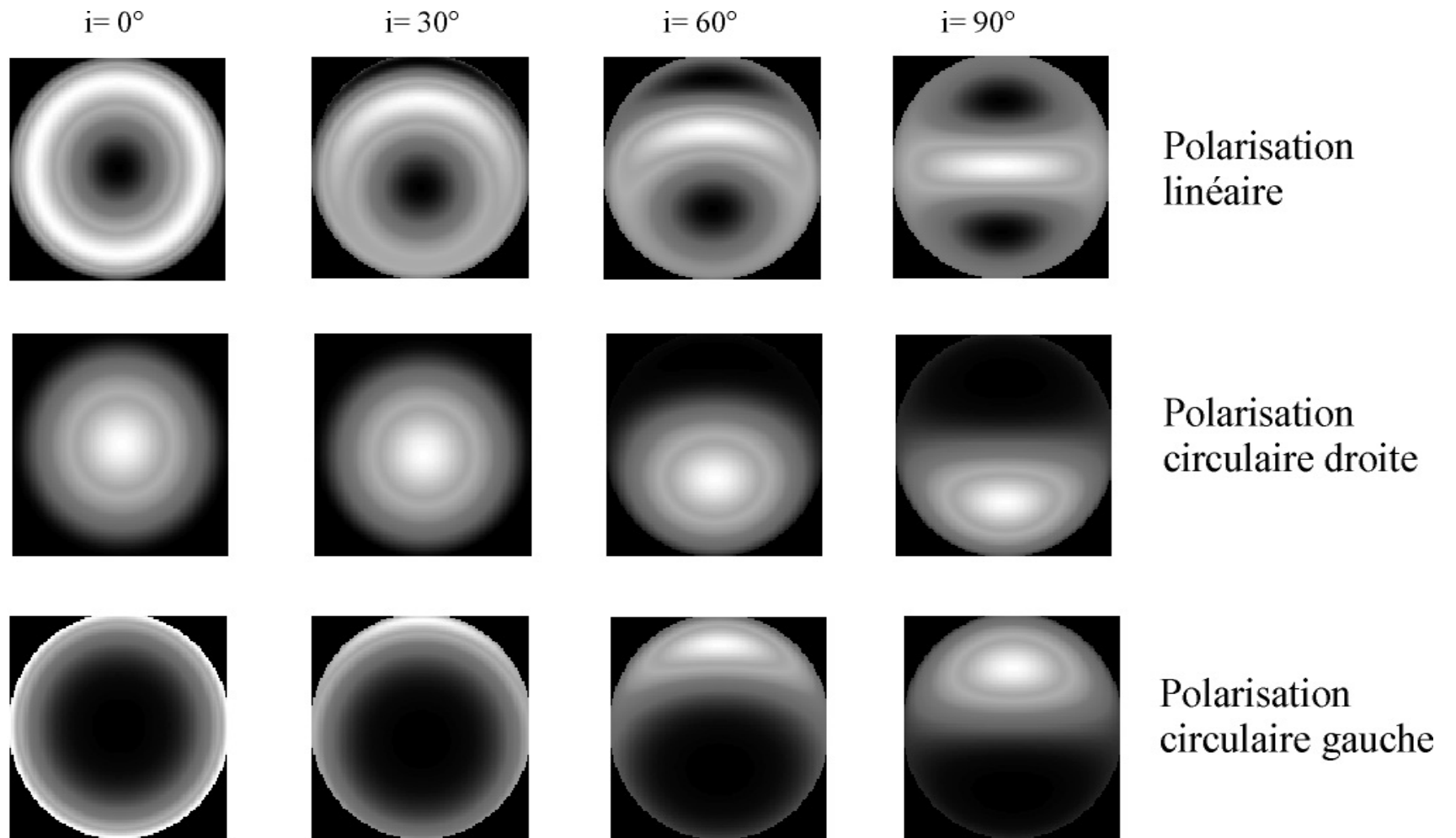


Figure 47. Différentes configurations géométriques des polarisation linéaire et circulaire émises par un champ magnétique dipolaire. Les taux de polarisation sont directement proportionnels au module des champs transversal et longitudinal, tandis que le signe de la polarisation est liée à la direction des composantes du champ. Dans la figure, une seule polarisation linéaire est reportée.

### 5.3 Modélisation numérique

Il fallait une confirmation quantitative à ces trois hypothèses, c'est pourquoi une simulation numérique a été développée. Il est nécessaire de préciser que la distribution de l'émission joue un rôle fondamental dans la mesure interférométrique, et donc que le signal modélisé sera moins sensible au raffinement apporté à la modélisation du profil local de la raie, tant en lumière naturelle que polarisée par rapport à la qualité de la modélisation spatiale sur laquelle a porté nos efforts. Cela élargit la portée et la validité de notre travail numérique qui est essentiellement basée sur une modélisation géométrique des distributions de lumière polarisée.

La modélisation est effectuée par un programme développé en C, en utilisant la librairie GNU/FFTW pour la Transformée de Fourier (TF, <http://www.fftw.org>, logiciel libre). Le programme fournit des cartes d'intensité pour différents canaux spectraux ainsi que la transformée de Fourier à deux dimensions de ces cartes pour obtenir la phase et le module de la visibilité. Une transformée de Fourier à deux dimensions n'est a priori pas nécessaire, la transformée de Fourier de l'intégrale de la distribution de flux dans la direction de la base étant beaucoup plus rapide à calculer. Cependant, afin de tenir compte de la variation de la base projetée au cours du temps et pour une plus grande souplesse d'utilisation, nous avons décidé de calculer des cartes de visibilité (complexe) à deux dimensions. De plus, si dans l'article seul le cas à deux télescopes a été essentiellement envisagé, le programme reste utilisable pour un nombre plus grand de bases.

La précision de la modélisation a été testée à plusieurs niveaux. La source la plus importante de bruit numérique est celle liée à la qualité et la résolution numérique de la transformée de Fourier. Elle a été testée par comparaison de la visibilité numérique sans effet de polarisation d'un disque uniforme avec la visibilité théorique<sup>30</sup>. Pour l'article, le diamètre de l'étoile équivaut à 100 pixels, et le tableau dans lequel s'effectue la TF est de 2048x2048.

Un système de batch en PV-Wave (langage équivalent à IDL) permet de lancer le programme pour différents types d'étude: rotation, étude en longueur d'onde, étude de l'intensité du champ magnétique...

De même, un système de mesure et visualisation des résultats du programme en C a été développé en PV-W. Il est chargé de la mesure de la phase et de la visibilité pour différentes directions et longueurs de base et de la visualisation des cartes d'intensité.

Les paramètres du programme sont présentés dans le tableau suivant:

Paramètres géométriques	Position ( $\alpha$ , $\delta$ ), rayon $R_*$ , inclinaison $i$ , phase rotationnelle $\omega$
Paramètres du champ	Type (dipole, quadri. octu.), intensité au pôle $B_{pol}$ , obliquité $\beta$
Profil local	Largeur equiv., amortissement, $T_{eff}$ , assombrissement centre-bord
Interféromètre	Base $\vec{B}$ , résolution spectrale $R$ , canal spectral d'étude

Tous les modules de ce programme permettent une simulation semi-quantitative du signal reçu par un récepteur parfait. Afin de préciser les conditions d'observation (magnitudes limites, bruits..), une étude grossière basée sur un simulateur du GI2T développé par Philippe Berio a été conduite. Ce simulateur est actuellement raffiné, et c'est sur lui que porte maintenant une partie de nos efforts (voir section perspective).

<sup>30</sup> Afin de disposer d'une résolution suffisante dans l'espace de Fourier, l'image doit être "diluée" dans un tableau plus important. Le temps de calcul détermine ensuite le choix des paramètres.

### 5.3.1 Détection du champ magnétique

Le but principal de cette simulation était de voir si le signal de modulation de la lumière naturelle par la lumière polarisée,  $V(I \pm V, \lambda)$  et  $\phi(I \pm V, \lambda)$ , était théoriquement suffisant pour être détectable par un interféromètre.

Tout d'abord, il faut noter que le comportement du signal est tout à fait conforme à ce qui a été présenté dans la section "approche qualitative". La modélisation confirme, en outre, que la mesure en polarisation linéaire est définitivement hors de portée des sensibilités des interféromètres existants. La résolution spectrale requise est supérieure à 60000, ou à résolution  $R=30000$ , la sensibilité tant en phase qu'en visibilité doit être inférieure à 0.1%, ce qui est inenvisageable compte-tenu des performances des interféromètres existants et en construction pour une telle résolution spectrale.

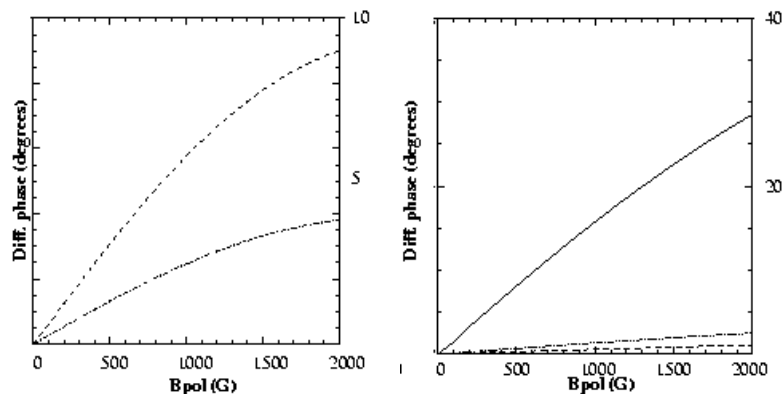


Figure 48. Effet de phase entre le continu et un canal pour un dipôle vu de l'équateur, avec résolution spectrale  $R=60000$  (à gauche), et  $R=30000$  (à droite), pour des bases de 200 m (trait plein), 100m (pointillés) et 50 m (point-tiret). L'étoile est totalement résolue pour une base de 215m.

En ce qui concerne la polarisation circulaire, la réponse est nuancée. Comme il a été dit au chapitre 4, la mesure du contraste des franges est liée par un estimateur quadratique au module de la transformée de Fourier. L'effet escompté dépend de manière cruciale de la longueur de base, donc de la résolution spatiale et de la résolution spectrale. En effet, le taux local de polarisation peut atteindre 30%, si on étudie des cartes d'intensité avec  $R=60000$  pour un champ conséquent de 5kG. Ce taux chute à environ 10% pour une résolution d'environ 30000, pour un même champ.

Pour détecter un fort champ<sup>31</sup> ( $gB_{\text{pol}}=2000\text{G}$ ) au moyen de l'observable de visibilité seul (contraste des franges), , avec une résolution spectrale  $R=30000$  et une sensibilité sur l'estimateur de 1%, une base minimum 100 m est nécessaire pour les Ap les plus proches (diamètre angulaire de l'ordre de 1 mas). Ce résultat, basé de plus sur la configuration la plus favorable, c'est à dire, un champ vu du pôle, montre que l'utilisation de cet observable pour la technique SPIN ne s'adresse qu'aux interféromètres à base supérieure à 100m.

Il faut être très prudent lors de l'interprétation des courbes de phases. Dans la figure 48, on peut voir que l'effet de phase peut être très augmenté si l'objet est quasiment résolu. Il atteint près de  $30^\circ$  pour une base de 200 m, avec  $R=30000$ . Ce gain en signal est théorique, car si l'amplitude du déplacement des franges est grande, les franges elles-mêmes ne sont quasiment plus visibles car le contraste des franges est proche de 0. La conclusion est que dans ce contexte la recherche de champ magnétique par technique SPIN concerne seulement des

<sup>31</sup> Il est je crois nécessaire de préciser que je parle ici de champ *polaire* et de nombreuses Ap possèdent un champ entre 3kG et 6 kG (Wade et al. 1997), et parfois beaucoup plus.

## VI. Conclusion

interféromètres à grande base dont la sensibilité est très grande, c'est-à-dire présentant les plus grandes surfaces collectrices.

Il n'en demeure pas moins que pour une base entre 100 et 150m, un champ polaire de l'ordre de 2000 G est détectable aisément.

La simulation concernait un champ dipolaire, et il est certain que pour des champs plus complexes, ou des champs locaux, cette exigence de résolution spatiale est renforcée.

Le signal de phase, plus sensible, est très prometteur, car un champ dipolaire est susceptible d'engendrer des déplacements de photocentre détectables pour des bases supérieures à 50m.

Dans le cas d'un interféromètre, il faut que la base soit parallèle à l'axe du champ magnétique pour obtenir un signal maximum. Dans le cas le plus favorable, un champ dipolaire vu de l'équateur, des limites à 200 G sont possibles.

Ainsi, la détection de faible champ est accessible à la technique SPIN, dans les limites de notre étude, c'est-à-dire pour une étoile présentant une faible vitesse de rotation. Elle est basée entièrement sur la détection d'un effet de phase anti-corrélé entre les deux polarisations circulaires.

Les conclusions de l'étude sont les suivantes:

- La détectivité du champ magnétique est très liée à la résolution spatiale. SPIN devient supérieure à la spectroscopolarimétrie, même avec un plus mauvais SNR, dès que l'étoile commence à être résolue,
- La détectivité est très dépendante de la configuration spatiale de la source, la meilleure configuration étant le dipôle vu de côté contrairement aux techniques polarimétriques classiques.

### 5.3.2 Effet de rotation stellaire

La variabilité du signal au cours de la rotation stellaire est le garant d'une détection par SPIN (voir fig. 50). Il constituera le premier test observationnel en cas de détection. Le revers de la médaille est que cela limitera d'autant la durée d'accumulation des courtes poses pour obtenir le signal.

Il est nécessaire de noter toutefois que le temps de pose est déjà fortement limité par la rotation de la base sur le ciel. La rotation stellaire limitera la possibilité de combiner les données d'une nuit à la suivante. La rotation des étoiles Ap est variable d'une étoile à l'autre, de l'ordre de quelques jours à des années voire des décennies (Stepien, 1998). Les étoiles à courtes périodes engendrent une variation du signal caractéristique en un court laps de temps et permet donc une contrainte des paramètres magnétiques importantes, tandis que les lentes variations sont favorables à une intégration importante du signal et donc un SNR supérieur pour une configuration spatiale donnée.

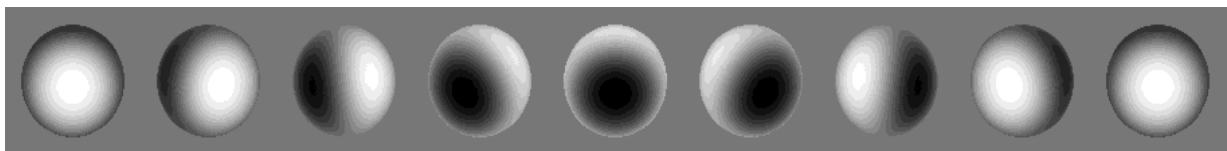


Figure 49. Simulation des phases de  $\alpha$  CVn, avec comme paramètres géométriques  $i=60^\circ$ ,  $\beta \sim 100^\circ$  (polarisation circulaire). La période de rotation de l'étoile est de 5.47 jours (Landstreet, 1980).

## VI. Conclusion

Précisons que la courbe temporelle du signal interférométrique est une contrainte forte sur le modèle dipolaire, et permettra de contraindre tout écart à ce modèle comme cela est fait depuis longtemps en spectropolarimétrie, pour détecter des géométries plus complexes.

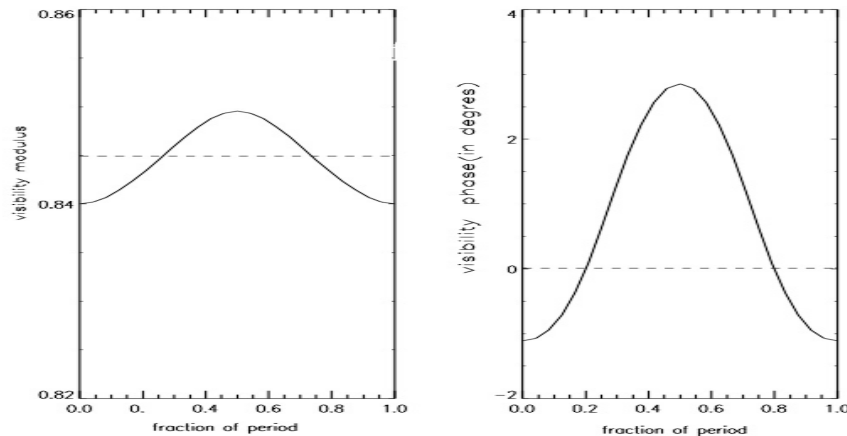


Figure 50. Evolution de la visibilité et de la phase pour  $\alpha$  CVn, observée à  $R=30000$  pour une base de 50m. Le diamètre angulaire de l'étoile est 0.87 mas (Shallis et al, 1985), et son champ polaire est d'environ 5 kG (Landstreet, 1980).

### 5.3.3 Conclusions de l'étude théorique

Le but de ce travail théorique était de cerner les potentialités et les limites de la technique SPIN à l'étude des champs magnétiques. Notre étude a permis de fixer certains points:

1. Il est possible de gérer et de calibrer un interféromètre pour qu'il soit en mesure de détecter l'effet Zeeman sur une raie simple. Le signal polarisé d'une étoile magnétique est détectable avec les moyens actuels par Interférométrie Différentielle avec l'observable de phase, plus difficilement en visibilité. Cependant, le processus de calibration, comme c'est toujours le cas en polarimétrie est délicat à mettre en œuvre, et ce d'autant plus que les sources de variabilité et de contamination du signal interférométriques sont nombreuses: rotation, binarité...
2. La technique SPIN constitue un outil de détection des champs magnétique d'une grande sensibilité. Cette sensibilité dépend de la résolution spectrale et spatiale de l'interféromètre et aussi grandement de l'intensité et de la distribution de lumière polarisée sur l'objet.
3. SPIN est le plus sensible aux configurations **antisymétriques** de polarisation (dipôle, quadripôle vus de côté, ...) à l'opposé des méthodes classiques généralement sensibles aux configurations qui maximisent le taux intégré de polarisation. Cette sensibilité est directement liée à l'observation de l'effet de phase, tandis que le signal de visibilité est plus beaucoup moins sensible.

Toute l'étude a été faite sur une étoile sans rotation, et la rotation peut grandement diluer le signal polarisé, tout comme en spectroscopie. Dans le chapitre précédent, on a vu que la rotation produit son propre signal de phase, lui aussi en forme de "S", et c'est donc une modulation de cette forme qu'il faut détecter et non pas un signal Zeeman seul. Cela risque de compliquer l'extraction de l'information polarisée.

En conclusion, la technique SPIN est en mesure d'apporter une information inédite et complémentaire avec la spectropolarimétrie que pour le cas d'objets qui sont assez bien résolus par l'interféromètre. De plus, son "spectre de détection", à savoir le nombre de configuration spatiale du champ détectable par l'interféromètre est accru par rapport à un spectropolarimètre, le cas d'un dipôle vu de l'équateur étant le plus significatif.

### 5.4 Programmes d'observation au GI2T

La première étape de validation de la méthode SPIN sera de prouver par des observations avec le GI2T la faisabilité de la méthode. Le signal escompté et la nature des pour cette observation (grande base, grande résolution spectrale, grande sensibilité) place cette expérience dans les limites des possibilités du GI2T (base de 50m, résolution spectrale  $R=30000$ , transmission totale en mode polarimétrique de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-4}$ ). La conséquence est que seule l'information de la phase des franges est en mesure de détecter le champ magnétique, l'estimateur de visibilité classique étant trop peu sensible. Comme les performances en terme de bruit et de sensibilité du GI2T ne sont pas établies, je vais développer le programme d'observation

Une telle observation est dans ces conditions très difficile, et il faudra accumuler des observations sur plusieurs heures, sinon plusieurs jours. Une solution serait une méthode de détection utilisant toutes les raies mais nous verrons que cette option reste très limitée compte tenu de la largeur de la bande spectrale disponibles à grande résolution ( $\sim 67 \text{ \AA}$ ).

Je vais tout d'abord présenter le type spectral Ap, qui constitue l'objectif privilégié pour les observations du GI2T en terme de proximité, diamètre angulaire, luminosité, et intensité du champ magnétique.

#### 5.4.1 Les étoiles Ap et Bp

##### 5.4.1.1 Présentation du type spectral

Les Ap et Bp sont les seules étoiles de la séquence principale qui montrent un fort champ magnétique structuré, détectable de manière directe par effet Zeeman. Ce champ présente une remarquable stabilité temporelle, bien au-delà de la période de rotation. On admet généralement qu'un tel champ structuré résulte d'un champ fossile conservé depuis la formation de l'astre, alors que l'activité des étoiles plus tardives est liée au processus de dynamo convective.

Les étoiles Ap sont des rotateurs statistiquement lents présentant de larges champs à dominante dipolaire (Stibbs 1950) pouvant atteindre 10000 gauss et plus. Ces étoiles se caractérisent par des anomalies d'abondance dans les éléments chimiques. On distingue notamment les étoiles enrichies en éléments rares tels le mercure et le manganèse (Ap HgMn), ou l'association d'euprium, silicium et chrome (Ap EuSiCr). On peut ranger aussi dans cette catégorie les Bp enrichies ou au contraire sous-abondantes en hélium, oxygène et divers autres éléments plus communs.

Ces anomalies chimiques sont expliquées par une diffusion radiative sélective des espèces chimiques conduisant à leur lente accumulation (temps caractéristique  $10^5$ - $10^6$  ans) en certaines parties de leur photosphère et leur déplétion en d'autres (Michaud et al 1970, 1981, Vauclair et al, 1974) pour peu que les phénomènes de mélanges soient faibles. Un mécanisme tel le gel partiel de la mince zone de convection par le champ magnétique peut expliquer cette stabilité.

Leur luminosité ( $\log L/L_{\odot} \sim 0.5$ -1), leur rayon (de 2 à 4  $R_{\odot}$  au cours de leur passage dans la séquence principale) et les taux de polarisation circulaire qu'elles présentent en font des cibles de choix pour l'étude de l'effet du champ magnétique par un interféromètre à longue base.

##### 5.4.1.2 Variabilité temporelle

Une des caractéristiques majeures de ces astres est une activité temporelle périodique photométrique, spectrométrique et polarimétrique (voir pour exemple Pyper, 1969).

Hormis une activité inférieure à la période rotationnelle détectée parmi une sous classe, les roAp ("rapidly oscillating Ap"), et attribuée à des pulsations non-radiales alignées par le

## VI. Conclusion

champ (Kurtz 1982), nulle autre période n'est détectable, ce qui montre la stabilité du phénomène sur de longues durées.

La variabilité photométrique observée chez ces astres, de l'ordre de la milli-magnitude à la dizaine de milli-magnitude (15% du flux pour  $\alpha^2$  CVn, Wolff&Wolff 1971) est corrélée avec l'activité polarimétrique provenant du champ lui-même.

Ces variations photométriques sont dues à la présence de régions particulières sur ou sous-lumineuses en relation avec le champ (pôle ou équateur magnétique). La variabilité résulte alors du passage de ces régions sur la ligne de visée au cours de la rotation stellaire.

### 5.4.2 Les étoiles du programme

Quelques Ap parmi les plus brillantes (mais par forcément les plus polarisées) seront observées par le GI2T pour les tests<sup>32</sup>. Ce sont  $\alpha$  CVn,  $\beta$  CrB pour les plus magnétiques,  $\theta$  Aur,  $\epsilon$  Uma et peut être  $\alpha$  And. Pour ces dernières, une étude en lumière polarisée est a-priori inutile, mais l'information sur la distribution lumineuse en lumière naturelle est très prometteuse, car elle apporte un complément d'information indispensable pour l'étude de l'effet des variations locales de température et d'abondance sur les observables interférométriques.

	$\alpha$ CVn	$\beta$ CrB	$\theta$ Aur	$\epsilon$ Uma	$\alpha$ And
Autre nom	HD112413	HD137909	HD 40312	HD112185	HD358
Type spectral	A0III EuSiCr	A9 V SrEuCr	A0 V Si	A1V CrEuMn	B8IV HgMn
$m_v$	2.89	3.9	2.62	1.76	2.07
Distance Hipparcos	$\pi_H=29.6\text{mas}$ , $D=33.7\text{pc}$	$\pi_H=28.6\text{mas}$ , $D=35\text{pc}$	$\pi_H=18.8$ $D=53\text{pc}$	$\pi_H=40.3\text{mas}$ , $D=24.8\text{pc}$	$\pi_H=28.6\text{mas}$ , $D=30\text{pc}$
Rayon/ Diamètre apparent	$R=4R_\odot^{(2)}$ ( $\phi=1.3\text{mas}$ )	$R=3.2R_\odot^{(3)}$ ( $\phi=0.85\text{mas}$ )	$R=3R_\odot^{(4)}$ ( $\phi=0.55\text{mas}$ )	$R=4R_\odot^{(2)}$ ( $\phi=1.56\text{mas}$ )	$R=2.7R^{(2)}$ ( $\phi=0.8\text{mas}$ )
$V_e.\text{sini}$	$29\text{ km/s}^{(1)}$	$< 3\text{ km/s}^{(3)}$	$53\text{ km/s}^{(4)}$	$34\text{ km/s}^{(6)}$	$56\text{ km/s}^{(5)}$
Période P	$5.4693\text{ j}^{(1)}$	$18.487\text{ j}^{(3)}$	$3.618\text{ j}^{(4)}$	$5.089\text{ j}^{(6)}$	$0.964\text{ j}$
$\langle Bz \rangle_{\min}$	$-1300\text{G}^{(1)}$	$-1000\text{G}^{(3)}$	$-240\text{G}^{(1)}$	$-64\text{G}^{(6)}$	...
$\langle Bz \rangle_{\max}$	$1200\text{G}^{(1)}$	$800\text{G}^{(3)}$	$360\text{G}^{(1)}$	$128\text{G}^{(6)}$	$33\pm 19\text{G}$
Bp	$5.1\text{ kG}^{(1)}$	$8\text{ kG}^{(3)}$	$1.3\text{ kG}^{(1)}$	$186\text{G}^{(6)}$	...
i	$55-65^\circ^{(1)}$	$165^\circ^{(3)}$	$50^\circ^{(4)}$	$65^\circ^{(6)}$	...
$\beta$	$\sim 100^\circ^{(1)}$	$90^\circ^{(3)}$	$51^\circ^{(1)}$	$74^\circ^{(6)}$	...
Binaire	oui	oui	non	non	oui

(1) Borra&Landstreet, 1980; (2) Shallis et al, 1985; (3) Bagnulo et al, 2000; (4) Rice et al, 1991; (5) Pan et al, 1992; (6) Donati et al, 1990 et références citées.

### 5.4.3 Choix de la bande spectrale

Les caractéristiques du spectropolarimètre de REGAIN/GI2T concernant SPIN sont les suivantes:

#### Haute résolution

- Voie rouge:  $R=35000$ , largeur de bande  $67\text{ \AA}$ ,
- Voie bleu:  $R=28500$ , largeur de bande  $55\text{ \AA}$ ,

Il sera possible d'observer ces deux voies simultanément, avec un écart moyen de  $200\text{ \AA}$  entre les bandes spectrales observées.

<sup>32</sup> Pour les Bp, la magnitude la plus faible accessible est supérieure à 6, ce qui interdit toute observation par le GI2T.



## VI. Conclusion

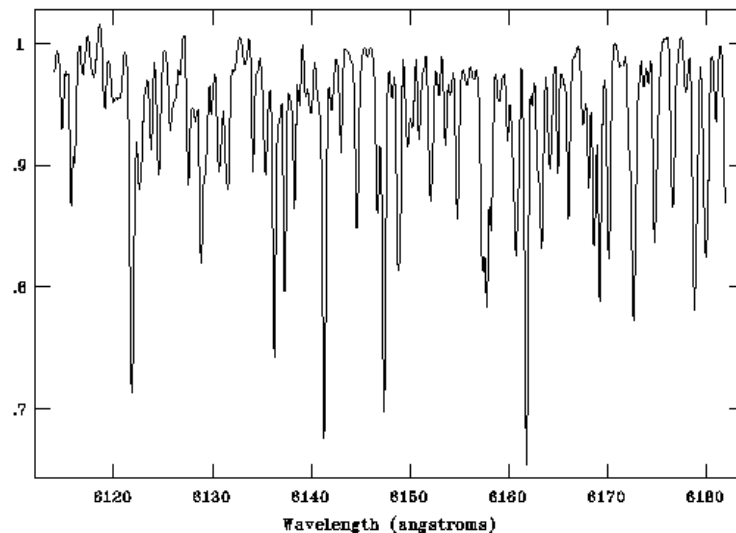
### *Résolution médiane*

- Voie rouge:  $R=5200$ , largeur de bande  $400 \text{ \AA}$ ,
- Voie bleu:  $R=5000$ , largeur de bande  $320 \text{ \AA}$ ,

On peut théoriquement observer simultanément sur deux voies, avec un écart moyen de  $1700 \text{ \AA}$ . La résolution médiane peut concerner a-priori certains rotateurs rapides, mais il est fort probable que le taux dilué de polarisation constituera pour le GI2T une limite infranchissable (l'étude quantitative reste à faire).

Sur la figure 51, on voit qu'une quinzaine de raies sera exploitable, une trentaine au plus avec les deux chambres avec le mode haute résolution spectrale. J'ai choisi ce domaine spectral, car on peut comparer avec les mesures de polarisation faites par Musicos (voir Atlas Zeeman de  $\beta$  CrB, Wade 2000).

On voit par exemple la difficulté de trouver des raies isolées pour cette étude. Une des régions les plus intéressantes et une des plus utilisées est la région autour de  $6150 \text{ \AA}$ , qui comporte, entre autres les raies  $\text{CrII}\lambda 6147.1$ ,  $\text{FeII}\lambda 6147.7$  et  $\text{FeII}\lambda 6149.2$  ( $g=2.7$ , Mathys et Hubrig, 1997). Cette région comporte peu de raies telluriques et les raies ont l'avantage de présenter un grand facteur de Landé. Les raies sont de plus assez isolées pour permettre une interprétation dans le cas d'une détection avérée d'un signal.



*Figure 51 Spectre de  $\beta$  CrB sur une bande étroite de  $6.7 \text{ nm}$  (spectre MUSICOS, G. Wade). On voit les nombreuses raies essentiellement métalliques et la quasi-absence de continuum local.*

Certaines parties du spectre sont dominées par les raies telluriques. Si elles n'introduisent aucun signal autre que photométrique<sup>33</sup>, ces raies dégradent la quantité d'information disponible par bande spectrale, et doivent donc être prises en compte dans le choix des longueurs d'onde centrales.

<sup>33</sup> Les raies telluriques ne représentent pas un biais du signal car elles sont émises par le ciel, qui, par définition est un objet très étendu (i.e. qui couvre le champ) et incohérent. Leur visibilité est par définition nulle, et la visibilité de l'objet dans le continu n'est pas modifiée.

## VI. Conclusion

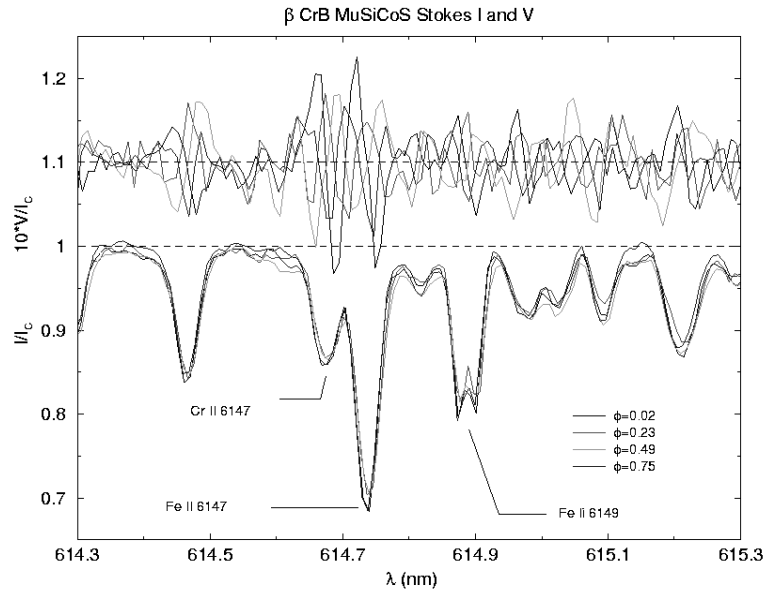


Figure 52. Taux de polarisation détecté par l'instrument MUSICOS avec une résolution similaire à celle du GI2T pour  $\beta$  CrB. Cette polarisation est très variable et suit la période de l'étoile de 18.487 jours.

### 5.5 Détection du signal

Je vais dans cette section tracer des pistes pour l'extraction du signal, principalement pour le GI2T. Comme l'essentiel de la détection provient de la phase spectroscopique des franges, je ne traiterai pas du module de la visibilité, moins sensible, et dont le comportement est plus complexe que la phase. Le but ici est de détecter un effet du champ magnétique sur l'effet de phase, et de prouver la réalité d'une telle détection. Cela constitue l'étape primordiale des observations qui seront entreprises au GI2T. Je décris aussi certain biais de mesure.

#### 5.5.1 Etoiles sans rotation

La méthode d'intercorrélation polarisée a été décrite dans le chapitre 4. Nous disposons en sortie de cet algorithme de deux spectres de phase relative entre la totalité de la bande spectrale d'une polarisation et un canal de science étudié dans l'autre polarisation.

En présence d'un champ magnétique, et en l'absence de bruit de photon, ces deux spectres de phase sont parfaitement anticorrélés si aucun effet rotationnel n'est détectable. A un déplacement de photocentre dans une polarisation et un canal spectral donné positionné convenablement, correspond un déplacement opposé dans l'autre polarisation pour ce même canal spectral. Comme seul un champ magnétique est susceptible de provoquer un tel signal dans ce cas de figure, on peut mettre en évidence l'anticorrélation des spectres de phase polarisés.

Une intercorrélation entre les deux spectres de phase tire avantage de la totalité de la bande spectrale et peut permettre la mise en évidence d'un signal dont l'amplitude est probablement du même ordre que celle du bruit. Dans cette optique, *il y a détection si une anticorrélation est détectée et sort du bruit de mesure entre les deux spectres de photocentres polarisés*. La même expérience menée en polarisation linéaire doit évaluer le niveau du bruit et fournir la confiance statistique de la détection. Les mesures de calibration en polarisation linéaire ont l'avantage d'utiliser le même schéma instrumental pour l'obtention du signal, et aussi de reposer sur un flux de photons équivalent sur chaque partie du détecteur. Dans le cas des

## VI. Conclusion

étoiles Ap, on a vu que le signal en polarisation linéaire induit par l'effet Zeeman est si faible qu'il est quasiment indétectable.

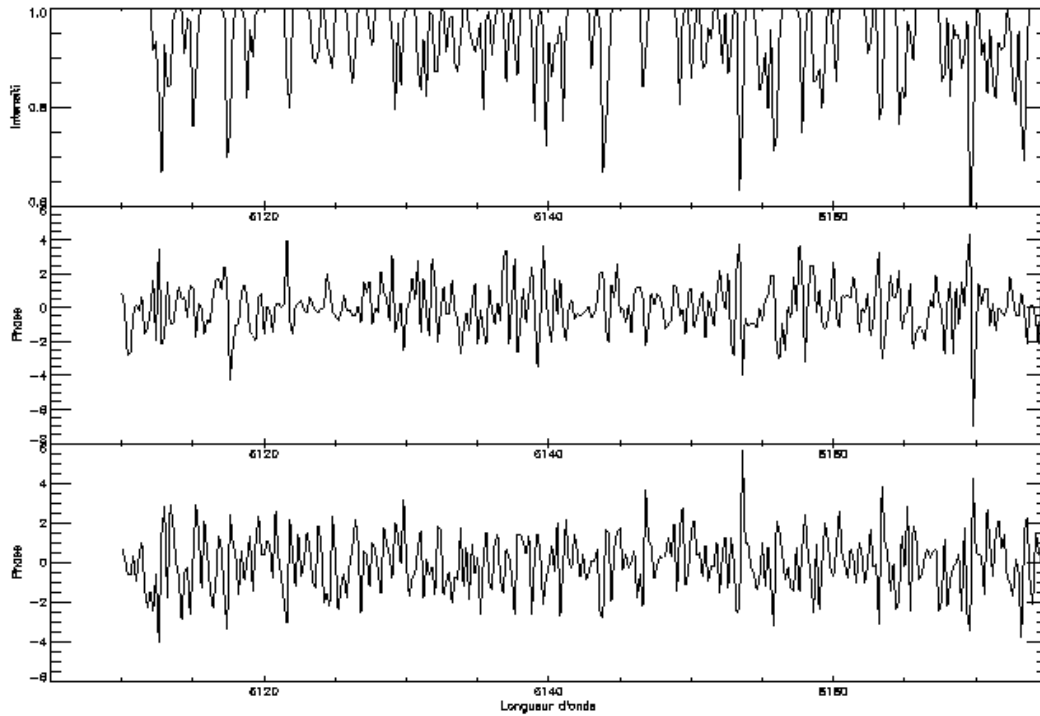


Figure 53. En haut, distribution uniforme de 100 raies sur un intervalle de  $67 \text{ \AA}$ , avec une distribution de profondeur normale ( $\sigma_{EW}=0.1 \text{ \AA}$ ). La résolution spectrale est de 30000. Le spectre de déplacement de photocentre est simulé par une simple sinusoïde d'amplitude  $3^\circ$  multipliée par un coefficient de proportionnalité qui tient compte de la profondeur de la raie. On a ajouté un bruit gaussien sur la phase ( $\sigma=1^\circ$ ).

Une modélisation grossière a été conduite en supposant une distribution de raies dont la largeur équivalente est une variable aléatoire. Le but est de tester dans quelles conditions de bruit de phase la détection de l'anticorrélation peut être effectuée dans l'intervalle spectral imposé par la table REGAIN. La totalité du spectre polarisé est utilisé (pas de masques, puisque distribution de raie aléatoire. Cette simulation reflète assez bien le cas de  $\beta \text{ CrB}$ , dont le spectre de photocentre rotationnel est négligeable ( $V_e \sin i < 3 \text{ km/s}$ , voir figure 53). Cette étude est pour l'instant dans un stade préliminaire.

### 5.5.2 Etoiles en rotation

#### 5.5.2.1 Nature du signal

Les considérations précédentes ne s'appliquent qu'à une étoile qui ne tourne pas ou vue du pôle, car l'effet Doppler induit son propre effet de phase. Cet effet, qui peut être supérieur au signal de phase polarisé, est identique pour les deux polarisations, ce qui a pour conséquence de détruire le signal d'anticorrélation précédent par l'introduction d'une corrélation du même ordre de grandeur. L'effet est de plus constant dans le temps et seul l'effet de projection de la base sur le ciel induit une modulation.

Dans ce contexte, le signal à détecter n'est plus une anticorrélation, mais une baisse de corrélation entre les deux spectres de photocentre polarisés, qu'il faut comparer aux spectres de photocentre en polarisation linéaire. La détection d'un tel signal devient très délicate et dépendra des performances de la table REGAIN (niveau du bruit de phase).

## VI. Conclusion

Le signal rotationnel de l'étoile peut être isolé et supprimé au préalable au moyen d'une modélisation simple basée sur la connaissance du  $V_e \sin i$  de l'étoile et de son rayon. Cette modélisation pourra être comparée de manière directe à l'effet de phase en polarisation linéaire.

Cette dernière approche est très avantageuse, car il ne faut pas négliger l'information astronomique contenue dans l'effet de phase rotationnel, à savoir la direction de l'axe de rotation de l'étoile (angles  $i$  et  $\theta$ ) et la vitesse équatoriale de celle-ci, qui peuvent être obtenues avec une précision supérieure à la spectroscopie classique (voir thèse S. Lagarde).

### 5.5.2.2 Recherche de l'axe de rotation

Pour l'étude du champ magnétique il est essentiel ensuite de déterminer l'orientation de l'axe de rotation dans le ciel de manière la plus précise possible. Cette orientation peut être contrainte par deux angles, l'angle d'inclinaison par rapport à la ligne de visée  $i$ , et l'angle de l'axe de rotation par rapport au nord céleste  $\theta$ .

L'angle de projection  $\theta$  apparaît très peu dans la littérature et ce pour deux raisons: d'une part, cet angle n'intervient pas la physique de l'objet étudié et d'autre part, il est tout bonnement quasi-inaccessible à contraindre pour toute instrumentation ne disposant pas de la résolution spatiale adéquate. Dans certains cas néanmoins, les données spectropolarimétriques permettent une bonne contrainte de ce paramètre. Citons par exemple les étoiles Be, dont l'axe de polarisation linéaire est perpendiculaire au disque (direction présumée de l'axe de rotation). En polarisation circulaire, la multiplication des observables couplée avec une modélisation théorique de plus en plus poussée (Bagnulo et al. 2000) permet désormais une contrainte raisonnable sur ce paramètre pour les étoiles Ap les plus brillantes<sup>34</sup>.

C'est un moyen de comparaison et de validation direct qui n'a pas d'équivalent dans ce domaine.

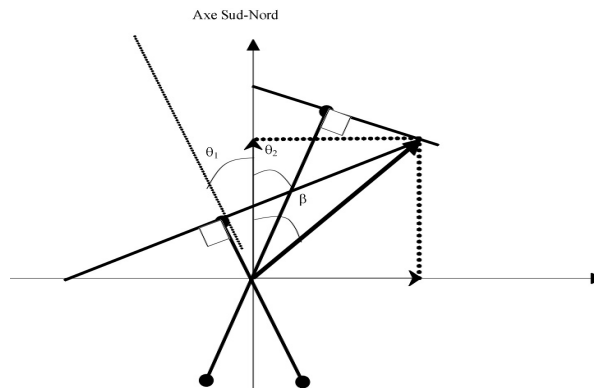


Figure 54. Recherche de la direction de l'axe de rotation de l'étoile à partir du déplacement de photocentre induit par la modulation de l'absorption dans les raies par effet Doppler.

Je vais ici reprendre l'application observationnelle de Stéphane Lagarde sur l'étoile Aldébaran<sup>35</sup> (travaux d'interférométrie des tavelures immédiatement transposables à la mesure par interférométrie à longue base).

La variation du profil de rotation dans la mesure de phase provient uniquement de la rotation de la base sur le ciel suivant la rotation terrestre. Connaissant la direction instantanée de la

<sup>34</sup> Il est important de mentionner que la donnée de la direction de l'axe de rotation va être de plus en plus importante à mesure que la spectropolarimétrie des étoiles Ap en polarisation linéaire grâce à l'emploi de la ZDI (Wade 2000a, 2000b).

<sup>35</sup>  $\alpha$  Tau, type spectral KIII, diamètre apparent 20 mas,  $m_v=0.85$

## VI. Conclusion

base interférométrique, on en déduit la direction de base où l'effet de rotation est maximum (base perpendiculaire à l'axe de rotation).

La procédure est la suivante: le déplacement de photocentre  $\varepsilon$  est mesuré dans deux directions différentes ( $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$ ).  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  représentent les déplacements de photocentre induit par la rotation.  $\varepsilon_i$  est la projection du déplacement de photocentre réel, faisant un angle  $\theta_i$  avec l'axe Nord-Sud céleste. Si on a plusieurs pixels sur le profil de raie, on peut interpoler la modulation de manière à trouver  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$ , représentant alors le maximum des mesures  $\varepsilon_i(\lambda)$  sur une raie.

L'extrémité de  $\varepsilon$  se trouve sur la droite d'équation  $y = -x \cdot \tan^{-1}(\theta_i) + \varepsilon_2 / \cos(\theta_i)$ . Avec deux points on peut déterminer l'intersection de ces deux droites, et ainsi la projection du photocentre parallèle et perpendiculaire à la direction du Nord céleste.

La direction de l'axe de rotation est définie par l'angle  $\beta$ , tel que  $\beta = \tan^{-1}\left(\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x}\right)$

On peut définir l'erreur sur la mesure comme la variance de la variable phase pour un couple de mesures (i,j). Si on prend comme cas de figure réaliste une erreur de phase constante (i.e indépendante de la direction de la base) de  $5^\circ$ , et des directions de mesures  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  de  $-30^\circ$  et  $30^\circ$ , alors les erreurs de mesure  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont respectivement de  $4.1^\circ$  et  $7^\circ$ .

L'erreur sur y augmente rapidement si  $|\theta| < 30^\circ$ , passant à  $13.6^\circ$  pour un couple de mesure entre  $-15^\circ$  et  $15^\circ$ , la configuration idéale étant pour tout couple où  $\theta_1 + \theta_2 \sim 90^\circ$ .

Une grande précision peut être atteinte par l'utilisation de plusieurs couples de bases, dont la mesure est pondérée par l'inverse de la variance.

### 5.5.3 Étoiles binaires

#### 5.5.3.1 Nature du signal

Le signal de phase du à la binarité est un signal non-polarisé qui touche tout le spectre. La difficulté principale de ce signal est qu'il peut être très variable dans le temps et très chromatique. Il est dépend de la direction de la base dans le ciel et de l'écartement projeté des composantes, qui dépend de la période orbitale et de l'excentricité de l'orbite.

Là encore, plusieurs options sont possibles: la correction du signal en utilisant la mesure en polarisation linéaire (obtenu à un moment différent de la mesure en polarisation circulaire). Comme la variabilité peut être très rapide, cela constitue un désavantage.

Le redressement de ce signal parasite par une modélisation sur les données en polarisation circulaire tire avantage du fait que la modulation du à la binaire est a-priori à basse fréquence spectrale par rapport au signal Zeeman. La solution analytique est bien connue ce qui permet une correction avec des algorithmes de ressemblance comme les moindres carrés, le  $\chi^2$  ou le maximum d'entropie de bonne qualité.

La encore, la pertinence d'une telle démarche repose sur la connaissance du niveau de bruit et des performances instrumentale qui doivent être testées pour chaque instrument.

Il est particulièrement difficile d'étudier uniquement des étoiles isolées car la binarité est un phénomène relativement fréquent. La fréquence des binaires chez les Ap se situe entre 40 et 50% des étoiles, c'est à dire dans la moyenne des étoiles normales (47% pour les types de B0 à M, voir référence dans North et al. 1998). Il est donc absolument nécessaire de tenir compte de ce facteur dans les mesures.

## VI. Conclusion

### 5.5.3.2 Exemples

Je vais considérer trois exemples représentatifs de binaires Ap, prises dans le programme d'observation du GI2T, à savoir  $\alpha$  CVn,  $\beta$  CrB et  $\alpha$  And.

Nom	Type spectral	$m_v$	$\phi$	$\Delta m_v$	Séparation	Période	Type compagnon
$\alpha$ CVn <sup>(3)</sup>	A0Vp	2.9	0.88 mas	2.7	19.37"		F0V
$\beta$ CrB <sup>(2)</sup>	F0Vp	3.9	1 mas	1.7	0.203"	10.56 ans	F?
$\alpha$ And <sup>(1)</sup>	B8IVp	2.22	1.3 mas	1.99	0.024"	96.704 jours	A3-A6V

(1) Ryabchikova et al, 1999; (2) North, 1998, (3) Lindroos, 1985

$\alpha$  CVn est une binaire visuelle bien connue avec une différence de 2.7 magnitudes en V avec le compagnon, une étoile F0 V. La séparation de 19.37" d'arc est plus grande que le champ des télescopes pris individuellement (champ D/f~18"). L'étoile peut donc être considérée comme isolée.

$\beta$  CrB est une binaire spectroscopique (Cannon, 1914), résolue par interférométrie à longue base par Labeyrie en 1974, puis étudiée en profondeur par interférométrie speckle et mesures visuelles par Kamper et al. en 1990. Le compagnon est plus faible d'une ou deux magnitudes seulement, et serait de type F (masse ~1.8 masses solaires), mais son spectre est invisible (binaire de type SB1) en raison probablement d'une vitesse de rotation élevée qui élargie ses raies. En raison de cette dilution, on peut prévoir que les effets de contamination des raies seront dilués, mais il est important de noter que 20% de la lumière auparavant attribuée à l'étoile Ap proviennent du compagnon, et une importante modulation de la visibilité est à prévoir. Comme la période est relativement longue, la configuration peut être considérée comme stable sur plusieurs jours. Seule la variation de la visibilité due au mouvement de la base projetée au cours de l'observation doit être corrigée, de la même manière que la procédure décrite pour retrouver la direction de l'axe de rotation.

La binaire est assez proche pour pouvoir créer son propre système de frange, mais assez éloignée pour que les battements soient à haute fréquence (en fonction de la longueur d'onde ou du temps). La faible différence de magnitude entre les composantes induit une modulation du signal non-négligeable, et comme les paramètres du compagnons restent très peu contraints, il est à prévoir que l'étude du champ magnétique de cette étoile emblématique par la technique SPIN soit particulièrement difficile.

$\alpha$  And est une binaire spectroscopique très serrée dont le spectre des deux composantes est visible (SB2). Comme l'écartement des deux composantes est petit, la fréquence temporelle et spectrale de la modulation est plus faible et la correction d'une telle modulation plus aisée.

### 5.5.4 Variations photométriques dans le continu et les raies

En ce qui concerne la technique SPIN appliquée aux Ap, une des difficultés provient de la différence de concentration et de localisation entre les espèces chimiques qui affecte à la fois le continu et les raies, d'une manière différente suivant chaque espèce chimique. Cet effet différentiel constitue un des moyens les plus sûrs pour étudier, tout comme la Doppler Imaging, la distribution spatiale des abondances, relativement au continu, et en fonction de la rotation de l'étoile en lumière naturelle. Ainsi, il sera possible de faire la part des variations purement photométriques due à l'émission du continu, des variations de l'abondance de chaque raie. C'est aussi une difficulté supplémentaire pour l'interprétation des données polarisées issues de la technique SPIN. Dans la figure 55, on peut voir que le spectre redressé en I de  $\beta$  CrB reste stable pendant la rotation stellaire, alors que dans la figure suivante, on

## VI. Conclusion

peut voir les grandes variations de chaque raie de  $\alpha$  CVn, dont les variations photométriques sont remarquables.

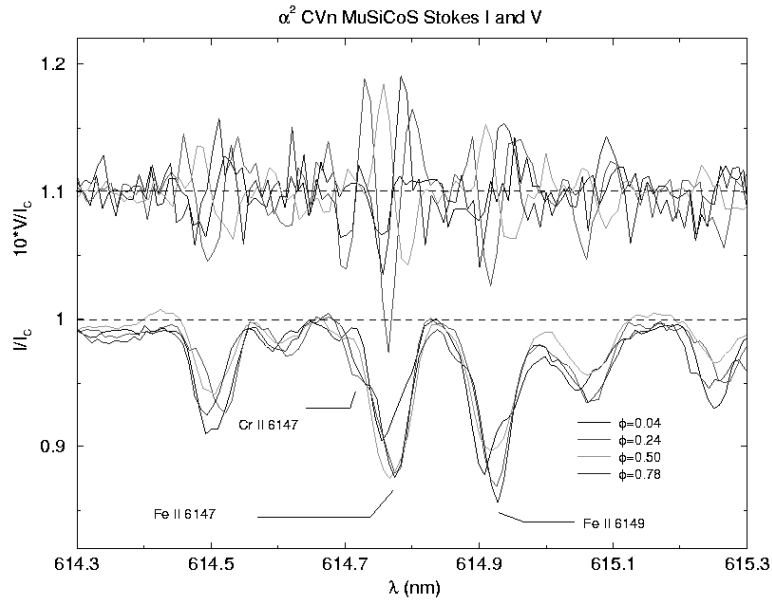


Figure 55 Variations des raies à plusieurs phases pour  $\alpha$  CVn. associée à des modifications de température/abondance à la surface de cette étoile .

Dans ce contexte la calibration en signal de référence et signal de polarisation devient critique. La variation intrinsèque de la visibilité complexe du continu n'a par contre pas d'influence sur la mesure différentielle tout comme la variation de l'émission intégrée du continu n'est pas visible dans un spectre redressé.

La figure 56, illustre les variations attendues dans le signal du continu seul. Le signal temporel escompté pour deux modèles d'étoile Ap, le modèle d'atmosphère distordu par le champ magnétique (peu plausible) et le modèle de régions surlumineuses aux pôles magnétiques. Dans la partie supérieure, l'étoile est modélisée par un ellipsoïde de révolution d'axe aligné à l'axe magnétique de l'astre. A gauche, l'évolution de la magnitude V sur une période avec une variation de rayon de 10% à l'équateur magnétique, et à droite l'effet sur le module de la visibilité de variations de rayons entre pôle et équateur magnétique de 1%, 3%, 5%, 8%, et 10%. La sphère parfaite est indiquée en trait plein.

Dans la partie inférieure, l'étoile est une sphère présentant un gradient de température dépendant de la colatitude. Cette dépendance suit une loi ad-hoc définie par Böhm-Vitense, qui dépend du cube du module du champ magnétique. A gauche, l'effet d'un contraste de 1000K sur la magnitude, à droite l'effet sur le module de la visibilité d'écarts de température pôle-équateur magnétique respectivement de 0K, 500K, 1000K, 1500K.

## VI. Conclusion

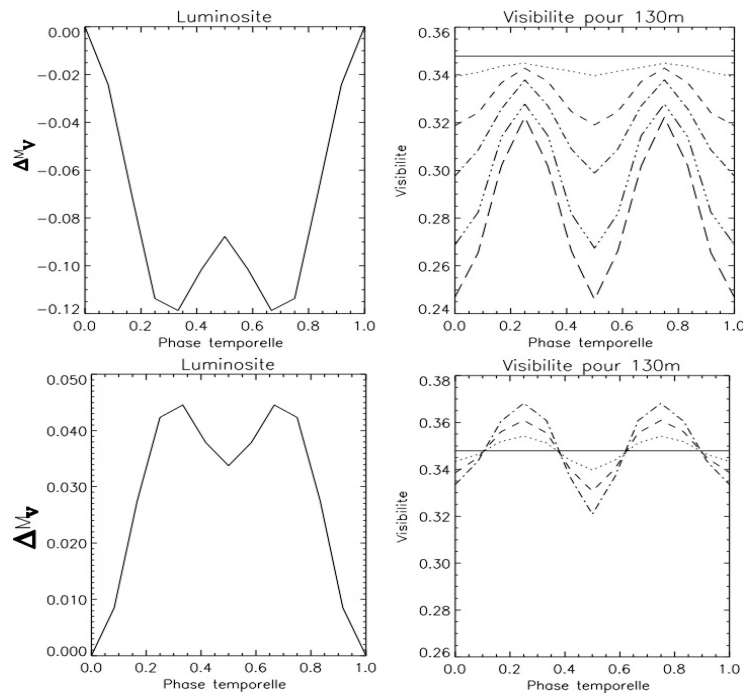


Figure 56. Modèles de Böhm-Vitense pour expliquer les variations photométriques de  $\alpha$  CVn, simulé au moyen du code SPIN. Les paramètres utilisés sont  $i=60$ ,  $\beta=60$ , et  $\varphi=1\text{mas}$ , où  $i$  est l'inclinaison,  $\beta$  l'obliquité et  $\varphi$  le diamètre angulaire. La photométrie provient des modèles de Kurucz modifiés par Muthsam (1979) pour le cas des Ap.

Le préalable à toute étude la bonne connaissance du rayon de l'étoile. Malgré le raffinement atteint dans les méthodes d'inversion (voir par exemple Bagnulo et al. 2000), le rayon demeure un paramètre relativement peu contraint avec une incertitude entre 10% et 20 %.

La détermination du diamètre stellaire est une mesure modèle dépendant dont la principale source d'erreur provient de la détermination des paramètres d'assombrissement centre-bord.

Dans le cas des étoiles Ap de type  $\alpha$  CVn, la distribution spatiale de l'émission est complexe. Compte-tenu du diamètre angulaire des étoiles Ap les plus brillantes, une base supérieure à 50 m est requise pour pouvoir résoudre spatialement l'effet. Par contre, pour cette étude, une résolution spectrale faible à moyenne (1000-5000) est suffisante, pour peu que la sensibilité de la mesure de visibilité soit supérieure à 1%.

La base requise est élevée, mais des effets sont détectables dès 50 m, compte-tenu des variations photométriques de grande amplitude observées, jusqu'à 0.2 magnitudes pour certaines Ap dite de type  $\alpha$  CVn.



### 5.6 Simulation des mesures

A la suite du développement de la simulation physique théorique du signal spectro-polarimétrique d'une étoile Ap, il est rapidement apparu la nécessité de disposer d'un instrument fiable et complet de simulation des mesures permettant de tester avec précision les procédures d'extraction du signal. Cette simulation devrait idéalement couvrir la transmission du signal stellaire dans l'interféromètre et permettre de fournir des données compatibles avec le logiciel de réduction utilisé au GI2T.

Cette étape est encore en plein développement, notamment par le travail de F. Vakili, A. Domiciano et moi-même. On peut d'ores et déjà affirmer qu'il devrait à terme comporter les éléments suivants:

- Simulation du spectre stellaire en lumière polarisée,
- Simulation du spectre de déplacement de photocentre en lumière naturelle (rotation) et en lumière polarisée (champ magnétique),
- Injection de ce signal dans le simulateur de l'interféromètre,
- Analyse des "données" par le logiciel de dépouillement du GI2T, et développement de module d'analyse spécifique à SPIN.

Si nombre de ces étapes sont encore des ébauches, il est nécessaire néanmoins de préciser que la majeure partie des modules est déjà opérationnelle et réunis au sein du groupe d'interférométrie ISA, à savoir comme outils de génération du signal astrophysique:

- Code de transfert TLUSTY (Hubeny&Lanz, 1995), permettant de générer des profils locaux, le continu, ainsi que les opacités des raies (SYNSPEC) pour l'obtention de spectres stellaires,
- Code à deux dimensions BRUCE-Kylie (Towsend 1997), permettant la gestion à deux dimensions des profils locaux, et la génération des déplacements de photocentre,
- Code développé pour SPIN durant cette thèse, pour la génération du signal polarisé.

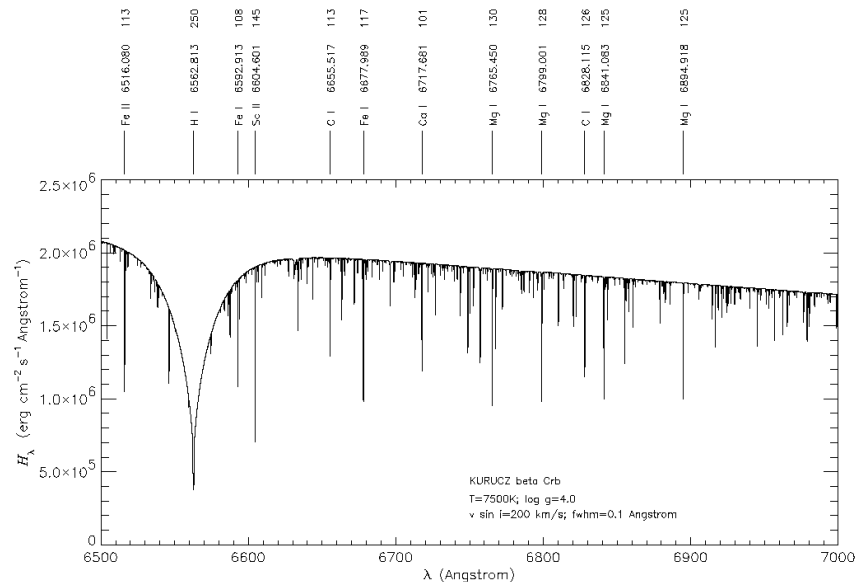


Figure 57. Spectre synthétique provenant du programme TLUSTY, à partir d'un continu de Kurucz pour une étoile Ap de caractéristiques proches de  $\beta$  CrB (obtenue avec le modèle de A. Domiciano). Ce spectre est la première étape de la simulation du déplacement du photocentre.

## VI. Conclusion

A cela s'ajoutent les outils de simulation de l'interféromètre:

- Création d'un masque de phase turbulent simulant la dégradation atmosphérique,
- Génération des franges par transformée de Fourier de l'autocorrélation de la fonction pupillaire,
- Photonisation du signal en fonction de la luminosité de l'étoile,
- Génération des fichiers de photons dans le format des caméras du GI2T, la CP40 et la CP20

Un programme de simulation regroupant toutes ces fonctions sous PV-W est en développement.

La dernière étape utilise le logiciel de développement des données du GI2T (Mourard, Clausse et al, 2000b) pour extraire le signal. Des modules de réduction adaptés plus particulièrement à SPIN sont à l'étude, et sont abordés dans la section suivante.

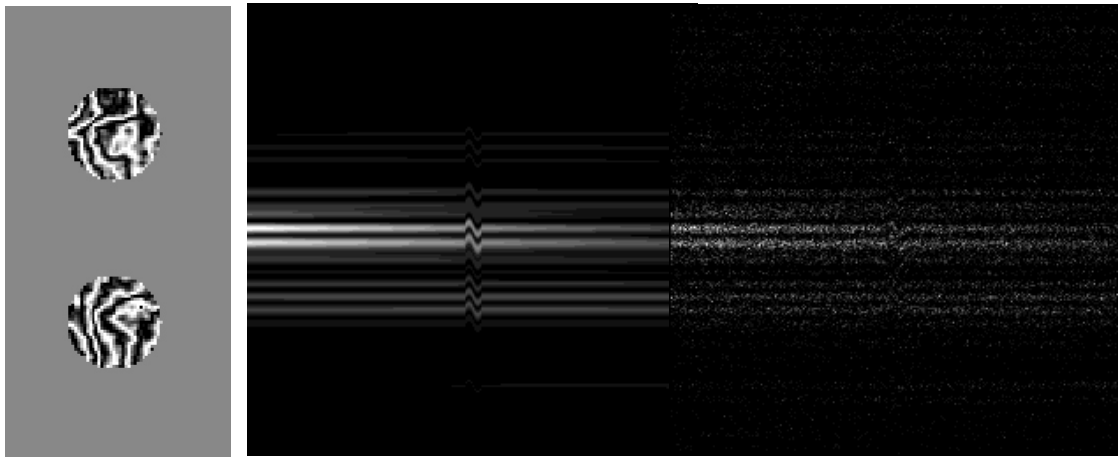


Figure 58. A gauche, simulation des pupilles des télescopes du GI2T avec un masque de phase turbulent (turbulence de von Karmann). Au milieu et à droite, effet de phase rotationnel dans une raie avant et après photonisation.

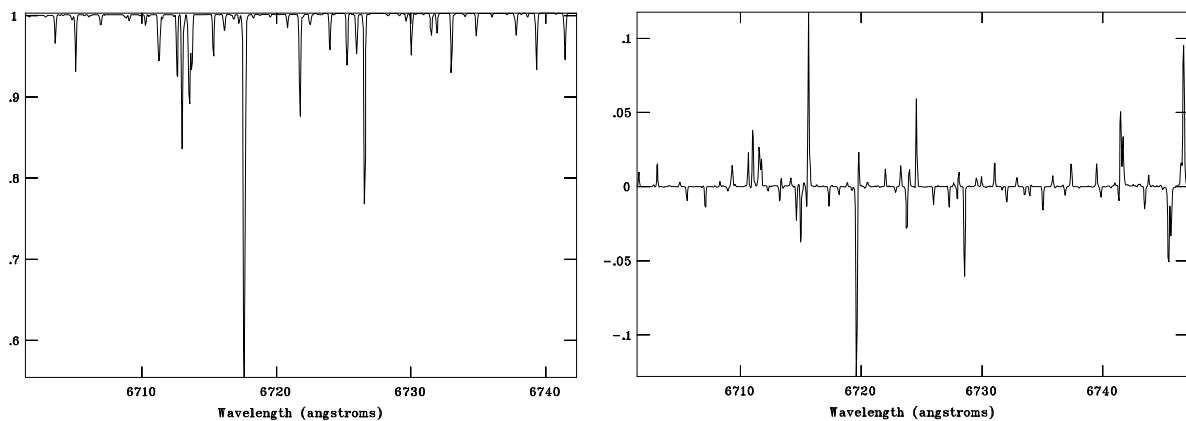


Figure 59. Simulation de l'effet de rotation pour une  $\beta$  CrB (0.85 mas) pour un  $V_{\text{e.sini}}$  de 3km/s. A gauche, le spectre synthétique redressé, et à droite le spectre de déplacement de photocentre en degrés en ordonnées avec une résolution  $R=30000$  et une base de 60m. D'une part, la résolution spectrale est insuffisante pour résoudre l'élargissement rotationnel, et d'autre part l'effet du mélange des raies est important. On peut considérer l'effet de rotation comme nul pour cette étoile comparé à l'effet magnétique en polarisation circulaire.

### 5.7 Inversion du signal

Tôt ou tard, l'interférométrie optique à longue base et plus précisément l'interférométrie différentielle s'attaquera à la dure tâche de reconstruire la distribution spatiale du flux lumineux dans les raies comme dans le continu sur le modèle de la Doppler Imaging proposée par Vogt & Penrod (1983). Des études ont déjà été menées par Chelli & Petrov (1995a et 1995b), Burgin & Chalabaev (1999) et Jankov et al. (2001). Ces derniers mettent en évidence particulièrement la complémentarité de la mesure du déplacement de photocentre par rapport aux observables de la Doppler Imaging, qui permet de mieux reconstruire les cartes de flux, en évitant certains biais de cette technique.

#### 5.7.1 Comparaison avec les observables spectropolarimétriques

De grand progrès ont été accomplis tant dans l'analyse des données que théoriquement dans la définition de nouveaux observables spectropolarimétriques du champ magnétique (voir le chapitre sur la spectropolarimétrie). Notamment, on doit citer le travail conséquent accompli par G. Mathys (1988, 1991, 1992, 1994, 1995), qui, par l'utilisation des moments tant en lumière naturelle qu'en polarisation circulaire a permis de contraindre fortement les paramètres du champ magnétiques sur une étoile pour arriver désormais à une modélisation très raffinée des plus brillantes et plus magnétisée d'entre elles comme  $\beta$  CrB (Bagnulo et al. 2000). Au cours des rencontres du groupe SPIN avec G. Mathys, nous avons été amenés à remarquer la grande similarité entre l'observable du photocentre en lumière polarisée et les moments des observables spectropolarimétrique, c'est à dire les spectres I et V.

La nature du module de la visibilité est par essence plus éloignée de ces observables en tant qu'estimateur quadratique et non linéaire de l'émission polarisée.

Le but n'est pas ici de faire une approche complète de ces observables, mais de fixer les idées en comparant la forme respective de ces observables dans un formalisme commun, emprunté en majeure partie des travaux de G. Mathys.

Soit  $F_I$  et  $F_V$  les flux des paramètres de Stokes V et I, résultant de l'intégration sur le disque apparent de la lumière naturelle et polarisée circulairement.

Soit  $S_V$ , le profil de raie du paramètre de Stokes V défini comme suit:

$$S_V = (F_{Vc} - F_V) / F_{Ic}$$

où  $F_{Vc}$  et  $F_{Ic}$  sont les flux des paramètres V et I dans le continu ( $F_{Vc}$  est en pratique égal à 0).

$F_V$  est l'intégrale du flux polarisé circulairement intégré sur le disque pour chaque longueur d'onde. Ici le repère naturel est un système cartésien avec l'axe de visée (source-observateur) comme axe z, l'axe y parallèle à la projection de l'axe de rotation sur le ciel, et l'axe x perpendiculaire à l'axe y.

On peut définir un photocentre à deux dimensions  $\epsilon_I(\epsilon_{Ix}, \epsilon_{Iy})$  en lumière naturelle comme:

$$\epsilon_{Ix}(\lambda) = \frac{1}{F_I} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-\sqrt{1-x^2}}^{\sqrt{1-x^2}} dy \cdot x \cdot I[x, y, \lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_d x; \vec{B}(x, y)]$$

Le déplacement de photocentre est exprimé en unité de rayon stellaire:

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_{Ix}^2 + \epsilon_{Iy}^2}$$

La définition d'un photocentre en Stokes V est rapporté au flux en lumière naturelle  $F_I$ . Le photocentre mesuré est toujours celui de la quantité I-V ou I+V.

Soit  $\epsilon_V(\epsilon_{Vx}, \epsilon_{Vy})$  le déplacement de photocentre en polarisation circulaire, défini par la relation suivante:

$$\epsilon_{Vx}(\lambda) = \frac{1}{F_I} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-\sqrt{1-x^2}}^{\sqrt{1-x^2}} dy \cdot x \cdot V[x, y, \lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_d x; \vec{B}(x, y)]$$

## VI. Conclusion

Cette quantité est le déplacement de photocentre induit par la lumière polarisée sur l'axe  $x$ , normalisé sur le flux total  $F_I$ . On peut définir de même,  $\varepsilon_{VY}$ .

La mesure de phase de SPIN est la projection de ce photocentre à deux dimensions  $P_V$  dans la direction de la ligne de base,  $\varepsilon_{Vb}$ . On obtient donc la quantité  $\varepsilon_{Vb} = \varepsilon_{Vx} \cdot \cos(\theta) + \varepsilon_{Vy} \cdot \sin(\theta)$ .

On constate que ce nouvel observable est très proche des observables spectropolarimétrique. Tout comme l'étude analytique de la *forme* des spectres  $S_I$  et  $S_V$  par la théorie des moments, une étude similaire semble être possible pour ce nouvel observable.

Ce travail ouvre des perspectives pour la technique SPIN qui pourrait beaucoup bénéficier du grand développement théorique et observationnel déjà accomplis en spectropolarimétrie, et l'information du déplacement de photocentre en lumière polarisé pourrait être incluse dans des programmes d'inversion existant.

### 5.7.2 Vers une ZDI interférométrique?

La Zeeman Doppler Imaging a été introduite dans le chapitre 3. On a vu tout l'avantage de cette méthode qui utilise à la fois les techniques de multiplexage par masque et intercorrélation (Semel, 1989, Donati, 1990), et les techniques d'inversion inspirée par la Doppler Imaging (Brown et al, 1991).

#### 5.7.2.1 Hypothèses de la ZDI

Il est bon de rappeler quelques points qui ont fait le succès de la méthode ZDI.

- 1- Utilisation de larges intervalles spectraux ( $> 100$  nm) grâce à une configuration échelle et des optiques très achromatiques,
- 2- Observation d'étoiles "froide" présentant une grande concentration de raies,
- 3- Utilisation de listes très complètes de raies pour faire un masque des raies utiles.
- 4- L'emploi d'une technique d'inversion LSD (Least Square Deconvolution),

Dans quelle mesure peut-on appliquer ces méthodes à une observation SPIN d'étoile Ap? Les hypothèses que suppose la méthode ZDI pour justifier l'emploi du multiplexage semblent parfaitement générales et donc applicable au signal interférométrique.

***Toutes les raies faibles sont similaires en forme et se déduisent les unes des autres par un simple facteur d'échelle exprimé par la profondeur  $d$  de la raie.***

Dans le régime de champ faible, on peut lier les profils de Stokes **locaux**, par la relation

$V_{loc}(\nu) \propto g\lambda \frac{dI_{loc}}{d\nu}$  (chap. 3, relation 8), où  $\nu = c\Delta\lambda/\lambda$  représente la coordonnée en vitesse radiale,  $I_{loc}$  est le profil local d'une raie de facteur de Landé  $g$ .

Ainsi, tous les profils Stokes  $V$  des raies individuelles faibles se déduisent par un simple facteur d'échelle du profil moyen. Notons  $k_B(\nu)$  cet archétype de raie.

Ce raisonnement peut s'appliquer à la phase: le déplacement de photocentre sera pondéré par la largeur équivalente de la raie, et le déplacement d'une raie faible sera identique à celui d'une autre raie faible à un facteur d'échelle près.

***L'assombrissement centre-bord est supposé constant sur l'intervalle spectral considéré.***

Ce qui peut être une hypothèse difficile si on considère les grandes bandes spectrales utilisées par la ZDI ne pose quasiment pas de problème dans le cas des petites bandes observées par un interféromètre.

## VI. Conclusion

Cependant il convient d'être extrêmement vigilant lorsqu'on utilise des données prises simultanément entre deux chambres éloignées spectralement. En effet, l'interférométrie est très sensible à toute modification de la distribution spatiale du flux et la détermination des paramètres du champ dépendent fortement de la bonne modélisation de ce facteur d'assombrissement centre-bord.

### 5.7.2.2 Utilisation du masque

A partir d'une liste de raies remplissant la première hypothèse, présentant un facteur de Landé suffisant et peu mélangée avec d'autres raies, un masque est construit. Il s'agit d'une suite de Dirac centrés sur la longueur d'onde des raies considérées et pondérés par la profondeur de la raie.

$$M(v) = \sum_i w_i \delta(v - v_i)$$

En spectropolarimétrie, on le spectre en Stokes V s'obtient par la relation:

$$V(v) = \iint b_M V_{loc}(v - v_M) dS = g \lambda d \iint b_M k_B(v - v_M) dS = w Z(v)$$

$b_M$  et  $v_M$  représentent l'intensité et la vitesse radiale au point M,  $w$  est le facteur d'échelle  $g\lambda d$ ,  $Z$  la fonction de raie intégrée pour tout le disque.

En ZDI, le paramètre de Stokes V est obtenu par convolution du masque avec la fonction intégrale. On a la relation de convolution suivante:  $V=M*Z$

Avec la technique SPIN, on ne mesure pas V, mais  $\varepsilon_v$ , le déplacement de photocentre associé. Au lieu d'utiliser l'opérateur intégrale Z, on peut utiliser un opérateur équivalent, l'opérateur  $Z_1$ , qui effectue le moment d'ordre 1 de la distribution d'intensité en lumière polarisée.

Ainsi, la ZDI pourrait parfaitement être adapté à l'observation interférométrique, dans le cas de l'information de phase tout du moins.

Dans cette section, seuls les grands principes de cette méthode ont été présentés. Une étude rigoureuse est bien sûr nécessaire pour discuter de l'éventuelle application de celle-ci à la technique SPIN.

### 5.8 Perspectives

Les perspectives pour SPIN pour l'études des étoiles Ap sont très encourageantes, mais les difficultés techniques resteront toujours grandes, tout comme la spectropolarimétrie demeure un moyen d'observation à la fois puissant et délicat.

Un groupe de réflexion constitué de K. Rousselet-Perraut, F. Vakili, C. Stelhé, G. Mathys et moi-même s'est formé afin d'approfondir les aspects théoriques et instrumentaux de SPIN en polarisation circulaire. Des propositions de stages de DEA et de sujets de thèse ont été émises en ce sens, et j'ai eu le plaisir de travailler en autre avec M. Kilbinger sur le perfectionnement de mon programme au cours de son stage de DEA. Un très grand travail à la fois théorique et observationnel reste à faire, car de nombreuses questions n'ont pas été répondues clairement dans notre premier article.

La dilution de l'information par l'effet Doppler est un paramètre qu'il va falloir quantifier. Comme la sensibilité de l'observable interférométrique est encore limitée, il est certain que le potentiel de détection sera fortement affecté par la dilution spectrale de l'effet de phase par la rotation. Cependant, notre étude s'est cantonnée au cas d'un champ dipolaire. La détectivité de structures magnétiques locales par SPIN pourrait être très importante car on a vu l'influence prépondérante de la résolution spatiale sur le signal. De plus, une forte rotation stellaire apparente, permet de contraindre plus précisément la position des structures grâce à l'effet de l'isolation de zone d'isovitesse radiale de plus en plus restreintes. Une étude de la réponse de l'observable SPIN à un champ magnétique de type solaire doit être envisagée.

L'étude de la modulation du flux sous l'effet des variation d'abondance ou de température est aussi prioritaire, car il représente à la fois un biais de la mesure et une source de donnée astrophysique très attractive. Le problème semble toutefois plus instrumental que théorique, car il repose sur notre capacité de discerner le signal polarisé d'un signal en lumière naturelle.

La recherche d'une plus grande sensibilité est actuellement un des axes majeurs de la recherche instrumentale interférométrique avant les considérations de longueur de base ou magnitude limite. Pour l'instant, les précisions sont passées en dessous du pourcent de précision en module et moins encore pour la phase, précisions requises pour l'étude des Ap.

Dernier point: la complexité d'un interféromètre sera toujours importante, et le but premier de cet instrument est de créer des franges. Cela limite fortement les efforts qui peuvent être entrepris pour maximiser la transmission instrumentale, la bande spectrale, et la gestion des effets de polarisation. Dans ce contexte les gains de sensibilité apportés par une technique de type ZDI n'auront pas de comparaison avec ce qui est actuellement accompli en spectropolarimétrie.

L'approche théorique présentée dans cette thèse doit maintenant être confronté au difficile verdict de l'observation et le GI2T/REGAIN est le seul instrument au monde qui dispose de la résolution spatiale et spectrale nécessaire, et bien sur d'un module polarimétrique nécessaire à ce projet. La validation sur le ciel est donc une étape cruciale avant de continuer plus avant l'étude du potentiel de cette méthode.

Cette étape sera d'autant plus cruciale, qu'elle sera la base de travail en vue de faire une proposition d'instrument dédié à cette étude, comme instrument de seconde génération du VLT, qui présente les conditions de base et de sensibilité nécessaire à cette étude. En effet, les trois télescopes auxiliaires de 1.8 m, offrent les capacités de clôture de phase inaccessible au GI2T, et ce, pour des bases de l'ordre de 100 m, qui sont justement celles requises à cette l'étude du champ magnétique.

## 5.9 Article parus dans *Astronomy & Astrophysics*

*Astron. Astrophys.* 354, 595–604 (2000)

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

### Spectro-polarimetric interferometry (SPIN) of magnetic stars

K. Rousset-Perraut<sup>1</sup>, O. Chesneau<sup>2</sup>, Ph. Berio<sup>2</sup>, and F. Vakili<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique UMR UJF/CNRS 5571, Observatoire de Grenoble, B.P. 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

<sup>2</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Département Fresnel, CNRS UMR 6528, 06460 Saint Vallier de Thieu, France

Received 8 February 1999 / Accepted 18 November 1999

**Abstract.** Stellar magnetic fields are usually studied by spectropolarimetric analysis of the Zeeman effect across spectral lines. Such studies are often limited by the net detectable polarization after averaging the small scale magnetic structures over the photospheric disk of the star. In this paper we examine the possibility to use optical long baseline interferometry to overcome this limitation for a partially or fully resolved star which, in the case of the brightest Ap and Bp stars, demands milliarc-second resolutions achievable at 50 m baselines at least in the visible. We develop a simple geometrical model of magnetic stars from which we derive the intensity maps and their corresponding interferometric observables across Zeeman-split lines. The accuracy of the interferometric signal phase must be better than  $0.5^\circ$  (hence a relative accuracy of 0.1%), which limits the technique to brightest magnetic stars ( $m_V \leq 2$ ) for operating interferometers. Nevertheless, this limiting magnitude can reach  $m_K \leq 8-10$  for 8-m class planned interferometers. These foreseeable possibilities open new areas for studying slowly rotating magnetic stars or those sources possessing complex structures over their visible disk, otherwise undetectable by classical spectropolarimetry.

**Key words:** instrumentation: interferometers – techniques: polarimetric – techniques: spectroscopic – stars: magnetic fields

#### 1. Introduction

Stellar magnetic fields are most often observed from the Zeeman splitting of emission or absorption lines where the spectral separation of polarized multiplets is related to the field strength and the degree of polarization to the field orientation. Based on this principle, simultaneous Zeeman spectrometry of sharp spectral lines has successfully determined the intensity of stellar magnetic fields with accuracies which attain a few Gauss (Brown & Landstreet 1981). However, the spectro-polarimetric determination of magnetic field geometry is intrinsically difficult because of the small degree of the net detectable polarization due to the integration of the Zeeman effect over the star surface (Borra & Vaughan 1976). In solar- as well as in early-type stars, the existence of symmetrical configurations

may cancel the detectable polarization effect although some techniques can partially overcome this handicap. For instance, the Robinson method (Robinson 1980) compares the width of different photospheric lines and the Zeeman-Doppler Imaging (ZDI) technique (Semel 1989; Donati et al. 1989) produces surface maps of solar-type stars restricted to those with noticeable or intermediate  $v \sin i$ 's. Another alternative solution resides in photometric techniques which study the temporal variation of linear polarization across continuum broad bands (Leroy et al. 1993). In each case, the efficiency of the technique also depends on the intrinsic Doppler-broadening, the chemical peculiarities and generally speaking on the temporal evolution of magnetic structures at the surface of the star.

This paper studies the prospects offered by introducing polarimetric optics in the focal instrument of an optical long baseline interferometer for studying stellar magnetic field geometries. The technique, which we call Spectro-Polarimetric Interferometry (SPIN hereafter), should overcome the shortcomings outlined above thanks to the spatial information of the interferometer. In practice this is done by measuring the interferometer's fringe signal inside linearly and circularly polarized components of a Zeeman multiplet which directly depend on the magnetic topology of the star.

Sect. 2 formulates our simple geometrical model of a magnetic star (an Ap or Bp star for instance) and justifies our simplifying hypothesis. Sect. 3 introduces the Stokes formalism used for describing the Zeeman effect and presents SPIN concept and observables, namely the complex fringe visibilities corresponding to spatial power spectra of the different intensity maps. Numerical results are then presented to illustrate how SPIN can detect and constrain magnetic fields (Sect. 4). A numerical simulation of SPIN sensitivity allows us to give limiting magnitudes in the real case of two optical interferometers: the GI2T-REGAIN and the VLTI for which some potential astrophysical targets are also outlined (Sect. 5). Finally a critical review of the SPIN technique is given in Sect. 6.

#### 2. Model of a magnetic star

To quantitatively evaluate the potential advantage of interferometry for studying stellar magnetic fields, we start with a rather simple magnetic star and focus our effort on characterizing the SPIN observables for such a star and on illustrating SPIN capabilities. More complex geometries demand indeed a more

Send offprint requests to: K. Rousset-Perraut

Correspondence to: perraut@obs.ujf-grenoble.fr

physically consistent modeling including a radiative transfer treatment of this problem (Chesneau in preparation). The most limiting hypothesis of our first order model are presented and discussed below.

### 2.1. Geometry and photometry hypothesis

1. Since several Ap stars have  $v \sin i \leq 20$  km/s, we assume our model star to be a non-rotating sphere, hence the Doppler broadening of spectral lines is neglected. Although Hubbard & Dearborne (1982) claim that the colatitude-dependent magnetic field could change the radius of Ap stars and the consequent interferometric signal, we do not consider such stellar radius variations in our model since this is not actually supported by observations (Shallis et al. 1985; Leblanc et al. 1994).
2. A second order limb-darkening law is used, using theoretical coefficients taken from a modified ATLAS9 code (Muthsam 1979).
3. Although Ap/Bp stars are known to exhibit chemical inhomogeneities, we assume this to be uniform both in spectral line and continuum over the stellar surface. We thus find ourselves limited to the case of iron lines for which local abundances variations are far smaller than for rare earths, manganese or silicium. Note that this hypothesis is not very restrictive since iron lines are present in all Ap stars.
4. The continuum is assumed to be unpolarized and represents the reference for SPIN calibration measurements.

### 2.2. Magnetic field description

We consider a magnetic star of radius  $R$ , placed at the center of the Cartesian coordinate system  $(O, x, y, z)$ . The observer is attached to the coordinate system  $(O', x', y', z')$ .  $(Oz)$  is the rotation axis of the star and makes an angle  $\beta$  with the magnetic axis  $(Oz_M)$ . The plane  $(Oxz)$  includes the line of sight  $(Ox')$  and the inclination angle  $i$  is defined between  $(Ox)$  and  $(Oz')$ . At any point  $M$  on the star surface the local magnetic field  $B_M$  makes an angle  $\gamma$  with the direction  $(OM)$  (Fig. 1).

We investigate two large scale configurations: a dipolar and a quadrupolar magnetic field. Both are defined in Cartesian set by the polar intensity  $B_{pol}$ , as follows (Michaud G. et al. 1981):

$$B_{dip} = \begin{cases} B_{xd} = 0 \\ B_{yd} = \frac{3}{2} B_{pol} \frac{yz}{R^5} \\ B_{zd} = \frac{1}{2} B_{pol} (3 \frac{z^2}{R^5} - \frac{1}{R^3}) \end{cases} \quad (1)$$

$$B_{quad} = \begin{cases} B_{xq} = 0 \\ B_{yq} = \frac{1}{2} B_{pol} \frac{y}{R^5} (5 \frac{z^2}{R^2} - 1) \\ B_{zq} = \frac{1}{2} B_{pol} \frac{z}{R^5} (5 \frac{z^2}{R^2} - 1) \end{cases} \quad (2)$$

with  $y^2 + z^2 = R^2$ .

### 2.3. Line profile description

The unperturbed local spectral profile is assumed to be constant. It is a Voigt profile enlarged by a typical 10 000 K thermal

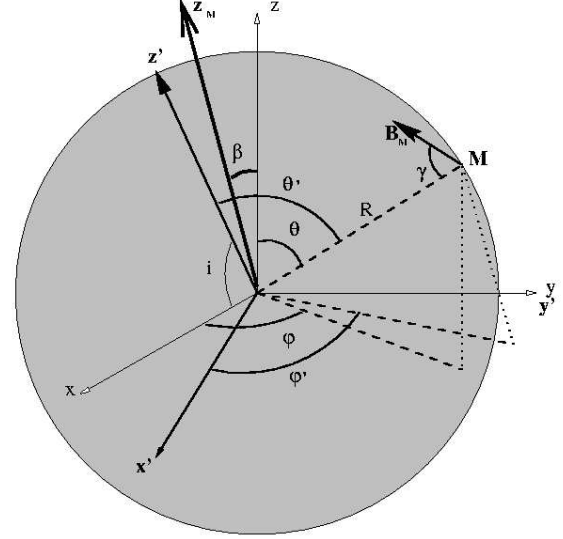


Fig. 1. Coordinate system defining the geometry used for modeling the magnetic star:  $R$  is the photospheric disk radius,  $\gamma$  the angle between the local magnetic field  $B_M$  and the direction  $OM$  for a point  $M$  sitting at  $(x, y, z)$ , and  $\beta$  is the angle between the rotation axis  $(Oz)$  and the magnetic axis  $(Oz_M)$ .

Doppler effect. The damping constant is chosen to correspond to iron atoms. The line profile Equivalent Width (EW) is a parameter of the model (Table 1).

The split line is assumed to be a Zeeman triplet and is considered isolated (i.e not blended). Line blends depend upon the Doppler shift and will be considered in further works for faster rotators (Chesneau in preparation).

### 2.4. Instrumental hypothesis

The spectropolarimeter instrumental profile is assumed to be Gaussian with a Full Width Half Maximum (FWHM) equal to the resolution element. This resolution element is sampled by two pixels of the detector with respect to the Shannon criterion. The photo-counting camera is supposed to be perfect.

### 2.5. Numerical code parameters

The parameters of the numerical code are summarized in Table 1. For the following simulations we consider a *prototype* Ap star whose characteristics are given in Column 3 of Table 1.

## 3. Basic concept and observables of SPIN

### 3.1. Zeeman effect formalism and intensity maps

For a magnetically sensitive spectral line with a triplet Zeeman pattern, the separation between the components is given by:

$$\Delta\lambda = 4.67 \cdot 10^{-13} \lambda_o^2 g B \quad (3)$$



**Table 1.** Parameters of the numerical code for SPIN and characteristics of the prototype star. See text for the meaning of  $B$  and  $BN$ .

Symbol	Item	Prototype star	Range
$\Phi$	Stellar angular diameter	0.7 mas	
$B_{pol}, g$	Polar field, Landé factor	$g.B_{pol} = 4\,000\text{ G}$	
$T_U$	Effective temperature	12 000 K	
$\lambda_0$	Central wavelength	$0.6\text{ }\mu\text{m}$	
$EW$	Equivalent Width of the line profile	90 mÅ	
$i$	Inclination		$[0^\circ; 90^\circ]$
$\beta$	Obliquity		$[0^\circ; 90^\circ]$
$\omega$	Stellar phase		$[0^\circ; 360^\circ]$
$R$	Spectral resolution	30 000	up to 60 000
$BN$	Baseline orientation		$[0^\circ; 90^\circ]$ (*)
$B$	Baseline length	50 m; 100 m	$[0\text{ m}; 200\text{ m}]$

 (\*)  $0^\circ$  corresponds to a North-South orientation and  $90^\circ$  corresponds to a West-East one.

where  $\lambda_0$  is the central wavelength of the line (in Å),  $g$  the Landé factor and  $B$  the magnetic field intensity.

By denoting  $f_\lambda$  the local line profile and  $\lambda_0$  the central wavelength, the Zeeman effect at any point  $M$  is characterized by a Stokes vector proportional to (Collett 1993):

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\lambda 0} = f_{\lambda_0 - \Delta\lambda} \begin{bmatrix} 1 + \cos^2\gamma \\ -\sin^2\gamma \\ 0 \\ -2\cos\gamma \end{bmatrix} + f_{\lambda_0} \begin{bmatrix} 2\sin^2\gamma \\ 2\sin^2\gamma \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ + f_{\lambda_0 + \Delta\lambda} \begin{bmatrix} 1 + \cos^2\gamma \\ -\sin^2\gamma \\ 0 \\ 2\cos\gamma \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4)$$

The  $\sigma$ -components at  $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$  are elliptically polarized of opposite polarities. Both  $\sigma$ -components contain circular components whose intensities are  $I_{\sigma+} = (1 + \cos\gamma)^2$  and  $I_{\sigma-} = (1 - \cos\gamma)^2$  respectively. The  $\pi$ -component at  $\lambda_0$  is linearly polarized with an intensity  $I_\pi = 2\sin^2\gamma$ . For  $\gamma=0^\circ$  (longitudinal Zeeman effect), only the  $\sigma$ -components exist and are left and right circularly polarized. For  $\gamma=90^\circ$  (transverse Zeeman effect), the three components are linearly polarized (since the  $\sigma$ -components ellipticities are null) and the  $\sigma$ - and  $\pi$ -polarizations are crossed.

After a classical analyzer of linear polarizations, the intensity map is:

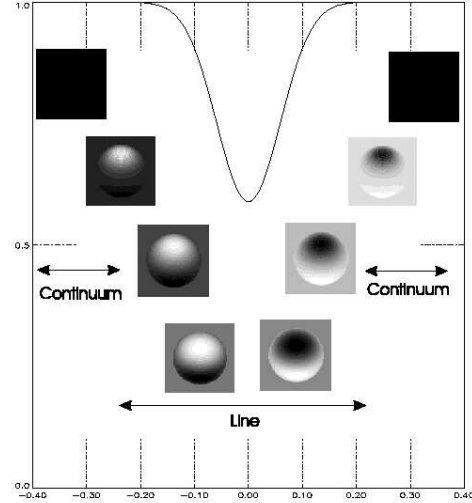
$$I_{lin}(\lambda) = (f'_{\lambda_0 - \Delta\lambda} + f'_{\lambda_0 + \Delta\lambda})\cos^2\gamma + f'_{\lambda_0}I_\pi \quad (5)$$

After a classical analyzer of circular polarizations, the intensity maps are:

$$I_{right}(\lambda) = f'_{\lambda_0 - \Delta\lambda}I_{\sigma-} + f'_{\lambda_0}I_\pi + f'_{\lambda_0 + \Delta\lambda}I_{\sigma+} \quad (6)$$

$$I_{left}(\lambda) = f'_{\lambda_0 - \Delta\lambda}I_{\sigma+} + f'_{\lambda_0}I_\pi + f'_{\lambda_0 + \Delta\lambda}I_{\sigma-} \quad (7)$$

where  $f'_\lambda$  denotes the local line profile convolved with the instrumental one (See Sect. 2.4). Contrary to classical spectro-polarimetry, such a *local* convolution is required to produce intensity maps at various wavelengths (Fig. 2).



**Fig. 2.**  $I_{right}(\lambda) - I_{left}(\lambda)$  intensity maps along a line for  $0.2\text{ }\text{\AA}$  channels.  $R = 60\,000$  and  $i = 60^\circ$ . The local polarization rate reaches 30% for the central pixels, 7% for the neighboring ones, and is negligible for the others.

### 3.2. SPIN concept and observables

A two-telescope interferometer can sample the spatial power spectrum (Fourier transform)  $|\tilde{O}|e^{i\psi}$  of sky brightness  $O(\alpha, \delta)$  at the spatial frequency  $\mathbf{B}/\lambda$ .  $\mathbf{B}$  stands for the interferometric baseline vector projected on the sky and  $\lambda$  the mean wavelength at which the interferometer operates (Born & Wolf 1984). Thus:

$$\mathbf{V}(\mathbf{B}/\lambda) \propto |\tilde{O}(\mathbf{B}/\lambda)|e^{i\psi(\mathbf{B}/\lambda)} \quad (8)$$

Hereafter we call *visibility*  $\mathbf{V}(\mathbf{B}/\lambda)$  the modulus  $|\tilde{O}(\mathbf{B}/\lambda)|$  normalized at the null spatial frequency and *fringe phase*  $\psi(\mathbf{B}/\lambda)$ .

An interferometer equipped with a classical spectro-polarimeter measures the linear and circular visibilities  $V_{lin}(\mathbf{B}/\lambda)$ ,  $V_{right}(\mathbf{B}/\lambda)$ , and  $V_{left}(\mathbf{B}/\lambda)$  which are directly linked to the Fourier transform of  $I_{lin}(\lambda)$ ,  $I_{right}(\lambda)$ , and  $I_{left}(\lambda)$ , respec-

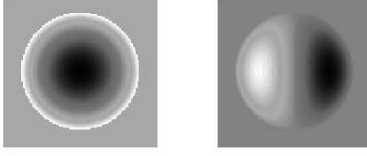


Fig. 3.  $I_{right}(\lambda) - I_{left}(\lambda)$  intensity maps for a pole-on dipole (left) and an edge-on dipole (right).  $BN = 90^\circ$ ,  $R = 60\,000$  and  $g.Bpol = 4\,000$  G.

tively, SPIN observations of magnetic stars thus provide various polarized visibilities as a function of baseline length  $B$ , baseline orientation  $BN$  and wavelength  $\lambda$ .

Fringe phase information  $\psi$  is inaccessible with a two-telescope interferometer. However, if one can record the interferometric signal simultaneously at two neighboring wavelengths, one can retrieve positional information on the sky brightness at a given wavelength  $\lambda_1$  relative to the second  $\lambda_2$  provided the object under observation remains unresolved at one of the wavelengths. In other words:

$$\psi = 2\pi \frac{B}{\lambda} \epsilon \quad (9)$$

where  $\epsilon$  is the projection of the vector distance  $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (\alpha, \delta)_{\lambda_1} - (\alpha, \delta)_{\lambda_2}$  on the interferometer's baseline.  $\alpha$  and  $\delta$  are the object's position on the sky at  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$ . A fringe phase variation thus directly traduces a displacement of the star photo-center. It is theoretically known (Petrov 1988) and practically demonstrated (Vakili et al. 1997) that the measurable  $\epsilon$  can be much smaller than the angular resolution of the interferometer  $\lambda/B$ .

In the following, we use this *differential interferometry* technique to compute fringe phases as well as visibilities (Berio et al. 1999). Thus both SPIN observables are obtained by an inter-correlation method between a large continuum channel and the narrow channel in the spectral line (Fig. 2). Such a differential technique allows to improve the sensitivity of the technique (Petrov et al. 1986).

#### 4. Numerical results of SPIN capabilities

##### 4.1. Diagnosis on magnetic field configurations

To illustrate the SPIN observables behavior, we first present two extreme cases: a pole-on dipole ( $\langle B_z \rangle \sim \frac{B_{pol}}{4}$ ) and an edge-on dipole ( $\langle B_z \rangle = 0$ ) (Fig. 3). In the first case, the polarized light modulates the intensity distribution and mimics a strong limb-darkening. As a consequence, the star appears larger/smaller in the polarized lines than in the unpolarized continuum, inducing a strong visibility variation. Both polarized and unpolarized light distribution are centro-symmetric and no phase effect is expected between them. For the edge-on dipole, this situation is inverted. The longitudinal field is minimum and consequently the visibility is less affected by polarized light. In this case, since the configuration is highly anti-symmetric, a large phase effect can occur. The detections will take place between these extreme

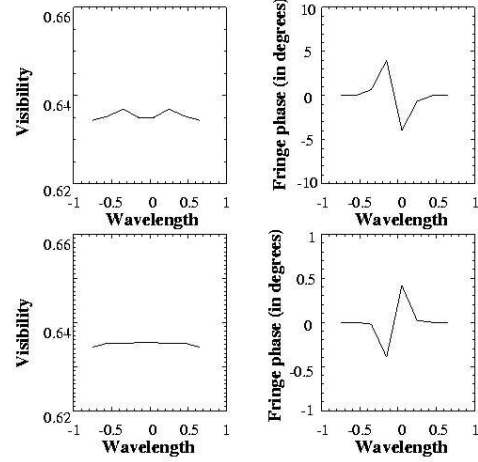


Fig. 4. Circular visibility and fringe phase for an edge-on dipole (up) and an edge-on quadrupole (down) versus wavelength. 0 denotes the central wavelength and each point corresponds to a resolution element.  $g.Bpol = 4\,000$  G.

cases. The inverted behavior between visibility and fringe phase is obviously the key point to strongly constrain both  $i$  and  $\beta$ .

##### 4.1.1. Symmetric configurations

To point out the spatial resolution capabilities of SPIN, we study two symmetric configurations where the classical mean longitudinal field  $\langle B_z \rangle$  equals zero: an edge-on dipole and an edge-on quadrupole.

For these cases, the longitudinal field is minimum and therefore the visibility signal is minimum too (Fig. 4). However, for the edge-on dipole, the photo-center displacement induced by the polarized light is maximum and compensates for the decrease of polarization rate: a phase signal is detectable. The quadrupole configuration also creates a polarized anti-symmetry and a phase signal could be detectable. Note that we assume the baseline orientation  $BN$  perpendicular to the axis of anti-symmetry, which induces a maximum signal.

##### 4.1.2. SPIN baseline effects and magnetic field orientation

Visibilities and phase fringes have been computed for various magnetic configurations, the main parameters being  $i$ ,  $\beta$ ,  $g.Bpol$  and  $BN$ . For convenience and since we aim at illustrating SPIN observables, we assume that the axes  $(Oz_M)$ ,  $(Oz)$  and  $(Oz')$  are coplanar, which implies that only the angle  $i + \beta$  can be constrained (See Sect. 6 for more general cases). The following example takes  $g.Bpol = 4\,000$  G (Figs. 5- 6). The resulting accuracies on visibility and phase are similar for other realistic  $g.Bpol$  values.

Visibilities versus spatial frequency (i.e. baseline length) show a very slight dependence on magnetic field orientation

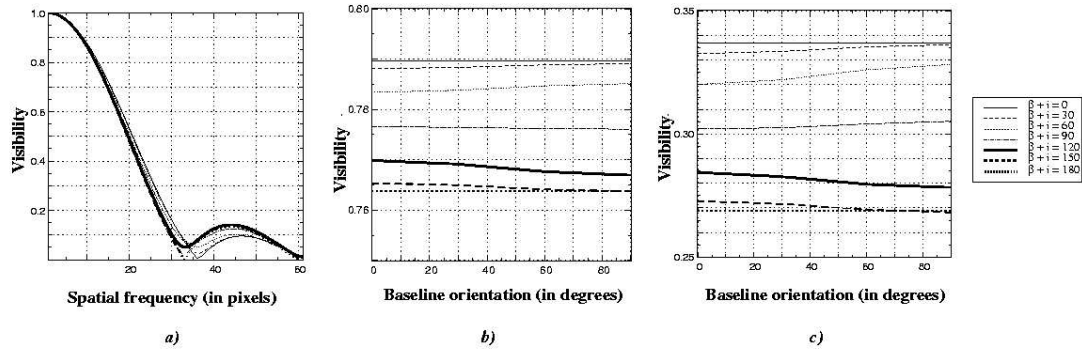


Fig. 5a–c. Circular visibility for various angles  $i + \beta$  and  $g.B_{pol} = 4\,000$  G. **a** versus spatial frequency (in pixels) for  $BN = 90^\circ$ . **b** versus baseline orientation  $BN$  for a baseline of 50 m. **c** versus baseline orientation  $BN$  for a baseline of 100 m.

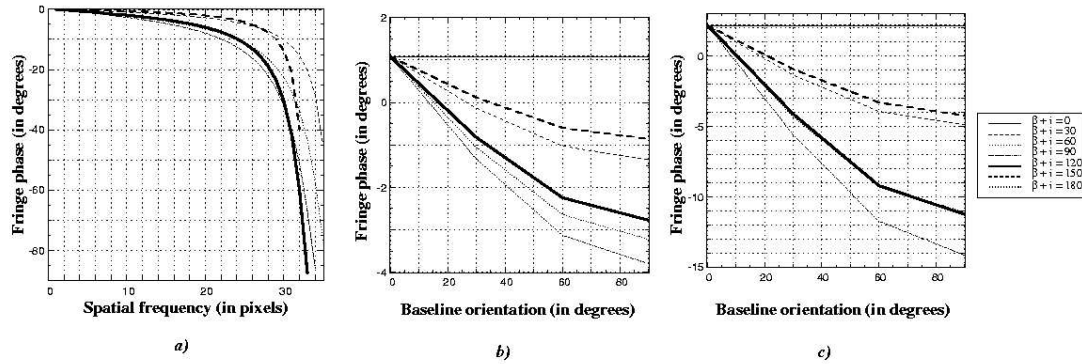


Fig. 6a–c. Circular fringe phase (in degrees) for various angles  $i + \beta$  and  $g.B_{pol} = 4\,000$  G. **a** versus spatial frequency (in pixels) for  $BN = 90^\circ$ . **b** versus baseline orientation  $BN$  for a baseline of 50 m. **c** versus baseline orientation  $BN$  for a baseline of 100 m.

$i + \beta$  (Fig. 5a): the larger visibility differences occur at large spatial frequencies for very small visibilities ( $\leq 10\%$ ). For smaller baselines, the required absolute visibility accuracy is as small as 0.1%: for  $30^\circ \leq i + \beta \leq 150^\circ$ , such an accuracy allows to constrain  $i + \beta$  with an accuracy of few degrees if the baseline equals 100 m (Fig. 5c) and of 10–15° if the baseline equals 50 m (Fig. 5b).

On the contrary, fringe phases versus spatial frequency significantly vary with  $i + \beta$  (Fig. 6a). Fringe phases also depend upon the baseline orientation  $BN$  (Fig. 6b–c): these variations can reach 15° for a baseline of 100 m and 5° for a baseline of 50 m. The accuracy on  $i + \beta$  strongly depends upon  $i + \beta$  and  $BN$ : it can be better than 5° for a baseline of 100 m and a high phase accuracy of 0.1°. For a realistic phase accuracy of 0.5°,  $i + \beta$  can be constrained within 8–10° for a baseline of 100 m and within 15° for a baseline of 50 m. Figs. 6b–c also demonstrate the great interest of simultaneous different baseline orientations and multi-telescope arrays for avoiding to confuse different  $i + \beta$  (See Sect. 6.2.3).

As each baseline length produces independent measurements, the accuracy on  $i + \beta$  can be improved by a factor  $\sqrt{N}$  if  $N$  is the number of measurements.

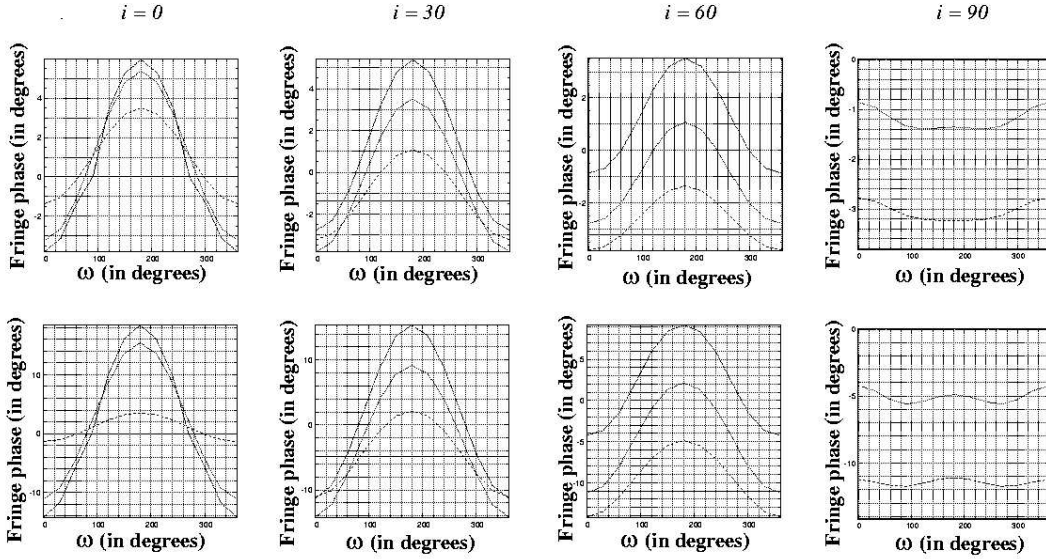
#### 4.1.3. Oblique rotator and temporal variability

Temporal variations of visibility and fringe phase are reported in Figs. 7 and 8 for various configurations of  $i$  and  $\beta$ . These variations can be detected even with a baseline of 50 m since they exceed few degrees for the fringe phase (and up to 30° for  $B = 100$  m) and few percents for the visibility. For a given  $i$ , the variation amplitudes of the visibility and fringe phase increase with  $\beta$ . Besides, for a given angle  $i + \beta$  (constrained in Sect. 4.1.2), the variation amplitude of the fringe phase increases when  $i$  decreases, allowing to independently constrain  $i$  and  $\beta$ .

#### 4.2. Small field detection

For a given visibility and fringe phase accuracy, what is the minimal magnetic field that SPIN can detect? Fig. 9 reports the visibility and phase versus  $B_{pol}$  ( $g = 2$ ) for different baselines and pole-on (visibility only as explained in Sect. 4.1.1) and edge-on configurations.

For the pole-on configuration, considering a spectral resolution  $R = 30\,000$  and a 1% visibility accuracy, no signal can be detected with a 100 m baseline for  $B_{pol} \leq 2000$  G. With  $B =$



**Fig. 7.** Circular fringe phase (in degrees) for various angles  $\beta$  versus stellar phase  $\omega$ .  $BN = 90^\circ$  and  $g.B_{pol} = 4\,000$  G.  $\beta$  equals  $0^\circ$  (solid line),  $30^\circ$  (dashed line),  $60^\circ$  (dotted line) and  $90^\circ$  (dash-dotted line). The inclination  $i$  equals  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  and  $90^\circ$  from left to right. The baseline equals 50 m (top) and 100 m (bottom).

200 m, a polar field of 1200 G can be detected. For an visibility accuracy of few tenths percents,  $B_{pol}$  of few hundreds Gauss can be detected even for  $B = 100$  m.

For the edge-on configuration, a huge phase effect occurs with  $B = 200$  m baseline but it must be pointed out that the signal detection is much more difficult with this baseline since the visibility is very low (the first zero visibility for a 0.7 mas star is 215 m). Nevertheless, we can detect  $B_{pol}$  as low as 250 G with a very pessimistic  $5^\circ$  phase accuracy and  $B_{pol}$  of about 100 G for a realistic  $1^\circ$  phase accuracy.

Generally, a spectral resolution of 30 000 is not sufficient to detect small magnetic fields and baselines larger than 150 m are mandatory. With  $R = 60\,000$ , such a detection becomes possible with shorter baselines even with the visibility signal.

To conclude the sensitivity difference between visibility and phase signal implies very different magnetic field detection thresholds. An edge-on configuration will be detected much easier than pole-on configuration, contrary to classical methods.

#### 4.3. Transverse field measurements

In spectropolarimetry, the mean longitudinal field  $\langle B_z \rangle$  is generally not sufficient to determine the surface field, but attempts to observe the transverse Zeeman effect are scarce. Since each Zeeman component produces opposite linear polarizations, a large cancellation occur and very high spectral resolutions and/or sensitivities are required (Borra & Vaughan 1976). The same difficulties arise for SPIN and the question is to determine whether this sensitivity loss can be counterbalanced by the spatial resolution.

The first result is that the visibility signal is strongly attenuated and a spectral resolution  $R \geq 60\,000$  are mandatory in the visible. The phase signal is unfortunately also strongly attenuated due to the high symmetry of the transverse intensity maps whatever the inclination  $i$  and even for spectral resolutions higher than 60 000.

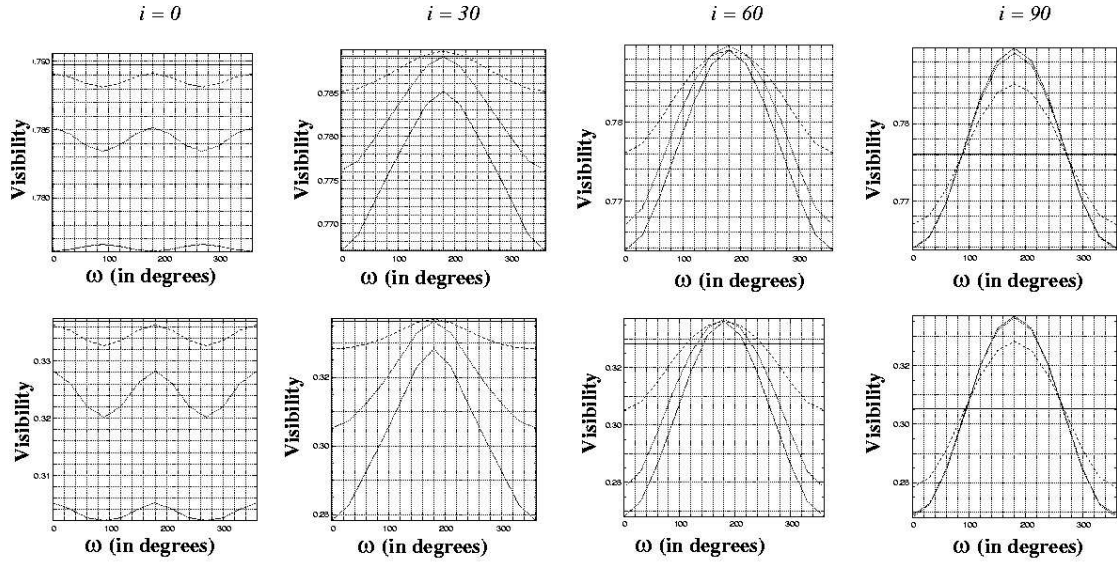
To conclude, it does not seem interesting to measure the transverse field with SPIN. Note that, with several baselines, the longitudinal detections should be sufficient to retrieve the field geometry.

### 5. Numerical simulation of SPIN sensitivity

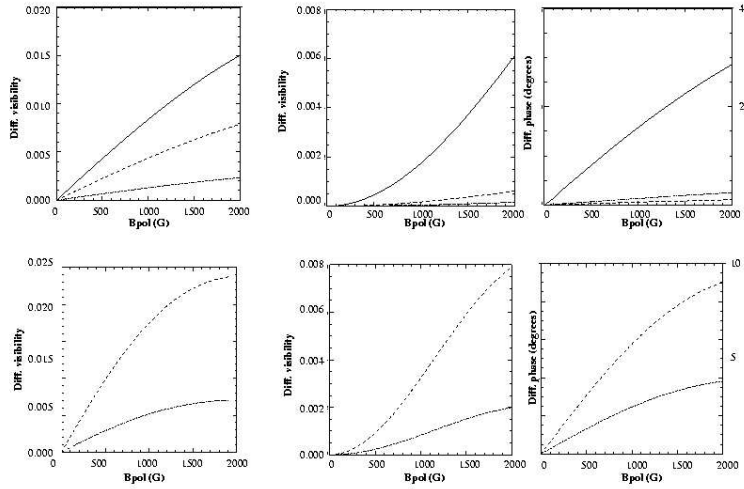
#### 5.1. Instrumental requirements

In principle there is no obstacle to equip the focal instrument of an interferometer by polarimetric optics. A simple polarization state analyzer using a Wollaston prism and quarter-wave plates at  $45^\circ$  can perfectly match the specifications for calibration and visibility determination in the different Zeeman components.

The difficulty of SPIN is due to the optical complexity of interferometers in general which demands numerous and stringent calibrations of internal polarization to attain the desired and unbiased accuracies to determine stellar magnetisms. Visibility accuracies of few tenths of percent are required to constrain magnetic field orientations. Such accuracies are reached with the FLUOR instrument thanks to spatial filtering and simultaneous photometric calibration (Coudé du Foresto et al. 1997) and such performances are expected for the focal instrument AMBER of the VLTI (Petrov et al. 1998). The previous study



**Fig. 8.** Circular visibility (in degrees) for various angles  $\beta$  versus stellar phase  $\omega$ .  $BN = 90^\circ$  and  $g.B_{pol} = 4\,000\text{ G}$ .  $\beta$  equals  $0^\circ$  (solid line),  $30^\circ$  (dashed line),  $60^\circ$  (dotted line) and  $90^\circ$  (dash-dotted line). The inclination  $i$  equals  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  and  $90^\circ$  from left to right. The baseline equals 50 m (top) and 100 m (bottom).



**Fig. 9.** Differential circular visibility and fringe phase between the two central pixels for a pole-on (left) and an edge-on (middle and right) dipole versus  $B_{pol}$  ( $g = 2$ ) for  $R = 30\,000$  (up) and  $R = 60\,000$  (down). The baseline  $B$  equals 50 m (dash-dotted line), 100 m (dashed line) or 200 m (solid line).

also demonstrates that fringe phase constitutes a powerful tool for constraining magnetic fields provided that the phase accuracy reaches few tenths of degree. Such accuracies have already been obtained with the GI2T interferometer (Vakili et al. 1997) and accuracies better than  $0.1^\circ$  are expected with AMBER.

Baselines longer than 50 m are mandatory for partially resolve Ap and Bp stars, which is reachable with existing interferometers (GI2T for instance) and a fortiori with foreseen ones (VLTI).

SPIN technique obviously implies a spectrometric device with high spectral resolution (at least 30000 in the visible and 10000 in the near-infrared). Nowadays only the GI2T/REGAIN (Mourard et al. 1998) is equipped with such a device in the visible range and AMBER, which is first restricted to the near-infrared range (J, H and K bands), is foreseen with a spectrometric mode. As regards to polarimetric devices, only REGAIN on the GI2T includes such a facility. AMBER is first restricted to a linear polarizer (Malbet 1999).

Finally, three or more baselines appear to significantly improve the SPIN performances by allowing to avoid confusion between various magnetic field configurations. This facility is currently available on two existing arrays, COAST (Baldwin et al. 1996) and NPOI (Benson et al. 1997), and will be accessible with the future instruments such as the VLTI (Mariotti et al. 1998) or CHARA (McAlister et al. 1998).

### 5.2. Limiting magnitudes

As regards to the previous instrumental considerations, we have computed SPIN sensitivity for two realistic interferometric configurations. First we contemplate SPIN validation with the existing GI2T/REGAIN instrument since it has a maximal single baseline of 65 m and besides it is designed with a spectro-polarimetric device whose spectral resolution reaches 30000. Then we obviously foresee observations with the ESO VLTI interferometer composed by four *fixed* 8m-Unit Telescopes (UT) with baselines from 40 m to 100 m and three (and more) *movable* 1.8m-Auxiliary telescopes (AT) with baselines reaching 200 m.

#### 5.2.1. GI2T

All the system being already designed, a global simulation of the GI2T/REGAIN is possible and thus our computation of SPIN performances on the GI2T is very accurate (Berio et al. 1999). The inter-correlation estimator is defined in the spectral density space and is thus quadratic. The photon noise is assumed to be the single limitation. For fringe phase computation, neither geometrical variability nor flux limitation by neutral densities have been taken into account, inducing an under-estimation for the smallest magnitudes.

For a Fried parameter of  $r_0 = 7$  cm, an exposure time  $\tau = 20$  ms, a number of recorded images  $N_i = 90\,000$ , a science channel of  $0.2\text{ \AA}$  large, a continuum channel of  $20\text{ \AA}$  large and without adaptive optics, the expected SNR of the squared visibility and the phase errors are given in Fig. 10 when observing in SPIN mode. The accuracies required for SPIN are reached for  $m_V \leq 2$ . These performances will be greatly improved with adaptive optics (Vérinaud et al. 1998) which will focus the coherent signal and increase the SNR:  $m_V$  reaches 6.

#### 5.2.2. VLTI

Our computation of SPIN performances on the VLTI is based on the expected performances of the AMBER focal instrument (Malbet 1999). With the higher spectral resolution  $R = 10\,000$ , an elementary exposition time  $\tau = 100$  s, a total integration time of 4 hours, a visibility signal-to-noise  $SNR = 100$ , the AMBER expected limiting magnitudes are  $m_J = 5.8$ ,  $m_H = 10.8$  and  $m_K = 12.3$  on the UTs with fringe tracking and adaptive optics in average atmospheric conditions. These performances are quite identical in the H and K bands with the ATs thanks to more efficient adaptive optics. Within the context of SPIN applications, note that considering  $R = 10\,000$  in the near-infrared is equivalent

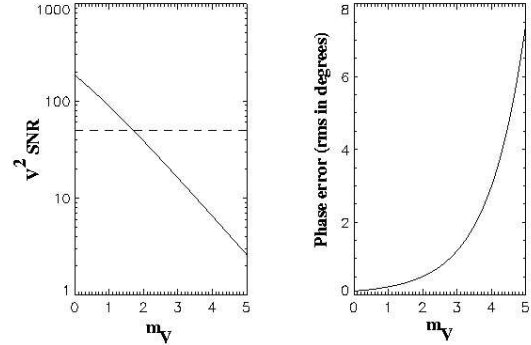


Fig. 10. SNR of the squared visibility (left) and phase error due to speckle and photon noise (right) versus stellar magnitude. The dashed line indicates the 1% accuracy threshold.

lent to  $R = 30\,000$  in the visible (Eq. 3), even if in terms of spatial resolution, this infrared spectral range requires longer baselines (Sect. 5.3). To conclude, considering for SPIN an instrumental throughput twice lower than AMBER one (due to polarimetric equipment) and a shorter total integration time (to preserve temporal evolution studies) leads to satisfying limiting magnitudes in the H and K bands whatever the VLTI configuration (UTs or ATs).

### 5.3. Astrophysical candidates

In a first step, the targets have to be close (i.e. bright) and strongly magnetized. The main limitation is clearly the angular diameter since Ap stars radius is about 2-4 solar radius. With the 60 m baseline of the GI2T/REGAIN, a few well known stars will be considered:  $\alpha$ CVn ( $m_V = 2.9$ ,  $\phi = 0.88$  mas, Shallis et al. 1985) and  $\beta$ CrB ( $m_V = 3.9$ ,  $\phi = 1$  mas, Wade 1997) for the magnetic ones.  $\epsilon$ Uma ( $m_V = 1.8$ ,  $\phi = 1.5$  mas, Shallis & Blakwell 1979) and  $\alpha$  And ( $m_V = 2.1$ ,  $\phi = 1.25$  mas, Shallis et al. 1985) that are weakly magnetized should also be investigated.

For the VLTI, the same considerations apply and the AT telescopes offer both large baselines and a great coverage of the spatial frequencies. The potential targets for VLTI are more numerous in the visible considering the 200 m baseline and the greater limiting magnitude. With a limiting angular diameter  $\phi_{lim}$  of 0.25 mas (and  $m_V \sim 6$ ), about 50 stars could be observed in the visible and a dozen in J, H and K bands ( $\phi_{lim} \sim 0.6$  mas).

## 6. Discussion

### 6.1. Stellar rotation axis

In our computations, the rotation axis is chosen as a reference and its orientation relative to the sky  $\theta_i$  is supposed to be known. However, this angle has to be found since no indication from classical methods are available except for  $v \sin i$  informations and for the case of Be stars whose disks greatly influence the polarization angles of the light. For Ap stars, interferometry in



natural light (See Sect. 6.2.2) can provide this information. This could be done considering the Doppler effect on the phase due to the star rotation (Chalabaev 1992). But this method requires high phase accuracy and high  $v \sin i$ , larger than those considered in this work. The best way is to use temporal evolution and phase closure to constrain  $\beta$ ,  $i$  and  $\theta_i$ .

## 6.2. SPIN data processing

### 6.2.1. SPIN calibrators

Unlike traditional polarimetric methods, standard polarimetric stars cannot always be interferometric references. This is due to the spatial resolving property of stellar interferometers: if for reasons of symmetry the photo-polarimetric signature of a star is null, it can still produce a spatial signal. Therefore a SPIN calibration star can be either a calibration star that is unresolved at the angular resolutions achieved by the interferometer, or the observed object itself at a spatial frequency where it is unresolved. The most critical instrumental calibrations concern the oblique reflections inside the interferometric arms (Rousselet-Perraut et al. 1997a). It is also preferable to record polarized interferograms simultaneously on the same panoramic detector and to switch the polarization states of the analyzer to unbiased the visibilities from detector response.

### 6.2.2. Calibrations by observations in natural light

Like in spectropolarimetry, SPIN measurements in different states of polarization should be sandwiched between interferometric data in natural light on the star itself, compared in turn to an unresolved calibrator, the process being repeated for increasing and orientation-changing baselines (Rousselet-Perraut et al. 1997b). In fact, our differential method to recover SPIN signal isolates the Zeeman effect as the single origin of polarization change in the line but a signal comparison, between the continuum and the line in natural (i.e. non polarized) light, is mandatory to extract information about other unpolarized effects.

First, observations in natural light allow to disentangle geometrical effects since interferometry is very sensitive to the spatial shapes of the star. These observations can be a useful tool for Ap stars where atmospheric distortions and radius variations following the magnetic field structure are suspected (Hubbard & Dearborne 1982). These phenomena can induce a temporal variation of the surface and shape of the visible face of the star which can modify the interferometric signal. Nevertheless, the radius variation could at the best be of the order of few percents (Stepien 1978; Leblanc et al. 1994) and is the same at all wavelengths, which does not affect our differential signal.

In the same way, a patchy intensity distribution will create a complex and time dependent signal. Ap stars are chemically peculiar stars and the studied line can present a very different intensity distribution from the continuum. The signal differences between the continuum and the lines in polarized light has to be corrected for the differences existing in natural light.

The SPIN study of Ap star implies indeed an important by-product of intensity distribution and/or geometric information of great interest.

### 6.2.3. SPIN inversion

As previously illustrated, SPIN can provide visibilities and fringe phases for various Zeeman components, various temporal phases  $\omega$ , various baseline lengths  $B$  and orientations  $BN$  when more than three telescopes are used. These visibility points are directly linked to the object intensity distribution (Eq. 8) and can provide spatial, spectral and temporal information about stellar magnetism. Especially, they can bring constraints on stellar parameters such as  $i$ ,  $\beta$  and  $\theta_i$ . Even if astrophysical information can be obtained by model fitting, to constitute a very powerful means of diagnosis for stellar magnetism, SPIN obviously requires an efficient inversion method allowing to converge on a star model from various complementary observables.

## 7. Conclusion and perspectives

SPIN (Spectro-Polarimetric INTERferometry) method is a new and complementary way to study stellar magnetic fields. First we only investigate slow rotators (i.e.  $v \sin i \leq 20$  km/s) whilst the Zeeman Doppler Imaging (ZDI) deals with stars which exhibit sufficient  $v \sin i$  ( $\geq 30$  km/s). Further works will investigate the case of faster rotators by including Doppler effect in our model. In this case, Doppler effect can eventually emphasize the local magnetic fields, which could be detected by the SPIN technique that presents the unique and strong advantage of providing spatial information for the Zeeman components.

A simple analytical model of magnetic stars allows us to illustrate the SPIN capabilities for detecting and constraining magnetic fields. The fringe phase appears to be the most powerful observable and requires accuracies better than  $0.5^\circ$ . Thus only very bright stars ( $m_V \leq 2$ ) can be observed using SPIN techniques on presently operating instruments. In a near future, the operation of the 8m-telescopes and 1.8m-telescopes equipped with performant adaptive optics of the VLTI will allow to reach limiting magnitudes  $m_K \leq 8-10$  and to foresee a larger sample of objects for SPIN technique. Such objects also require milli-arcsecond angular resolutions (hence baselines of several tens meters) and a multi-element interferometer with 2D imaging capabilities for getting unambiguous pictures of the stellar magnetic field geometry. Within this interferometric short-term context, we advocate that a polarimetric device implemented on the AMBER visible extension would be a powerful means for studying stellar magnetism and others phenomena of stellar polarization (scattering,...).

Finally it must be emphasized that SPIN observations may undoubtedly lead to misleading pitfalls if, for the very first observations, they are not accompanied by more classical and mature techniques like ZDI. It is even mandatory that any SPIN attempt should be accompanied by simultaneous spectro-polarimetric observations to independently constrain the magnetic source. Starting with well-known magnetic stars must be the

starting point with the hope that sooner or later all potentially magnetic stars will be truly imaged by arrays of optical telescopes.

**Acknowledgements.** The authors are grateful to J. Bouvier, D. Mourard and G. Mathys for their readings and comments of the original and revised manuscripts. They want to thank the referee Dr. M. Semel for his constructive criticisms, which allowed us to improve the paper. We would like to thank C. Stehlé and N. Thureau for fruitful discussions.

### References

- Baldwin J.E., Beckett M.G., Boysen R.C., et al., 1996, A&A 306, L13  
 Benson J.A., Hutter D.J., Elias N.M., et al. 1997, Astronomical Journal 114, 1221  
 Berio P., Mourard D., Bonneau D., et al., 1999, Journal of Optical Society of America A Vol. 16, 4  
 Born M., Wolf E., 1984, Principles of optics. Pergamon Press, New York  
 Borra E.F., Vaughan A.H., 1976, ApJ 210, L145  
 Brown D.N., Landstreet J.D., 1981, AJ 246, 899  
 Chalabaev A., 1992, hrll.conf, 403  
 Chesneau O., in preparation  
 Collett E., 1993, Polarized light - Fundamentals and applications. Marcel Dekker, New York  
 Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., Mariotti J.-M., 1997, A&AS 121, 379  
 Donati J.F., Semel M., Praderie F., 1989, A&A 225, 467  
 Hubbard E.N., Dearborne D.S.P., 1982, ApJ 254, 196  
 Leblanc F., Michaud G., Babel J., 1994, ApJ 431, 388  
 Leroy J.L., Landolfi M., Landi Degl'Innocenti E., 1993, A&A 270, 335  
 McAlister H.A., Bagnuolo W.G., Ten Brummelaar T.A., et al., 1998, In: Reasenberg R.D. (ed.) Proc. SPIE 3350, Astronomical Interferometry. p. 947  
 Malbet F., 1999, AMBER the near-infrared interferometric instrument. ESO/VLTI Conceptual Design Review  
 Mariotti J.-M., Denise C., Deric F., et al., 1998, In: Reasenberg R.D. (ed.) Proc. SPIE 3350, Astronomical Interferometry. p. 800  
 Michaud G., Charland Y., Megessier C., 1981, A&A 103, 244  
 Mourard D., Thureau N., Antonelli P., et al., 1998, In: Reasenberg R.D. (ed.) Proc. SPIE 3350, Astronomical Interferometry. p. 517  
 Muthsam H., 1979, A&AS 35, 107  
 Petrov R.G., Roddier F., Aime C., 1986, JOSA A, Vol. 3, n°5, p. 634  
 Petrov R., 1988, In: Merkle F. (ed.) High-Resolution Imaging by Interferometry. ESO Conference, March 1988, Garching, Germany, p. 235  
 Petrov R.G., Malbet F., Richichi A., et al., 1998, The Messenger 92, p. 11  
 Robinson R.D., 1980, ApJ 239, 961  
 Rousselet-Perraut K., Vakili F., Mourard D., 1997a, Optical Engineering Vol. 36(4), 980  
 Rousselet-Perraut K., Vakili F., Mourard D., et al., 1997b, A&AS 123, 173  
 Semel M., 1989, A&A 225, 456  
 Shallis M.J., Blakwell D.E., 1979, A&A 79, 48  
 Shallis M.J., Booth A.J., Baruch J.E.F., et al., 1985, MNRAS 213, 307  
 Stepien K., 1978, A&A 70, 509  
 Vakili F., Mourard D., Bonneau D., et al., 1997, A&A 323, 183  
 Véronaud C., Blazit A., Berio P., et al., 1998, In: Catching the perfect wave, in press  
 Wade G.A., 1997, A&A 325, 1063



## 6 Conclusions et Perspectives

L'objet de cette thèse était de démontrer les possibilités astrophysiques qui découlent de l'observation des pertes de masse des étoiles chaudes avec une instrumentation disposant d'une grande résolution spatiale ou d'un dispositif d'analyse de la lumière polarisée.

Je ne vais pas pousser plus avant les perspectives astrophysiques qui découlent de ces techniques et de leur association, ce sujet étant traité à la fin de chaque chapitre. Cependant, j'ai largement situé ces perspectives dans le cadre des instruments que j'ai côtoyés, essentiellement CASPEC et le GI2T. Je vais maintenant présenter les perspectives instrumentales qui s'ouvrent pour les spectropolarimètres et interféromètres à l'ère des grands télescopes.

### 6.1 Optique adaptative et coronagraphie

Dans le cas des étoiles chaudes, la résolution spatiale et la dynamique requises sont importantes. À l'exception de la très fameuse  $\eta$  Carinae, et du groupe restreint des LBVs, les sujets d'études se prêtant à la résolution d'un télescope monolithique sont rares. De plus, il faut reconnaître que les détecteurs des grands télescopes ne sont pas adaptés à l'étude des environnements circumstellaires essentiellement à cause des temps de lecture qui demeurent trop longs surtout en infrarouge (voir Roddier 1999). En effet, en l'absence de coronagraphes adaptés cet état de fait impose une gestion difficile des temps de pose dans le cas de l'observation de nébuleuses faibles autour d'étoile.

Un mode coronagraphique reste la solution la plus avantageuse pour permettre une bonne dynamique et résoudre ce conflit entre temps de pose et résolution spatiale (voir manuel du coronographe d'Adonis, Beuzit et al. 1999). Un instrument de type Graf (Chalabaev et al. 1999) offre de grandes possibilités astrophysiques grâce à sa résolution spectrale et une procédure de calibration de la PSF particulièrement robuste. En revanche, sans mode coronagraphique (mode actuel), cet instrument est soumis aux mêmes problèmes de saturation sur des sources brillantes alors que la dynamique requise pour observer l'environnement circumstellaire est grande et est donc fortement dépendant du régime de linéarité du détecteur et de sa capacité à évoluer dans un régime de courtes poses.

De plus, dans un coronographe, l'étendue de la région occultée est plus ou moins déterminée selon des critères instrumentaux, ce qui peut limiter l'étendue des programmes astrophysiques. On peut aussi fonder de grands espoirs sur le développement instrumental généré par la recherche des exoplanètes. Les concepts coronagraphiques se sont diversifiés et approfondis avec l'introduction de l'optique adaptative. Citons par exemple le concept de "nulling" qui revient à générer une réponse instrumentale adaptée à l'objectif astronomique au moyen de miroirs déformants (Hinz et al. 1998).

Dans ce contexte, il faut souligner toute l'originalité de notre observation de P Cygni par une optique adaptative avec l'utilisation d'une caméra à comptage de photons, et non d'un classique CCD pour la détection lumineuse. Cette observation sans coronographe, et en optique qui plus est, demeure pour l'instant une exception. Avec l'utilisation systématique des OA il existe néanmoins des incitations fortes pour le développement de CCD à court et très court temps de lecture, ainsi que le développement de modes d'acquisition dédiés à ce régime (mode Chopper).

### 6.2 Spectropolarimètres

Il est clair que les spectropolarimètres sont des instruments très contraignants en terme de flux et de stabilité instrumentale. Ceux-ci ne sont pas une priorité pour les instruments de 1<sup>ère</sup> génération des grands télescopes. Certes, il existe des modes polarimétriques aux spectrographes imageurs (comme FORS1 pour le VLT), mais les résolutions spectrales sont faibles ( $R < 2000$ ), car ils sont dédiés à des objectifs essentiellement cosmologiques.

Dans cet environnement, force est de constater que le projet ESPADON est unique, et va constituer pour les prochaines années un instrument de premier plan (<http://webast.ast.obs-mip.fr/magnetisme/espadons.html>). Les projets de secondes générations ne sont pas encore déterminés. Citons la possibilité de transformation en spectropolarimètre prévue pour le spectrographe HROS (High Resolution Optical Spectrograph) de Gemini Sud, développé par l'University College de Londre (UCL, Diego et al. 1997). Cet instrument sera monté au foyer cassegrain du télescope, ce qui est avantageux au point de vue contrôle de la polarisation instrumentale. Cependant, cela impose aussi des contraintes strictes au niveau des flexions instrumentales, tant en mode polarisé qu'en lumière naturelle qui dominent tout le design de l'instrument. Pour ce projet, seule la polarisation linéaire sera probablement considérée.

Le projet le plus ambitieux reste le polarimètre, spectrographe et imageur PFIS (Prime Focus Imaging Spectrograph) qui va être un des instruments phares du télescope SALT (South Africa Large Telescope) grâce à une contribution financière de premier plan de l'Université du Wisconsin. Le groupe d'astronomie de cette institution possède une des meilleure expertise mondiale en spectropolarimétrie des étoiles chaudes, et est responsable de la conception de ce spectropolarimètre placé au foyer du télescope. PFIS pourra atteindre une résolution spectrale de 12000, et bénéficier de la grande surface collectrice des multiples miroirs, de 11m de diamètre en configuration optimale<sup>36</sup> pour atteindre une sensibilité très importante (voir site <http://www.sal.wisc.edu/~khn/salt/index.html>).

Enfin, on ne peut passer sous silence le spectropolarimètre FUSP (Far Ultraviolet SpectroPolarimeter) entièrement dédié à la spectropolarimétrie ultraviolette des étoiles chaudes. Ce micro-satellite est une expérience unique au monde, développée aussi par l'Université du Wisconsin (dirigé comme pour PFIS par K. Nordsieck) qui aura comme objectif phare la première tentative de détection de champ magnétique stellaire (autre que celui du soleil) par effet Hanlé. Cet effet, modélisé pour les étoiles chaudes par Ignace et al. (1996, 1997, 1998), a déjà fait ses preuves dans l'étude des protubérances solaires (voir références dans Leroy 1998). L'effet Hanlé consiste en une rotation de la direction de polarisation dans des raies dont la durée de vie est faible par rapport à la fréquence de Larmor induite par le champ magnétique. Elle touche donc plus particulièrement les raies de résonance de l'ultraviolet, et nécessite aussi un milieu où une polarisation linéaire préexiste localement ce qui est le cas des étoiles chaudes. Les cibles seront naturellement celles qui ont été citées dans cette thèse, en autres les Be  $\gamma$  Cas et  $\zeta$  Tau, la binaire B+Be  $\beta$  Lyre, les supergéantes OB  $\zeta$  Ori,  $\xi$  Per et  $\beta$  Ori et la WR EZ CMa.

### 6.3 Interféromètres et polarimétrie

L'interférométrie vient de passer au stade de technique mature, mais elle demeure un grand chantier du point de vue exploration de son potentiel, et un travail conséquent reste à faire dans ce domaine. Là encore, les instruments de premières génération, que ce soit du VLTI, Keck

---

<sup>36</sup> Il faut préciser que le SALT est inspiré du Hobby-Heberly Telescope, un télescope à monture alt-azimutale dont le pointage est effectué par déplacement du miroir secondaire.

## VI. Conclusion

ou CHARA ont d'autres priorités que la mesure en lumière polarisée ou même l'interférométrie avec résolution spectrale. Ces priorités sont par exemple la clôture de phase, la maîtrise de la mesure, les senseur de franges...

Il faut noter l'exception que représente le recombineur AMBER du VLTI (Petrov et al. 1998) qui disposera en tant qu'instrument de première génération d'une grande résolution spectrale ( $R=10000$  dans le proche infrarouge). Les potentialités de la mesure en lumière polarisée sont néanmoins reconnues. Ainsi, un module polarimétrique est prévu pour l'interféromètre NPOI, et Françoise Delplancke s'est dite très intéressée par la possibilité d'un module d'étude polarisée pour l'instrument PRIMA du VLTI. PRIMA est basée sur le suivi et la calibration des franges par l'observation de deux étoiles simultanées, ce qui fournirait des informations de phase absolue et relative de grande précision en lumière polarisée.

Le module polarimétrique de REGAIN/GI2T est achevé au moment où j'écris ces lignes. Les performances du Wollaston et des lames ont été testées en laboratoire, puis sur l'instrument. Les possibilités de cet instrument nous donnent l'avantage de pouvoir nous forger une grande expérience dans ce domaine.

Dans cet intervalle, nous avons aussi la possibilité de poursuivre plus avant l'étude théorique des observables polarisés leur extraction et leur inversion pour accéder aux données physiques. La communauté stellaire semble très intéressée par les perspectives des mesures SPIN en polarisation circulaire et deux étudiants de DEA participent ou ont participé à cet effort au cours de leur stage (Martin Killbinger de l'université de Nice et Thomas Boudoyen, de l'observatoire de Grenoble).

Suite à la dynamique lancée par la parution de l'article, nous nous sommes essentiellement focalisés sur le potentiel de la polarisation circulaire. Or il est certain que cette mesure est plus exigeante en terme de sensibilité et de contrainte instrumentale que la mesure en polarisation linéaire. La mesure en polarisation linéaire paraît plus aisée dans le court terme et est plus accessible aux capacités du spectropolarimètre REGAIN du GI2T. Je compte m'attacher dès maintenant à préparer un programme d'observation adapté, dont j'ai développé les grandes lignes à la fin du chapitre 4. Cela se fera par l'entremise du développement et de l'utilisation d'outils théoriques spécialement dédiés à ce type de donnée, autant pour la préparation, que pour l'interprétation des observations. La caractéristique principale de tels codes sera leur capacité à simuler des cartes d'intensité dans les paramètres de Stokes Q et U, et d'en déduire les observables interférométriques.

Deux chercheurs se sont déjà déclarés intéressés par cette recherche: Tim Harries qui vient de mettre à la disposition de la communauté un code de transfert radiatif polarisé à 3 dimensions appelé TORUS (Harries 2000), et Mario Magalhães qui dispose lui aussi d'un code de transfert Monte-Carlo (Rodrigues & Magalhães 2000).



## 7 Bibliographie

- Abott , D. C., Biegging, J. H., Churchwell, E., 1981, ApJ, 250 645
- Ageorges, N., Walsh, J.R., 1999, A&A Sup Ser, 138, 163
- Angel, J.R.P, Landstreet, J.D., 1970, 160, L147
- Babcock H.W., 1947, ApJ, 105, 105
- Babel, J. & Montmerle, T., 1997, A&A, 323, 121
- Bagnulo, S., Landolfi, M., Mathys, G., Landi Degl'Innocenti, M., 2000, A&A, 358, 929
- Bagnulo, S.; Wade, G. A.; Donati, J.-F., 2001, A&A, 369, 889
- Balick, B. Rodgers, B.; Hajian, A. et al., 1996, AJ., 111, 834
- Balona, L.A., 1992, MNRAS, 254, 404
- Balona, L.A., Kaye, A.B., 1999, ApJ, 521, 407
- Barker, P.K, Landstreet, J.D., Marlborough, J.M, et al, 1981, ApJ, 250, 300
- Barker, P. K., Marlborough, J. M., Landstreet, J. D., Thompson, I. B., 1985, ApJ, 288, 741
- Barlow M.J., Drew J.E., Meaburn J., Massey R.M., 1994, MNRAS, 268, L29
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J., 2000, A&AS, 141, 319
- Berghöfer, T. W., Baade, D., Schmitt, J. H. M. M. et al, 1996, A&A, 306, 899
- Berio, P., 1997, JOSA A, vol 14, N°1, 114
- Berio, P., Vakili, F., Mourard, D., Bonneau, D., 1998, A&A Sup. Ser., 129, 609
- Berio, P., 1999, JOSA A, vol 16, N°4, 872
- Berio, P., Stee P., Le Mignant, D., et al, 1999, A&A, 345, 203
- Bério, P., 1999, Thèse de doctorat, Université de Nice
- Beuzit , J.-L., Mouillet, D., Lagrange, A.-M., Paufigue, J., 1997, A&A Sup. Ser., 125, 175
- Biegging, J. H., Abbott, D.C., Churchwell, E.B., 1989, ApJ, 340, 518
- Bjorkman, K. S., Nook, M. A., Nordsiek, K.H. et al, 1990, BAAS, 22, 857
- Bjorkman, J.E, Cassinelli, J.P, 1993, ApJ, 409, 429
- Bjorkman, K. S., 1998, BeSN, 33, 31
- Boccaletti, A., Moutou, C., Labeyrie, A, et al, 1998, A&AS, 133, 395

## VI. Conclusion

- Bohlender, D.A, Landstreet, J.D, et al, 1987, ApJ, 323, 325
- Böhm-Vitense, E., van Dyk, S.D., 1987, AJ, 93, 1527
- Borra E.F., Vaughan, A.H., 1976, ApJ Letters, 210, L145
- Borra, E. F., Landstreet, J. D., 1980, ApJS, 42, 421
- Brillant, S., Thèse de doctorat, Université Paris XI
- Brown, J.C., Mc Lean, I.S., 1977, A&A, 57, 141
- Brown, S. F., Donati, J.-F., Rees, D. E., Semel, M., 1991, A&A, 250, 463
- Burgin, M. S., Chalabaev, A., 2000, A&A Sup. Ser., 142, 325
- Cassinelli, J.P, Hoffman, N.M., MNRAS, 1975, 173, 789
- Cassinelli, J.P, Mac Gregor, , K.B, ASP Conf Ser, 214, 337
- Castor, J.I., Abbott, D.C., Klein, R.I., 1975, ApJ, 195, 157
- Castor, J. I., 1993, ASP Conf. Ser., 35, 297
- Chalabaev, A., le Coarer, E., Rabou, P. et al, 1999, dans "Astronomy with Adaptive Optics", ed. D. Bonacicni, ESO Conf. and Workshop Proc. No. 56, p. 61
- Chandrasekhar, S., 1946, ApJ, 103, 351
- Chelli, A., Petrov, R.G., 1995, A&A Sup Ser, 109, 389
- Chelli, A., Petrov, R.G., 1995, A&A Sup Ser, 109, 401
- Chiosi C. et Maeder, A., 1986, ARA&A, 24, 329
- Collett, E., 1993, "Polarized light, Fundamentals and Applications", Marcel Dekker, New-York
- Conan, J-M., Fusco, T., Mugnier, L.M. et al, 2000, SPIE, 4007, 913
- Cranmer, S.R., Owocki, S.P., 1994, AAS, 185, 8003
- Cranmer, S.R., Owocki, S.P., 1996, ApJ 462, 469
- Cranmer, S.R., Smith, M.A., Robinson, R.D., 2000, ApJ, 537, 433
- Crowther, P.A., ; Hillier, D. J.; Smith, L. J., 1995, A&A, 293, 172
- De Groot M.J.H., Lamers H.J.G.L.M., 1992, Nature, 355, 422
- De Marco, O., Schmutz, W., 1999, A&A, 345, 163
- De Marco, O., Schmutz, W., Crowther, P.A., et al, 2000, A&A, 358, 187
- De Marco, O., ASP Conf Ser, 2000, à paraître

## VI. Conclusion

- De Vos, C.M., 1992, PhD thesis, Université de Groningen, Pays-Bas
- Diego, F., Brooks, D., Charalambous, A., et al , 1997, SPIE, 2871, 1126
- Donati, J.-F., Semel, M., Praderie, F., 1989, A&A, 225, 467
- Donati, J.-F., Semel, M., del Toro Iniesta, J. C., 1990, A&A, 233, L17
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., et al, 1997, MNRAS, 291, 658
- Donati, J.-F., 1998, thèse d'habilitation, Université Paul Sabatier, Toulouse
- Donati J.-F. , Catala C., Landstreet J.D. , 1998, Martin P., Rucinski S. (eds.), "proceedings of the fifth CFHT users' meeting" , 50
- Donati, J.-F., Wade, G. A., 1999, A&A, 341 ,216
- Donati, J.-F.; Catala, C.; Wade, G. A. et al, 1999b, A&A Sup. Ser., 134, 149
- Drew, J.E., 1985, MNRAS, 217, 867
- Eversberg, T., Lépine, S., Moffat, A.F.J., 1998, ApJ, 494, 799
- Eversberg, T., Moffat, A.F.J., Debruyne, M., et al, 1998, PASP, 110, 1356
- Exter, K., workshop P Cygni 2000, à paraître
- Falcke H, Davidson K. Hofmann K.H et Weigelt G., 1996, A&A, 306, L17
- Feibelman, W. A., 1995, JRASC, 89, 3
- Felldmeier , A. , 1998, A&A, 332, 45
- Fullerton, A.W., 1998, IAU colloquium, 169, 3
- Gayley, K.G., Owoki, S.P., Cranmer, S.R., 1995, ApJ, 442, 296
- Garcia-Segura, G., MacLow, M.-M., Langer, N., 1995, Ap&SS, 224, 459
- Garcia-Segura, G., Mac Low, M.-M., Langer, N., 1995, IAUS, 163, 72
- Garcia-Segura, G., Langer, N., Mac Low, M.-M., 1996, A&A, 305, 229
- Garcia-Segura, G., Langer, N., Mac Low, M.-M., 1996, A&A, 316, 133
- Grigsby, J.A.; Morrison, N.D, 1995, ApJ, 442, 794
- Grosdidier Y., Moffat, A.F. J., Joncas, G., Acker, A., 1998, ApJ Letters, 506, 127
- Grosdidier, Y., Acker, A., Moffat, A. F. J., 2000, A&A, 364, 597
- Hall, , J.S., Mikesell, A.H., 1949, AJ, 54, 187
- Hamann, W.-R., Koesterke, L. , 1998, A&A, 335, 1003

## VI. Conclusion

- Hanbury Brown R., 1956, *Nature*, 177, 27
- Hanbury Brown R., Davis J., Herbison-Evans, D., and Allen, L.R, 1970, *MNRAS*, 148, 103
- Hanbury Brown R., Davis J., Allen, L.R, 1974, *MNRAS*, 168, 93
- Harmanec, P., Morand, F., Bonneau, D. et al, 1996, *A&A*, 312, 879
- Harries, T. J. et Howarth, I. D. 1996, *A&A*, 310, 533
- Harries, T. J. , 2000, *MNRAS*, 315, 722
- Hayes, D. P., 1984, *AJ*, 89, 1219
- Hayes, D. P., 1985, *ApJ*, 289, 726
- Henrichs, H. F., de Jong, J. A., Donati, J.-F., Catala, C., Shorlin, S., Wade, G. A., Veen, P. M. 2000, *A&A*, en préparation
- Hiltner, W. A., 1949, *ApJ*, 109, 471
- Hillier, D.J., 1987, *ApJS*, 63, 947
- Hillier, D.J., 1987, *ApJS*, 63, 965
- Hinz, P. M., Angel, J. R. P., Hoffmann, W. F et al., 1998, *Nature*, 395, 251
- Hoffman, J., Nordsieck, K.H., Fox, G.K., 1998, *AJ*, 115, 1576
- Hubeny, I., Lanz, T., 1995, *ApJ*, 439, 875
- Humphreys, R.M, Davidson, K., 1994, *PASP*, 106, 1025
- Ignace, R., Cassinelli, J.P., Bjorkman, J.E., 1996, *ApJ*, 459, 671
- Ignace, R., Nordsieck, K.H., Cassinelli, J.P., 1997, *ApJ*, 486, 550
- Ignace, R., Bjorkman, J.E., Cassinelli, J.P., 1998, *ApJ*, 505, 910
- Israelian, G., 1995, *A&A*, 300, 834
- Israelian, G., de Groot, 1996, *MNRAS*, 283, 119
- Israelian, G., 1999, *Space Science Review*, 90, 493
- Jankov, S., Vakili., F., 2001, *A&A*, soumis
- Johnson, D.R.H.; Barlow, M.J.; Drew, J.E.; Brinks, E., 1992, *MNRAS*, 255, 261
- Johnston, S., Manchester, R.N., Lyne, A.G. et al, 1996, *MNRAS*, 279, 1026
- de Jong, J., 2000, doctoral thesis, Univ. Amsterdam
- Juettner, A., Reitermann, A., Stahl, O., Wolf, B., 1989, *A&A Sup. Ser.*, 81, 93



## VI. Conclusion

- Kaye, A.B., Gies, D.R., 1997, ApJ, 482, 1028
- Kudritzki, R.P., Lennon, D.J., Puls, J., 1994, ESO Workshop "Science with VLT", Springer Verlag, p. 246
- Kudritzki R.-P., 1998, Colloque IAU 169, 405
- Kudritzki R.-P., Puls J., Lennon, D-J. et al, . 1999, A&A, 350, 970
- Kurtz, D.W., 1982, MNRAS, 200, 807
- Labeyrie, A., 1970, A&A, 6, 85
- Lagarde, S., 1994, thèse doctotale, université de Nice
- Lamers, H.J.G.L.M., de Groot M., Cassatella A., 1983, A&A, 128, 299-310
- Lamers, H.J.G.L.M., Korevaar P., Cassatella, P., 1985, A&A, 149, 29
- Lamers, H.J.G.L.M., 1986, A&A, 159, 90
- Lamers, H.J.G.L.M., De Groot, 1992, A&A, 257, 153
- Lamers, H.J.G.L.M., Najarro, P., Kudritzki, R. P. et al, 1996, A&A, 315, L229
- Lamers, H.J.G.L.M, Cassinelli, J.P, "Introduction to Stellar Winds", CUP, 1998
- Lamontagne, R., Moffat, A.F.J., Lamarre, A., 1986, AJ, 91, 925
- Landolfi, M., Landi degl'Innocenti, E., Landi degl'Innocenti, M., Leroy, J. L., 1993, A&A, 272, 285
- Landstreet, J. D., Borra, E. F., 1978, ApJ, L224
- Landstreet, J.D., 1979, AJ, 85, 611
- Landstreet, J.D., 1980, AJ, 85, 611
- Landstreet, J.D., 1982, ApJ, 258, 639
- Landstreet, J.D., 1992, , A&A Review, 4, 35
- Langer, N., 1993, ASP Conf. Ser., 35, 159
- Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M. et al, 1994, A&A, 290, 819
- Langer, N., García-Segura, G., Mac Low, M-M., 1999, ApJ, 520, 49
- Leitherer C., Zickgraf F.-J., 1987, A&A, 174, 103
- Leitherer, C., 1997, ASP Conf. Series, 120, 58
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J.D. , 1999, ApJ Sup. Ser., 123, 3
- Lépine, S., Moffat, A.F. J., Henriksen, R. N., 1996, ApJ, 466, 392

## VI. Conclusion

- Lépine, S., Eversberg, T., Moffat, A.F.J., 1999, AJ, 117, 144
- Lépine, S., Moffat, A.F. J., 1999, ApJ, 514, 909
- Lépine, S., Moffat, A.F. J., et al., 2000, AJ, 120, 3201
- Leroy, J-L., Landolfi, M., Land Degl'Innocenti, E., 1993, A&A, 270, 335
- Leroy, J-L., "La polarisation de la lumière et l'observation astronomique", 1998, GB Science Publisher
- Lindroos, K. P., 1985, A&A Sup. Ser., 60, 183
- Lucy, L.B., Solomon, P.M., 1970, ApJ, 159, 879
- Maeder A, Meynet G., 1991, A&A Sup. Ser., 89, 451
- Maeder, A., Meynet G., 1995, Messenger, 80, 19
- Maeder, A., Meynet, G., 1996, A&A, 313, 140
- Maeder, A., Zahn, J-P., 1998, A&A, 334.1000
- Maeders A., 1999, A&A, 347, 185
- Maeder, A., Meynet, G., 2000, A&A, 361, 159
- Markova, N., Zamanov, R., 1995, A&A Sup. Ser., 114, 499
- Markova, N., 2000, A&A Sup. Ser., 144, 391
- Massa D., Fullerton A.W., Nichols J.S. et al., 1995, ApJ, 452, 53
- Mathys, G., Stenflo, J.O., 1987, A&A, 171, 368
- Mathys, G., 1988, A&A, 189, 179
- Mathys, G., 1989, thèse d'habilitation, université de Liège
- Mathys, G., 1990, A&A, 232, 151
- Mathys, G., 1991, A&A Sup. Ser., 89, 121
- Mathys, G., 1992, A&A, 256, 169
- Mathys, G., 1994, A&A Sup. Ser., 108, 547
- Mathys, G., 1995, A&A, 293, 733
- Mathys, G., 1995, A&A, 293, 746
- Mathys, G., Hubrig., S., 1997, A&A Sup. Ser., 123, 353
- Mathys, G., Smith, M. A. 1999, ASP Conf. Ser., 214, 316

## VI. Conclusion

- Matthews, J. M., Moffat, A.F.J., and Marchenko, S. V., A&A, 266, 409
- Mayor, M., 1980, A&A, 87, L1
- McCarthy, J. K., Herrero, A., 1999, A&A, 350, 970
- McDavid, D., 2000, AJ, 119, 352
- McLean, I. S., Coyne, G. V., Frecker, S.J.E., Serkowski, K., 1979, ApJ, 231, L141
- Meaburn, J., Lopez, J. A., Barlow, M. J., Drew, J. E., 1996, MNRAS, 283, L69
- Meaburn J., Lopez J.A., O'Connor J., 1999, ApJ, 516, L29
- Meaburn, J., O'Connor, J. A., López, J. A., 2000, MNRAS, 318, 561
- Meynet, G., Maeder, A., 1997, A&A, 321, 465
- Meynet, G., Maeder, A., 2000, A&A, 361, 101
- Michaud, G., 1970, ApJ, 160, 641
- Michaud, G., Mégessier, C., Charland, Y., 1981, A&A, 103, 244
- Moffat, A.F.J., Robert, C., 1994, ApJ, 421, 310
- Moffat, A.F.J., Michaud, G., 1981, ApJ, 251, 133
- Morel, T., St.-Louis, N., Marchenko, S., et al., 1996, ApJ, 482, 470
- Morel, T., St.-Louis, N., Moffat, A.F.J., 1998, ApJ, 498, 413
- Morris, P. W.; Waters, L. B. F. M., Barlow, M. J., Lim, T. et al, 1999, Nature, 402, 502
- Mourard D., Tallon-Bosc, I., Blazit, A., et al, A&A, 1994, 283, 705
- Mourard D., Tallon-Bosc, I., Rigal, F., et al, A&A, 1994, 288, 675
- Mourard D., D., Bonneau, D., Koechlin, L., et al, 1997, A&A, 317, 789
- Mourard D., Bonneau, D., Glentzlin, A, et al, 2000a, SPIE, 4006, sous presse
- Mourard D., Clausse, J.-M., Pedretti, E., Pierron et al, 2000b, SPIE, 4006, sous presse
- Mugnier, L.M.; Robert, C., Conan, J.-M., et al, 1999, SPIE, 3763, 134
- Najarro, 1995, thèse de doctorat, Université de Munich
- Najarro, F., Hillier, D. J., Stahl, O., 1997, A&A, 326, 1117
- Nordsieck, K.H., 1999, SPIE, 3764, 124
- Nordsieck, K., workshop P Cygni 2000, à paraître
- North P., Carquillat, J.-M., Ginestet, N. et al., 1998, A&A Sup. Ser., 130, 223

## VI. Conclusion

- Nota, A., Livio M., Clamplin M., et al, 1995, ApJ, 448, 788
- Okazaki, A.T., PASJ, 1996, 48, 305
- Okazaki, A.T., A&A, 1997, 318, 548
- Owocki, S.P., Cranmer, S. R., Blondin, J. M., 1994, ApJ, 424, 887
- Owocki, S.P., Cranmer, S.R., Gayley, K. G., 1996, ApJ, 472,L115
- Pan, X., Shao, M., Colavita., M.M., 1992, ApJ, 384, 624
- Papaloizou, J.C., Savonige, G.J., Henrichs, H.F., 1992, A&A, 265, L45
- Pasquali, A., Langer, N., Schmutz, W., et al 1997, ApJ, 478, 340
- Pasquali, A., Nota, A., Langer, N., Schulte-Ladbeck, R. E.; Clampin, M., 2000, AJ, 119, 1352
- Percy J.R., Attard A., Szczesny M., 1996, A&A Sup. Ser., 117, 255
- Petrov, R., 1988, ESO Conf., ed Merkle, F., p235
- Petrov, R., Malbet, F., Richichi, A., Hoffman, KH., 1998, ESO Messenger
- Poeckert, R., Marlborough, J.M., 1978, ApJ, 220, 940
- Poeckert R., Bastien, P., Landstreet, J. D., 1979, AJ, 84, 812
- Pyper, D.M., 1969, ApJ Sup. Ser., 164, 18
- Quirrenbach, A., Buscher, D. F., Mozurkewich, D., 1994, A&A, 283, L13
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E. et al., 1997, ApJ., 479, 477
- Reid, A. H. N., Howarth, I. D. 1996, A&A, 311, 616
- Rice, J. B., Wehlau, W. H., 1991, A&A, 246, 195
- Richardson, W.H., 1972, J.Opt.Soc.Am, 62, 55-59
- Rivinius, Th., Baade, D., Stefl, S., 1998, A&A, 333, 125
- Robert, C., Moffat, A.F.J., 1989, ApJ, 343, 902
- Robert, C., 1992, thèse doctorale université de Montréal
- Robinson, R.D., 1980, ApJ, 239, 961
- Robinson, R. D. et Smith, M. A. 2000, ApJ, 540, 474
- Roddier, F., 1981, Progress in Optics, 19, 281
- Roddier, F., Roddier, C., 1997, PASP, 109, 815

## VI. Conclusion

- Roddier, F., 1999, ASP Conf., 194, 318
- Roddier, F., "Adaptive optics in astronomy", 1999, Cambridge Univ. Press
- Rodrigues, C.V., Magalhães, A.M., 2000, ApJ, 540, 412
- Hinz, P. M., Angel, J.R.P., Hoffmann, W. F. et al, 1998, Nature, 395, 25
- Rogers, F.J., Iglesias C.A., 1992, ApJ, 401, 361
- Rousselet-Perraut, K, 1996, thèse doctorale université d'Aix-Marseille 3
- Rousselet-Perraut, K., Vakili., F., et al, 1997, A&A Sup. Ser., 123, 173
- Rousselet-Perraut, K., 1998, A&A Sup Ser 131, 361
- Ryabchikova, T.A., Malanushenko, V.P., Adelman, S.J., 1999, A&A, 351, 963
- Sams, D.C., Johnston, I.D.S., 1974, MNRAS, 168, 467
- St.-Louis, N., Moffat, A. F. J., Lapointe, L., et al., 1993, ApJ, 410, 342
- Schaerer, D., de Koter, A., Schmutz, W., Maeder, A., 1996a, A&A, 310, 837
- Schaerer, D., de Koter, A.; Schmutz, W., Maeder, A., 1996b, A&A, 312, 475
- Schaller, G., Schaefer, D., Meynet, G., Maeder, A., 1992, A&A Sup. Ser., 96, 269
- Schmutz, W, Schweickhardt, J., Stahl, O., 1997, A&A, 328, 219
- Schulte-Ladbeck, R., 1997, RvMA, 10, 135
- Semel, M., 1989, A&A, 225, 456
- Shallis M.J., Booth, A. J., Baruch, J.E.F., Selby, M.J. 1985, MNRAS, 213, 307
- Skinner C.J., Exter K.M., Barlow M.J., et al, 1997, MNRAS, 288, L7
- Skinner C.J., Becker R.H., White R.L., et al, , 1998, MNRAS, 296, 669
- Smith, L.F., Shara, M.M., & Moffat, A.F.J. , 1996, MNRAS, 281, 163
- Smith, M. A , Murakami, T., Ezuka, H., Anandarao, B. G., 1997, ApJ, 481, 479
- Smith, M. A., Robinson, R.D., Hatzes, A.P., 1998, ApJ, 507, 945
- Smith, M. A. et Robinson, R.D., 1999, ApJ, 517, 866
- Smith, N., Gehrz, R.D., Lawrence, G.,F., workshop P Cygni 2000, à paraître
- Sobolev, V.V., 1960, "Moving envelopes of stars", Cambridge-Harvard University Press
- Stee, P., Araujo, F.X., 1994, A&A, 292, 221
- Stee, P., Araujo, F.X., Vakili, F., 1995, A&A, 300, 219

## VI. Conclusion

- Stepien, K., 1998, CoSka, 27, 205
- Stibbs, D.W.N., 1950, MNRAS, 110, 395
- Taylor M., Nordsieck K. H., Schulte-Ladbeck R. E., Bjorkman K. S., 1991, AJ, 102, 1197
- Thompson, I.B., Landstreet, J.D., 1985, ApJ, 289, L9
- Thureau, N., 2001, Thèse de doctorat, Université de Nice
- Townsend, R.H.D. 1997, MNRAS, 284, 389
- Turner, D, Welch, G., Horsford, A., et al, 1999, JRASC, 93, 186
- Vakili, F., 1981, A&A, 101, 352
- Vakili, F., 1984, SPIE, 445, 484
- Vakili, F., Mourard D., Bonneau D., Morand F., Stee P., 1997, A&A, 323, 183
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, P., et al, 1998, A&A, 335, 261
- van Gent, R.H., Lamers H.J.G.L.M., 1986, A&A, 158, 335
- van den Oord, G.H.J., Waters, I.B.F.M., Lamers, H.J.G.L.M., et al, 1985, in Radio Stars, ed Hjellming&Gibson (Reidel, Dordrecht)
- van der Hucht, K. A., Schrijver, H., Stenholm, B. et al., 1997, NewA, 2, 245
- Vauclair, G., Vauclair, S., Pamjatnikh, A., 1974, A&A, 31, 63
- Verschueren, W., Hensberge, H., 1990, A&A, 240, .216
- Verschueren, W., Brown, A.G.A., Hensberge, H., et al., 1997, PASP, 109, 868
- Vishniac, E.T., 1994, ApJ, 428, 186
- Vogt, S.S., Penrod, G.D., 1983, ApJ, PASP, 95, 565
- Voors, R. H. M., Waters, L. B. F. M., de Koter, A. et al, 2000, A&A, 356, 501
- Wade, G.A., 1997, A&A, 325, 1063
- Wade, G.A., 1999, APN, 32, 13
- Wade, G. A., Donati, J.-F., Landstreet, J. D., Shorlin, S L.S., 2000, MNRAS, 313, 823
- Wade, G. A., Donati, J.-F., Landstreet, J. D., Shorlin, S L.S., 2000, MNRAS, 313, 851
- Waldron, W.L., Cassinelli, J.P., 2001, ApJ Letter,
- Walsh, J. R., Ageorges, N., 2000, A&A, 357, 255
- Waters, L.B.F.M., Wesselius, P.R., 1986, A&A, 155, 104

## VI. Conclusion

Wendker, H.J., Baars, J.W.M., Altenhoff, W.J., 1973, *Nature Phys Sci*, 245, 118

White, R.L., Becker, R.H., 1982, *ApJ*, 262, 657

Wolf B., 1992, *ASP Conf Ser*, 22, 327

Wolff, S.C., Wolff, R.J., 1972, *ApJ*, 176, 433

Wood, K., Bjorkman, K. S.; Bjorkman, J. E., 1997, *ApJ*, 477, 926

Wright, A.E., Barlow, M.J., 1975, *MNRAS*, 170, 41

Ye Shi-hui, "Magnetic Fields of Celestial Bodies", 1994, Kluwer Academic Publishers









### 8 Résumé

Les étoiles massives constituent une classe stellaire d'une grande importance pour l'évolution de l'environnement galactique. Malgré leur faible nombre, leur perte de masse élevée à tous les stades de leur rapide évolution et l'injection d'énergie subséquente ont un impact déterminant, même à grande distance. La source de cette perte de masse est intimement liée à leur intense champ de radiation, qui génère un vent rapide et parfois dense. Les récents progrès instrumentaux ont mis en lumière la caractère profondément inhomogène et variable de ce vent, se manifestant par des phénomènes stochastiques, et parfois même périodiques. Ces manifestations mettent en lumière l'existence de phénomènes concurrents en mesure de modifier et moduler le vent radiatif, à savoir la rotation stellaire, la présence de pulsations non-radiales (NRP) ou de champ magnétique. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse de cotutelle, issu d'une collaboration entre le groupe d'astrophysique de l'université de Montréal et le groupe d'interférométrie de l'Observatoire de la Côte d'Azur. J'aborde tout d'abord le problème des instabilités qui se développent dans les LBV (Luminous Blue Variables) par l'étude de l'étoile emblématique P Cygni. Après avoir développé le contexte observationnel des manifestations éruptives de l'étoile, je présente les résultats d'une observation avec une optique adaptative expérimentale opérant dans le visible menée à l'Observatoire de Haute-Provence (OHP). Puis, je développe la problématique des manifestations périodiques détectées chez les étoiles O et WR particulières, dans le contexte de la détection de champ magnétique. Cette étude est basée sur des observations menées avec le spectropolarimètre CASPEC du télescope de 3.6m de la Silla (ESO/Chili). Enfin, je décris le travail de prospection entrepris sur une technique de polarimétrie interférométrique appelée SPIN (Spectro-Polarimetric INterferometry). L'utilisation de SPIN peut apporter à l'interférométrie un complément irremplaçable pour à la fois localiser et quantifier la perte de masse au plus près de l'étoile. Je m'attacherai particulièrement à la détection et la caractérisation des champs magnétiques par SPIN en polarisation circulaire.

### 9 Abstract

Massive stars represent a crucial stellar class of great importance for the evolution of the galactic environment. In spite of their low number, their large mass loss rate at all the stages of their rapid evolution and the subsequent energy injection have a deep impact, even at long distances, in the interstellar medium. The origin of this mass loss is closely related to their intense radiative field, which generates a fast and sometimes dense wind. Recent instrumental progresses revealed the deeply inhomogeneous and variable character of these winds, exhibiting stochastic and sometimes even periodic phenomena. This implies the existence of competitor phenomena able to modify and modulate the radiative wind, namely the stellar rotation, the presence of non-radial pulsations (NRP) or magnetic fields. This thesis results from a collaboration between the astrophysics group of the Université de Montréal and the long baseline interferometry group of the Observatoire de la Côte d'Azur. I first present the problem of instabilities exhibited by LBVs (Luminous Blue Variables) with the study of the emblematic star P Cygni. After having developed the context its eruptive manifestation from an observational point of view, I present the results of an observation carried out with an experimental adaptive optics operating in the visible at the Observatoire de Haute-Provence (OHP). Then, I study the problems of the periodic demonstrations detected in particular O and WR stars, in the context of the detection of magnetic field. This study is based on observations carried out with the spectropolarimeter CASPEC of the telescope of 3.6m of Silla (ESO/Chili). I finally describe the prospective work undertaken on an interferometric technique using polarimetry called SPIN (Spectro-Polarimetric INterferometry). The use of SPIN can bring to interferometry an irreplaceable complement for at the same time locating and quantifying the mass loss close to the star. I stress particularly on the detection and the characterization of magnetic fields using SPIN technique in circular polarization.