

Perte de masse des étoiles chaudes: Polarisation et Haute Résolution Angulaire

Par

Olivier Chesneau

Thèse de doctorat effectué en cotutelle

au

Département de physique
L'université de Montréal

Et à

l'Observatoire de Strasbourg
Université Louis-Pasteur de Strasbourg

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures de l'Université de
Montréal en vue de l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph. D.)

Et à

L'université Louis-Pasteur en vue de l'obtention du grade de Docteur (Dr.)
Discipline: Sciences de la Terre et de L'Univers

Juin 2001

© Chesneau, 2001



QC

3

U54

2001

v. 010

Université de Montréal
Faculté des études supérieures
Et
Université Louis-Pasteur
Observatoire de Strasbourg

Thèse intitulée:
**Perte de masse des étoiles chaudes:
Polarisation et Haute Résolution Angulaire**

Présentée à l'Observatoire de Nice par:
Olivier Chesneau

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Président-rapporteur et membre du jury	Alain Fresneau, Professeur Observatoire de Strasbourg
Directeur de recherche (Université de Montréal)	Anthony Moffat, Professeur Dépt. de physique, Université de Montréal
Directeur de recherche (Observatoire de la Côte d'Azur)	Farrokh Vakili, Astronome Dépt. Fresnel, Observatoire de la Côte d'Azur
Co-Directeur (Université Louis-Pasteur)	Agnès Acker, Professeur Observatoire de Strasbourg
Examineur externe	Daniel Schaerer, Astronome Observatoire de Midi-Pyrénées
Examineur externe	Meir Semel, Astronome Observatoire de Strasbourg
Membre du jury	Bruno Lopez, Astronome Dépt. Fresnel, Observatoire de la Côte d'Azur
Représentant du doyen de la F.E.S	George Michaud, Professeur Représenté par A. Moffat Dépt. de physique, Université de Montréal

1	Introduction	14
1.1	Contexte astrophysique	14
1.2	Contexte observationnel	18
1.3	Contexte du travail de thèse	20
2	Observation de P Cygni par la Haute Résolution Angulaire	23
2.1	Introduction	23
2.2	Les Variables Lumineuses Bleues (LBV) en tant que groupe	23
2.2.1	Caractéristiques des LBV	23
2.2.2	LBV, masse et perte de masse	24
2.3	P Cygni	29
2.3.1	Bref historique	29
2.3.2	Paramètres fondamentaux	30
2.3.3	Activité temporelle	32
2.3.4	Imagerie de la nébuleuse	33
2.3.5	Apport de la polarisation	35
2.3.6	Nature des inhomogénéités	37
2.3.7	Mécanismes de variabilité en imagerie	39
2.4	L'observation de P Cyg au télescope de 152cm de l'OHP	42
2.4.1	Rappels théoriques sur la formation des images astronomiques	42
2.4.2	Description de l'observation en O.A. de P Cygni	44
2.4.3	Traitement des données	45
2.4.4	Qualité de la Fonction d'Étalement de Point (FEP)	48
2.5	Résultats	50
2.5.1	Facteur de remplissage	52
2.5.2	Axe préférentiel	53
2.5.3	Connexion avec l'interférométrie optique à longue base	55
2.6	Perspectives observationnelles	57
2.6.1	Champ profond de la nébuleuse	57
2.6.2	Suivi temporel à la base du vent	58
3	Recherche de champs magnétiques dans les étoiles massives par Spectropolarimétrie	61
3.1	Spectropolarimétrie et connexion vent-photosphère	61
3.2	Observables de la spectropolarimétrie	62
3.3	Effet Zeeman	63
3.3.1	Phénomène	63
3.3.2	Mécanisme	64
3.3.3	Approximation du champ faible	65
3.4	Méthodes de détection directe de champ magnétique	65
3.4.1	Méthode en lumière naturelle	66
3.4.2	Polarimétrie et spectropolarimétrie classique	66
3.4.3	Polarimétrie des raies de Balmer	67
3.4.4	Zeeman Doppler Imaging (ZDI)	68
3.4.5	Application aux étoiles chaudes	69
3.5	Champ magnétique dans les étoiles chaudes	70
3.5.1	Détections directes	70
3.5.2	Preuves indirectes de champ magnétiques dans les étoiles chaudes	71

3.5.3	Caractéristiques du champ	73
3.6	Observations de février 1999	76
3.6.1	Choix des cibles	76
3.6.2	Réduction de spectres échelle	80
3.6.3	Redressement du continu	82
3.6.4	Franges	87
3.6.5	Contraintes sur l'existence de champ magnétique	91
3.6.6	Interprétation des données en lumière naturelle	93
3.7	Perspectives	94
4	<i>Spectro-Polarimétrie INterférométrie</i>	96
4.1	Principe	96
4.2	Interférométrie optique à longue base	96
4.2.1	Interférences avec atmosphère en mode multivagues	96
4.2.2	Visibilité	97
4.2.3	Interférogramme	99
4.3	Interférométrie Différentielle	100
4.3.1	Pratique de l'ID	100
4.3.2	Mise en œuvre pratique	102
4.3.3	Décorrélacion spectrale	103
4.3.4	Déplacement de photocentre	103
4.3.5	Effet de supersynthèse	104
4.3.6	Effet de la binarité	104
4.3.7	Effet de la rotation	105
4.4	Spectro-Polarimétrie INterférométrie (SPIN)	106
4.4.1	Analyse par intercorrélacion de deux interférogrammes polarisés	106
4.4.2	Gestion de la polarisation instrumentale	107
4.4.3	Comparaison techniques SPIN/Spectropolarimétrie	110
4.5	Application de SPIN au GI2T	110
4.5.1	Le GI2T	110
4.5.2	Table de recombinaison REGAIN	110
4.5.3	Mode polarimétrique	111
4.5.4	Séquences d'observation	112
4.5.5	Référence en lumière polarisée	113
4.6	Perspectives	114
4.6.1	SPIN et le taux de perte de masse des supergéantes	114
4.6.2	SPIN et la perte de masse des Be	116
4.6.3	SPIN et les structures en corotation (CIR)	118
5	<i>SPIN et magnétisme stellaire</i>	120
5.1	Introduction	120
5.2	Signal attendu pour un champ magnétique global: approche qualitative	121
5.2.1	Visibilité en polarisation circulaire	121
5.2.2	Déplacement de photocentre en polarisation circulaire	122
5.2.3	Cas de la polarisation linéaire	122
5.3	Modélisation numérique	123
5.3.1	Détection du champ magnétique	124
5.3.2	Effet de rotation stellaire	125
5.3.3	Conclusions de l'étude théorique	126

5.4 Programmes d'observation au GI2T	128
5.4.1 Les étoiles Ap et Bp	128
5.4.2 Les étoiles du programme	129
5.4.3 Choix de la bande spectrale	129
5.5 Détection du signal	131
5.5.1 Etoiles sans rotation	131
5.5.2 Etoiles en rotation	133
5.5.3 Etoiles binaires	135
5.5.4 Variations photométriques dans le continu et les raies	136
5.6 Simulation des mesures	138
5.7 Inversion du signal	140
5.7.1 Comparaison avec les observables spectropolarimétriques	141
5.7.2 Vers une ZDI interférométrique?	142
5.8 Perspectives	143
6 Conclusions et Perspectives	146
6.1 Optique adaptative et coronographie	146
6.2 Spectropolarimètres	147
6.3 Interféromètres et polarimétrie	147
7 Bibliographie	150

LISTE DES ACRONYMES

Je commencerai par un petit commentaire au sujet de l'emploi d'abréviation anglaises. Comme je me réfère à une littérature astronomique essentiellement de langue anglaise, j'utiliserai par commodité essentiellement des acronymes de cette langues, utilisés de manière internationale, et souvent sans équivalent français usuel.

DAC: Discrete Absorption Component
NRP: Non Radial Pulsations, pulsations non-radiales
LBV: Luminous Blue Variable, Supergéante bleue variable
BSG: Blue Supergiant, Supergéante Bleue
RSG: Red Supergiant, Supergéante Rouge
WR: étoile Wolf-Rayet
WC: Wolf-Rayet de type carbone
WN: Wolf-Rayet de type azote
LPV: Line Profile Variation
SNR: Signal-to-noise ratio, rapport signal-sur-bruit
FTO: Fonction de Transfert Optique
OA: Optique Adaptative
PSF: Point Spread Function
FEP: Fonction d'étalement de Point

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse, qui s'est déroulée entre deux instituts, n'aurait pu être mené à terme sans le soutien de nombreuses personnes. Je sais que je suis bavard et très (trop?) communicatif, aussi je vais essayer de ne pas être trop effusif ni sentimental, mais n'ayez crainte le cœur y est!

Je n'insisterai jamais assez sur le fait que pour moi, chaque rencontre est un apprentissage, et que cette thèse s'est avant tout construite à partir de discussions et d'échanges.

Le premier interlocuteur fut Farrokh Vakili, autant passionné à enseigner qu'à apprendre. Mais plus que l'Interférométrie (avec un grand I) j'ai appris l'opiniâtreté et la ténacité qui au début pouvaient me faire défaut ("Le Diable se cache dans les détails!!"). Travailler à ses côtés (au sens strict du terme) a été très formateur. J'ai admiré aussi son approche à la fois visionnaire et pragmatique de l'astronomie et sa motivation à relever tous les défis.

L'Interférométrie est un monde en soi. Je l'ai appris jour après jour dans un lieu comme le GI2T sur le plateau de Calern. Je suis très redevable ainsi à l'équipe du GI2T, Denis Mourard, Daniel Bonneau, Alain Blazit, Nathalie Thureau, Philippe Berio, Lyu Abe, Christophe Vérinaud et Monique Pierron pour les discussions, les réunions, les observations qui sont autant d'occasion de se remettre en question et de confronter ses problèmes. Les observations sont aussi l'occasion de grand travail, de grand stress souvent et de camaraderie. Un grand merci à Alain Spang, Jean-Louis Chevassut, Dominique Albanese. Sans oublier Marie-Laure, râleuse au cœur tendre, et Fred Morand, pédagogue et orateur devant l'éternel, dont la grande culture va de pair avec une grande conscience professionnelle.

Le plateau de Calern est un lieu à l'atmosphère particulière, vantée dans les remerciements de nombreuses thèses. Je ne puis qu'être d'accord, aussi un grand merci aux observateurs, aux employés, bref à toute personne avec qui j'ai échangé des poignées de mains ou des balles de ping-pong (sans parler des discussions autour de repas pantagruéliques). Je ne peux pas tous les citer mais ils se reconnaîtront...

Mes remerciements vont aussi à Muriel Roche, Claude Aime et Henri Lantéri de l'Université de Nice-Sophia-Antipolis qui ont accompli un travail remarquable sur le traitement des données d'optique adaptative de P Cygni, et ce pendant plus d'un an. Je leur suis d'autant plus redevable que leur grande expertise fut associée à une grande pédagogie, à un moment difficile où mon inexpérience en la matière était flagrante. Je leur dois beaucoup et le travail présenté ici ne serait pas de cette qualité sans leur investissement.

Puis je suis parti au Canada (pardon, au Québec...). J'ai retrouvé chez Tony Moffat cette même motivation, cette ténacité qui anime Farrokh et qui semble un trait dominant chez nombre d'astronomes. Les discussions avec Tony étaient à chaque fois une rude épreuve, car il faut résister à l'assaut des "pourquoi", être crédible, avoir une armure d'arguments à toute épreuve. Mais je ne peux passer non plus, sa passion dévorante pour les "Wolf-Rayet", ses capacités d'organisateur et d'orchestrateur de réunions astronomiques, son humour (dans toutes les langues!!) et sa bonne humeur.

Je remercie aussi Sergey Marchenko dont la grande expérience et la disponibilité a été déterminante car il a contribué a me blinder contre les multiples problèmes qui surgissent quotidiennement lorsqu'on réduit des données difficiles.

Je n'oublie certes pas de remercier Agnès Acker, qui me suit depuis le DEA effectué à Strasbourg. C'est elle qui a initié cette fructueuse collaboration avec le Québec qui m'a permis de rencontrer et de travailler avec Tony pendant mon stage de DEA. Ce fut une expérience assez intense et dépaysante.

Les espaces clos du "bunker" de l'université de Montréal contrastaient avec les grands espaces du plateau de Calern, mais j'y ai retrouvé une chaude ambiance. Citons le Dictateur du Réseau Luc Turbide, le Manager baroudeur Raymond, les habituées du "F420" que je ne peux pas tous citer hélas (j'ai trop peur de ma mémoire défaillante). Je citerai aussi en vrac le pique-nique quotidien à la bibliothèque, les "party" où la musique de Gille Fontaine est tout bonnement indispensable, les cours suivis avec François Wesemael, dont la rigueur n'exclut pas la passion et la pédagogie. Je finis en me remémorant les multiples occasions où j'ai pu prendre la parole devant des publics divers. J'ai beaucoup apprécié ce trait caractéristique de cette formation Nord-Américaine. Je veux parler ici des cours, des "astro-pizza", ateliers étudiants, séminaires, rencontres du Centre où chacun est tenu de présenter ses travaux, ses intérêts, ses coups de cœur...Une telle activité verbale ne pouvait que me plaire...

Je remercie bien sur tous les membres du jury pour avoir porté intérêt à ma thèse, dont je sais le style parfois trop enthousiaste voire indigeste. C'est pourquoi je voudrais chaudement remercier Karine Rousselet-Perraut pour une des premières relectures (difficile je suppose...) de ce manuscrit, pour sa disponibilité et ses conseils. Nous avons appris à mener une coopération efficace en dépit de l'éloignement géographique. Je remercie aussi encore Tony dont la connaissance de la grammaire française ne cesse pas de m'étonner (et de me faire honte...), et Farrokh pour la cure d'amaigrissement salutaire imposée à ce manuscrit!

L'astronomie est un long parcours (voire une obsession...) qui me tient depuis longtemps. Ma famille a suivi mes succès et mes échecs, mes multiples déménagements et mes aventures avec beaucoup de philosophie et je la remercie de ce soutien.

Depuis quelques temps déjà, j'emmène dans mes tribulations celle qui vient de devenir ma tendre épouse, ma chère Martine. Sa présence est le contrepoids, (le contrepouvoir dirais-je même!!) absolument nécessaire à ma santé mentale, dans les moments où on a l'impression que l'astronomie envahit tout l'espace vital.

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.

Abstract

Massive stars represent a crucial stellar class for the galactic environment evolution. In spite of their low number, their large mass loss rate during all the stages of their rapid evolution and the subsequent energy injection have a deep impact on the interstellar medium, even at long distances. The origin of this mass loss is closely related to their intense radiation, which generates a fast and sometimes dense wind. Recent instrumental progress revealed the deeply inhomogeneous and variable behaviour of these winds, exhibiting stochastic and even periodic phenomena. This implies the existence of competing 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 of its eruptive manifestation from an observational point of view, I present the results of observations 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 features detected in O stars and certain WR stars in order to detect magnetic fields. This study is based on observations carried out with the spectropolarimeter CASPEC of the 3.6m telescope of La 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 a complementary information simultaneously locating and quantifying the mass loss close to the star. I stress particularly on the detection and the characterization of magnetic fields using the SPIN technique in circular polarization.

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.

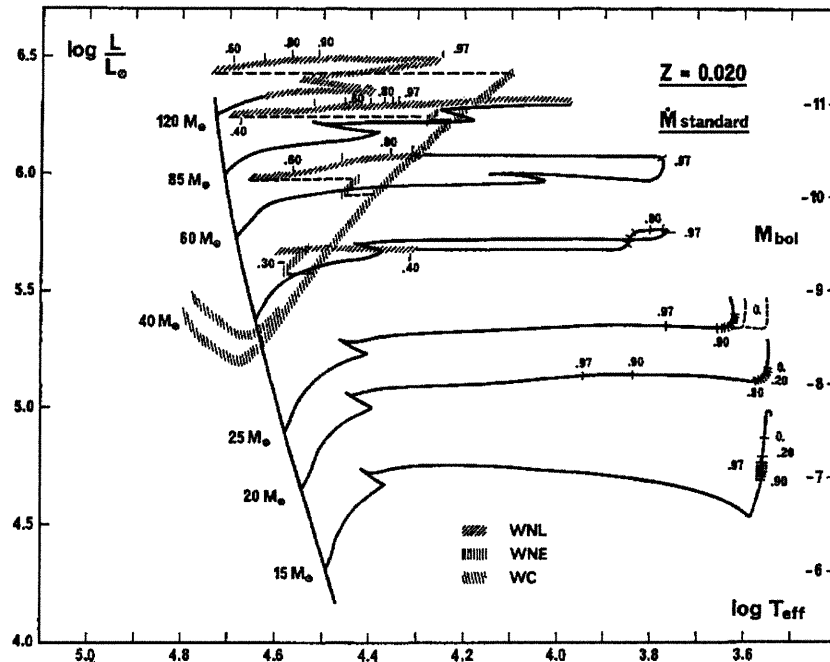


Figure 1. Evolution des étoiles massives dans le diagrammes HR pour une métallicité solaire (Schaller et al. 1992).

Le temps de vie de ces étoiles est relativement faible (~ 3 millions d'années pour une étoile O de $100 M_{\odot}$, ~ 30 millions d'années pour une B de $10 M_{\odot}$, Schaller et al. 1992), ce qui représente une

I. Introduction

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, pour des étoiles de métallicité solaire (Chiosi & Maeder, 1986; Schaller et al. 1992, cf. fig. 1; Langer et al. 1994; Pasquali et al. 1997):

- $M_{\text{init}} > 60 M_{\odot}$:
 - 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 Blue 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).

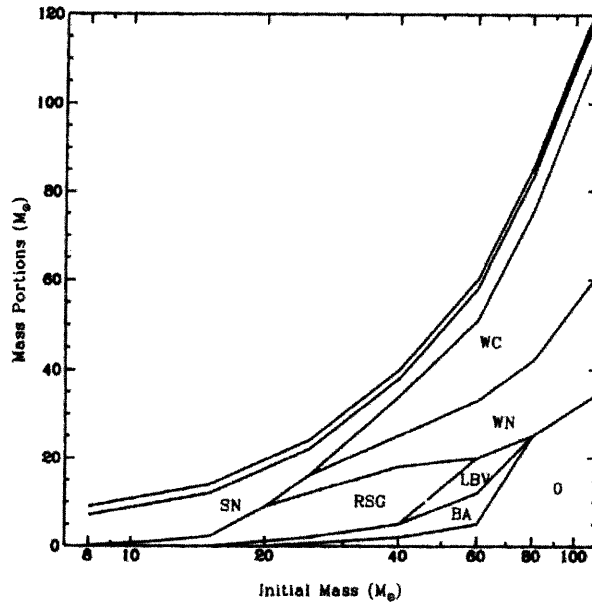


Figure 2. Perte de masse intégrée des étapes évolutives d'une étoile massive. En abscisses sont reportées les masses initiales des étoiles, et en ordonnées, on peut lire la part de la perte de masse pour chaque étape évolutive. Ce diagramme, créé par Castor (1993) et actualisé par Lamers et Cassinelli (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). La mince zone supérieure indique la part des rémanents stellaires (étoiles à neutron et trous noirs).

I. Introduction

Les phases indiquées entre parenthèses dans ce schéma 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 de 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 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 $25M_{\odot}$ 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, Bresolin et al. 2001).

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 $60M_{\odot}$ aboutira aux derniers stades de son évolution à une Wolf-Rayet d'environ $5M_{\odot}$, 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

I. Introduction

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 .

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). Un 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 radiatif¹. 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 μ Cen, et la détection de perte de masse associée.

¹ 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'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 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.

I. Introduction

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 (AAT, Semel et al. 1993; MUSICOS, Donati et al. 1997; le William-Welchau, Eversberg et al. 1998, le futur ESPADON, Donati et al. 1998).

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 coronographie 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 η Car par speckle masking (Falcke et al. 1996) et les mesures de polarisation avec optique adaptative testée par le groupe de l'université de Hawaii (Close et al. 1999), et à l'ESO (Ageorges et Walsh, 1999).

I. Introduction

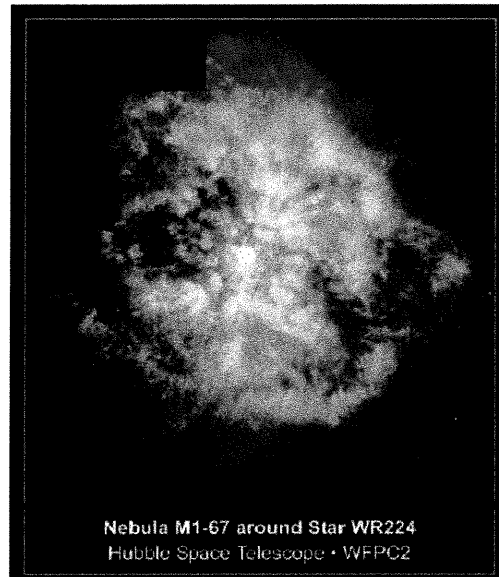


Figure 3. Mise en évidence spectaculaire de l'éjection et/ou la structuration très inhomogène d'une nébuleuse de type Wolf-Rayet. Entre 10 et 30 M_{\odot} vont être ainsi injectées à grande vitesse au milieu interstellaire sur un laps de temps d'environ 100000 ans (Grosdidier et al. 1998). Cette image 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 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

I. Introduction

expertise internationale sur la détection et l'analyse des manifestations chaotiques et particulières des vents des étoiles massives (détectons 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 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 l'imagerie Zeeman Doppler (ZDI en anglais) et l'arrivée de l'instrument ESPADON au CFHT.

Enfin, je développe le travail de simulation et de préparation des observations entrepris avec une technique de polarimétrie interférométrique appelée SPIN (Spectro-Polarimetric INterferometry).

I. Introduction

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, car la résolution angulaire permet d'éviter l'annulation du signal polarisé lorsqu'il est intégré sur une grande échelle.

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-Russel, 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_{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 ($V_{\infty} \approx 100 - 200 \text{ km/s}$)

II. Observation de P Cygni en HRA

et dense ($N_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-1}$ dans la zone de formation des raies), 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 $10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$).

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 (η 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 classes 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 progressive². 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, Fellmeier, 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 principale³ et le stade Wolf-Rayet⁴, étant entendu que le stade supergéante rouge est soit inexistant, soit très

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

³ $\sim 25 M_{\odot}$ 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).

⁴ $\sim 40 M_{\odot}$ 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

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).

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 $30 M_{\odot}$ ⁵.

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): η 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 (M-poussière $\sim 0.017 M_{\odot}$) 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.

⁵ 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_{bol} (3)	V (km s^{-1}) (4)	Nebular Size (pc) (5)	v_e (km s^{-1}) (6)	Dynamic Time (yr) (7)	M_{neb} (M_{\odot}) (8)	M_{dust} (M_{\odot}) (9)	N_e (cm^{-3}) (10)	T_e (K) (11)
AG Car.....	A1 P-Ofpe/WN9 ^b	-10.8 ^c	80-250 ^d	1.1 × 1.0 ^e	70 ^f	8.4 × 10 ³ ^g	4.2 ^h	0.013 ^{ia}	800 ⁱ	9000 ^j
R127.....	B5-Ofpe/WN9 ^j	-10.3 ^k	~150 ^l	1.9 × 2.2 ^m	28 ⁿ	4 × 10 ⁴ ^o	3.1 ^p	...	1000 ^q	...
η Car.....	20,000-30,000 K ^r	-12.5 ^s	...	0.2 ^t	600 ^u	150 ^v	...	0.01 ^w
He 3-519.....	WN11 ^x	-7.1 ^y	365 ^z	2.28 ^{aa}	61 ^{ab}	1.8 × 10 ⁴ ^{ac}	2.0 ^{ad}	0.0066 ^{ae}	300 ^{af}	8000 ^{ag}
S119.....	Ofpe/WN9 ^{ah}	1.9 × 2.1 ^{ai}	25 ^{aj}	5 × 10 ⁴ ^{ak}	1.7 ^{al}	...	800 ^{am}	...
WRA 751.....	O9.5 ^{an}	-9.6 ^{ao}	...	0.8 ^{ap}	20-60 ^{aq}
HD 168625.....	B2-B8 ^{ar}	-8.6 ^{as}	250 ^{at}	0.06 ^{au}	20 ^{av}	3 × 10 ³ ^{aw}	0.03 ^{ax}	0.0003 ^{ay}	630 ^{az}	...
HR Car.....	B2 I-B9 II ^{ba}	-9.4 ^{bb}	145-170 ^{bc}	0.98 ^{bd}	50 ^{be}	10 ⁴ ^{bf}	2.1 ^{bg}	0.0010 ^{bh}	600 ^{bi}	<12500 ^{bj}
R143.....	B1 I-F8 I ^{bb}	-10.2 ^{bb}	...	3.5 ^{bb}
P Cyg.....	B1 Ia+ ^{cc}	-8.3 ^{dd}	206 ^{dd}	0.2 ^{dd}	140 ^{de}	10 ² -10 ³ ^{de}	0.0092 ^{de}	...	1000 ^{de}	5000 ^{de}

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_{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.

- ^a Caputo & Viotti 1970.
- ^b Stahl 1986.
- ^c Humphreys et al. 1989.
- ^d Leitherer et al. 1994.
- ^e Nota et al. 1992.
- ^f Smith 1991.
- ^g Smith et al. 1994.
- ^h Hutsemekers 1994.
- ⁱ Mita Mitra & Dufour 1990.
- ^j Walborn 1977.
- ^k Wolf 1989.
- ^l Wolf et al. 1988.
- ^m Ciampin et al. 1993.
- ⁿ Appenzeller et al. 1987.
- ^o Stahl & Wolf 1986.
- ^p Davidson et al. 1986.
- ^q Humphreys & Davidson 1994.
- ^r Allen & Hillier 1993.
- ^s Walborn et al. 1978.
- ^t Davidson 1989.
- ^u Bohannan & Walborn 1989.
- ^v Nota et al. 1994.
- ^w Hu et al. 1990.
- ^x de Winter et al. 1992.
- ^y Hutsemekers et al. 1994.
- ^z Hutsemekers & Van Drom 1991a.
- ^{aa} Ciampin et al. 1995c.
- ^{ab} Parker et al. 1993.
- ^{ac} De Groot 1969.
- ^{ad} 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 $V_e \sin i$, 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.

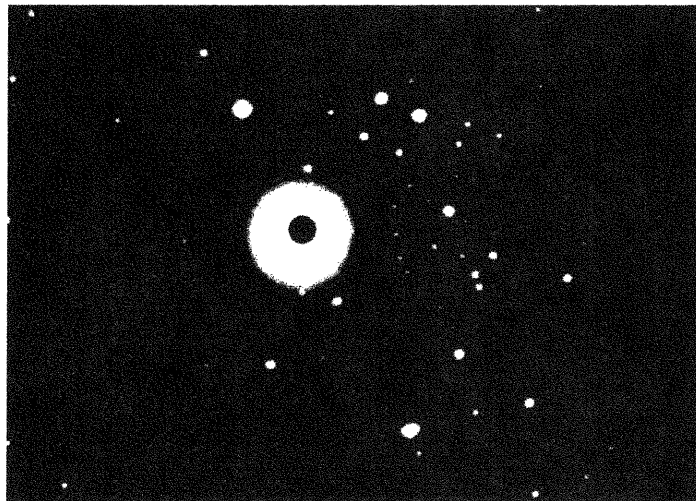


Figure 5. Photographie datant de 1960, à la couverture du Journal of the Royal Astronomical Society of Canada (Feibelman, 1995) qui illustre les difficultés rencontrées par les observateurs pour observer la nébuleuse probable de P Cygni. Cette tentative d'utilisation d'un masque coronographique révéla 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^{ème} 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

II. Observation de P Cygni en HRA

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 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 $\beta > 2^6$) 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 ± 0.1 ⁽¹⁾ 2.31 ± 0.03 ⁽⁵⁾
Temp. Effective (K)	19300 ± 2000 ⁽¹⁾ puis ± 700 ⁽⁶⁾
Rayon stellaire (R_{\odot})	76 ± 14 ⁽¹⁾ puis ± 8 ⁽⁶⁾
Mag. absolue	-8 ± 0.3 ⁽¹⁾
Mag. Bolométrique	-9.9 ± 0.8 ⁽¹⁾
Luminosité ($\log L/L_{\odot}$)	5.86 ± 0.3 ⁽¹⁾ puis ± 0.1 ⁽⁶⁾
Masse (M_{\odot})	30 ± 10 ⁽⁶⁾
Perte de masse (M_{\odot}/an)	$3.6 \cdot 10^{-5}$ ⁽²⁾
Vitesse terminale (km/s)	206 ⁽¹⁾ 185 ⁽²⁾
Coefficient β	4 ⁽⁷⁾ puis 2.5 ^(2,8)
$V_e \sin i$ (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

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 ± 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.

⁶ Je me place dans le cadre d'une paramétrisation de la loi de vitesse du vent du type:

$$v(r) \cong v_0 + (v_{\infty} - v_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\beta}$$

II. Observation de P Cygni en HRA

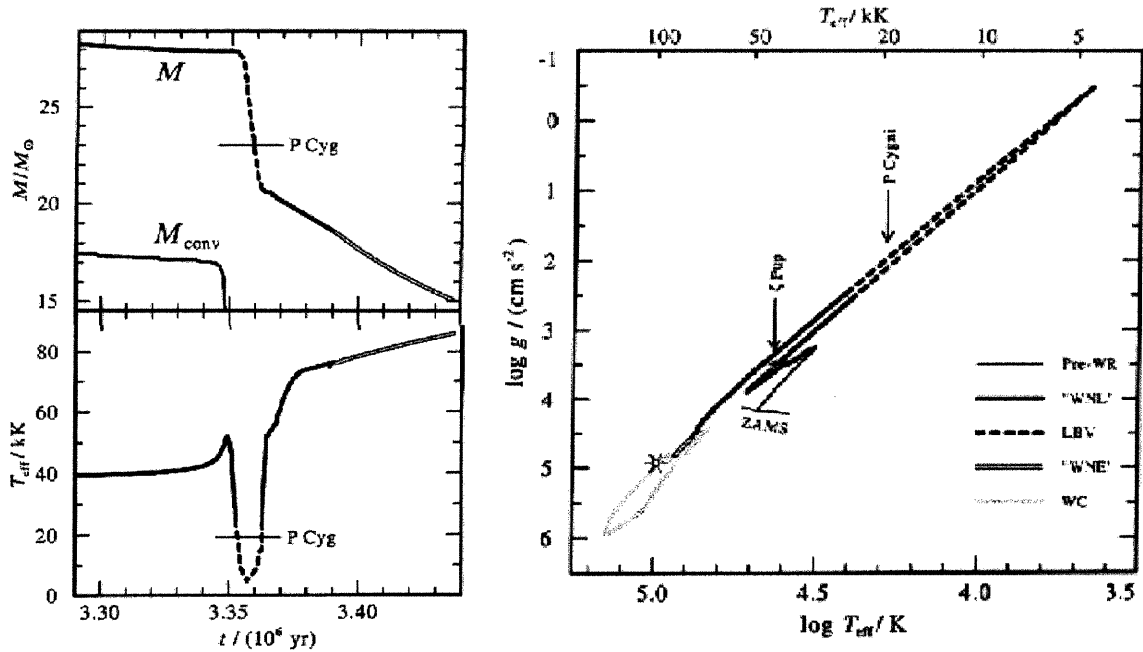


Figure 6. Position de P Cygni dans le modèle évolutif d'une étoile de $60 M_{\odot}$ de Langer et al. (1997).

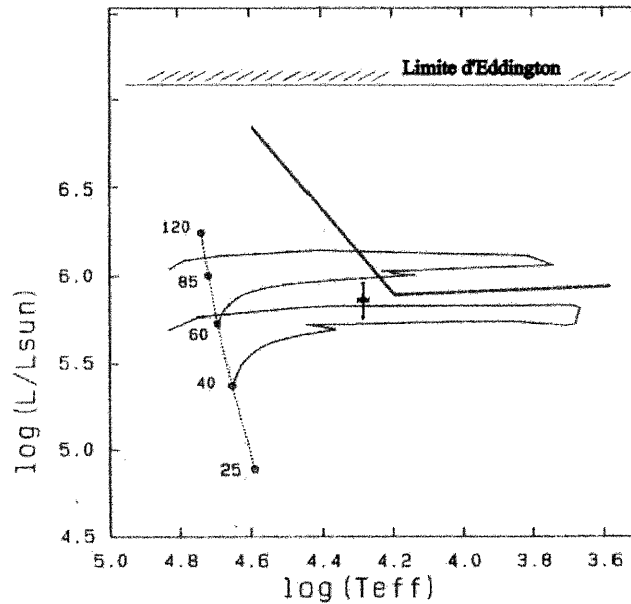


Figure 7. Position de P Cygni dans le diagramme de Hertzsprung-Russel. J'ai placé la limite d'Eddington (basée sur l'opacité due à la diffusion électronique uniquement), ainsi que la limite observationnelle de Humphreys-Davidson au-delà de laquelle aucune étoile n'est actuellement observée.

II. Observation de P Cygni en HRA

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) révisent 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 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.

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:

- 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/HI atteint à environ $300 R_{*}$, soit 120 milliarcsecondes).
- 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 toute les échelles temporelles, et la multiplicité des phénomènes observés en rend très difficile l'interprétation : suivi photométrique UBV, 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 *réurrence* 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 récurrence stricte de processus éruptifs comme l'émission de *coquilles* ou de *clumps* (Lamers, 1985 ; van Gent, 1986).
- Une activité à des échelles plus courtes (~ 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 $V_{\text{e},\text{sini}}$, entre 35 et 75 km/s (40 km/s, Markova 1997), et le rayon de 76

II. Observation de P Cygni en HRA

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 thermales 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.

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 matière⁷. 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 XVIIème 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 $t=350\text{ans}$, $d=1200\text{pc}$, et $V\sim 200\text{km/s}$, 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

⁷ 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

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] λ 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] λ 6584 et [NiII] λ 6667 à 9" de l'étoile centrale (Johnson, 1992).

Une première coquille est mise en évidence par Barlow et al. (1994) ($H\alpha$, [NII] λ 6584, [NiII] λ 6667) avec des mesures longues fentes et des images coronographiques obtenues aux télescopes Isaac Newton et William Hershell puis confirmée par les observations du coronographe du STScI en [NII] λ 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 coronographique 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 ambiant 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.

II. Observation de P Cygni en HRA

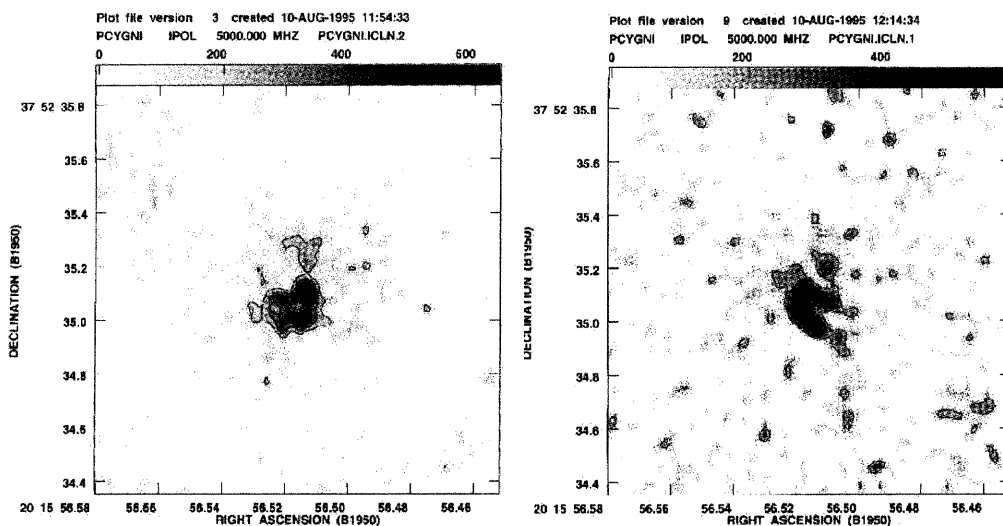


Figure 8. Observation du proche environnement de P Cygni par interférométrie radio à 6 cm à très longue base (réseau MERLIN, Skinner 1997). Les deux images, couvrant environ 1" avec une résolution de 50 mas, ont été prises à environ 40 jours d'intervalle. On constate les grands changements intervenus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

II. Observation de P Cygni en HRA

références, d'une part l'article de Hayes en 1985, puis l'article de Taylor en 1991 (complétés par Nordsieck, 2000).

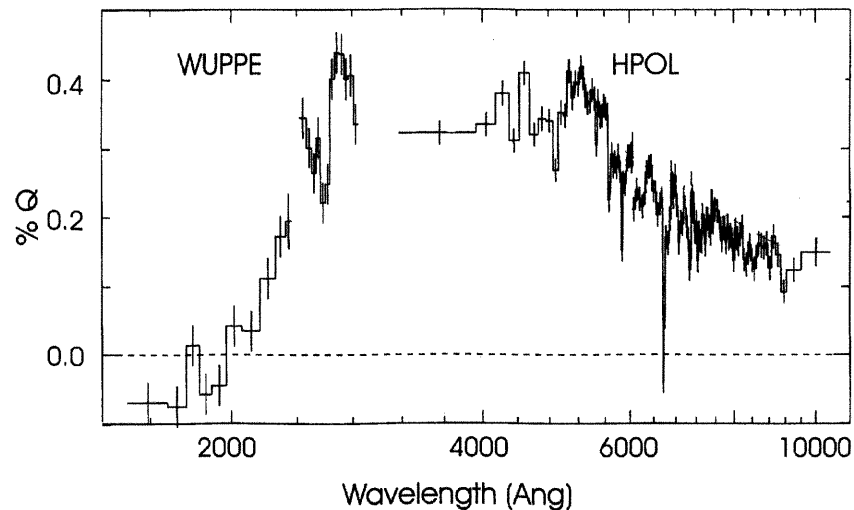


Figure 9. Polarisation intrinsèque de P Cygni (Taylor 1991). La polarisation est quasi constante entre 3400 et 5200 A, pour décroître vers l'UV et l'IR. La correction de la polarisation interstellaire dans l'ultraviolet est imparfaite avec la loi de Serkowski classique.

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 surdensité 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 α - δ , HeI (λ 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 $5 \cdot 10^{-4}$ dans la région de formation. Si on définit cette limite, la surdensité maximale correspondante d'un

II. Observation de P Cygni en HRA

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 émissive 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 observationnelle 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 $7.4 \cdot 10^5 R_*$ (0.022 pc) 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 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.

II. Observation de P Cygni en HRA

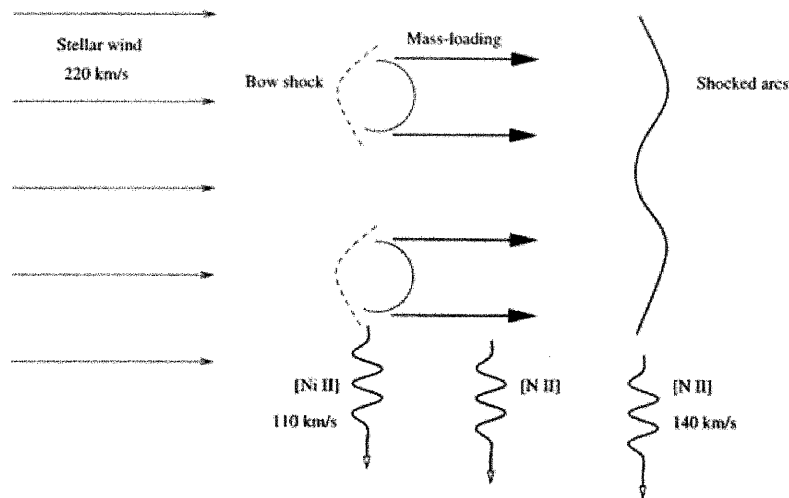


Figure 10. Schéma illustratif tiré de Meaburn et al. (2000), qui illustre les conclusions des observations de Barlow et al. (1994), Meaburn et al. (1996, 1999, 2000). On peut se poser la question la raison de la plus faible vitesse des clumps: plus basse accélération dans le vent ou mécanisme de ralentissement? 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 brosent 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...

II. Observation de P Cygni en HRA

- quelle est la durée de vie de ces structures?,
- 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 sûr, 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 visibles 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 β 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 β 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

II. Observation de P Cygni en HRA

l'optique par van Gent et Lamers (1985) sont beaucoup plus progressives que celles déduites par modélisation.

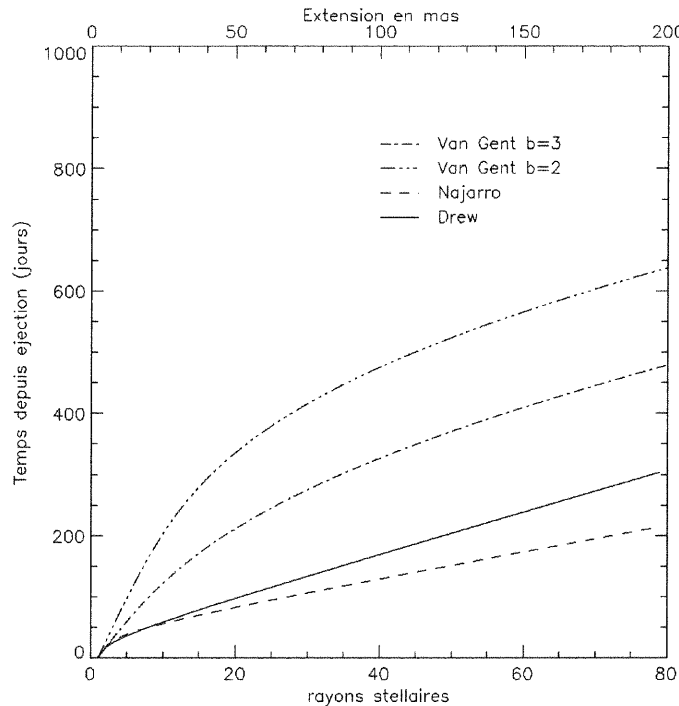


Figure 11. Différentes lois de vitesse déduites par modélisation (Najarro 1997, Drew 1985) ou l'observation en ultraviolet (Van Gent et al. 1986). Les accélérations les plus rapides proviennent de modèles (vent homogène), tandis que les plus lentes sont liées aux éjections des clumps (observés par spectroscopie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

II. Observation de P Cygni en HRA

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 incontournable du clumping (Moffat et Robert).

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*).

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 (η 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_{\odot} , 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 de 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 avantages 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.

II. Observation de P Cygni en HRA

2.4 L'observation de P Cygni 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 α , en ôtant le masque coronographique nécessaire à l'expérience de tavelures noires. Grâce aux conditions de stabilité atmosphériques rares qui prévalaient ce jour là, les premières images qui apparurent convainquirent Farrokh Vakili que P Cygni était résolue en H α 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 invisageable, 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 Lantéri et Claude Aime, en matière de déconvolution d'images a été déterminante pour évaluer et quantifier la qualité des données recueillies. Un grand travail de fond de leur part à été nécessaire pour apporter des contraintes fortes pour juger de la qualité de l'image de référence 59 Cygni. Je complète ici 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 α et δ 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 poissonien⁸).

La grandeur physique caractérisant l'image est l'intensité enregistrée sur le détecteur qui prend la forme suivante⁹(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).

⁸ Surtout dans le cas à faible flux présenté par une caméra à comptage de photon.

⁹ Cette relation n'est vraie que dans l'angle d'isoplanétisme du télescope.

II. Observation de P Cygni en HRA

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 λ 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(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.

Pour un télescope monolithique à pupille circulaire de diamètre D, la FEP à la longueur d'onde λ est la fameuse tache d'Airy, fonction de Bessel du 1^{er} ordre à deux dimensions.

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

avec J_1 la fonction de Bessel du 1^{er} ordre, et $z = \pi\phi D/\lambda$, ϕ 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 λ/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).

II. Observation de P Cygni en HRA

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 Hz à 1 kHz, cette Optique Adaptative (OA) répond 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 μm 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 d'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 exclut toute tentative de pose longue pour une résolution supérieure à 2.5" d'arc (r_0/λ). 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 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 coronographique, la dynamique atteinte dépendant du nombre de courtes poses obtenue et de la qualité de la FEP de référence.

Un filtre H α de largeur à mi-hauteur 100 \AA à 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 \AA . 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.

Faisceau coudé du T152 de l'OHP

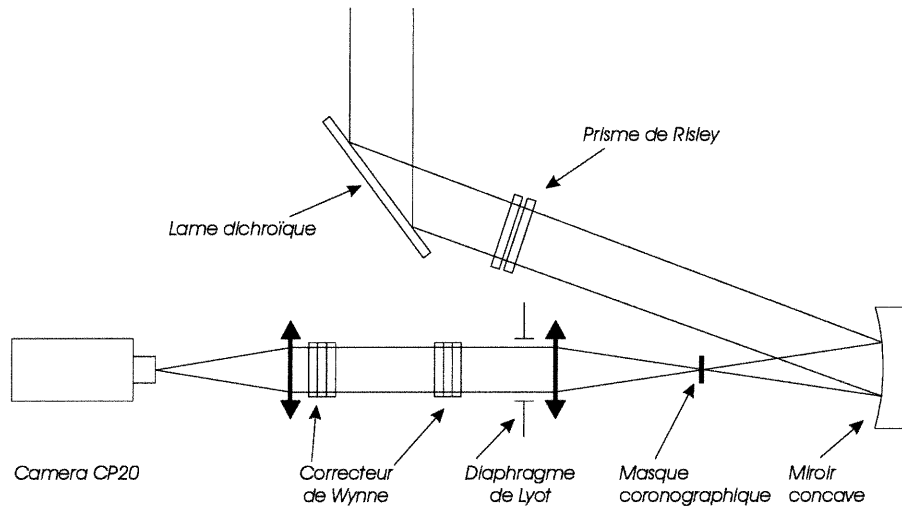


Figure 12. Montage optique de l'expérience correspondant à l'expérience de Tavelures Noires (Cf. Boccaletti et al. 1998). Le masque coronographique était hors du faisceau. Le correcteur de Wynne a pour fonction de reconfigurer la FEP pour la rendre achromatique.

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° 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 (~ 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 :

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

Cela suppose que T soit non nulle sur tout l'espace de travail et que B et T soient parfaitement connus, ce qui ne se rencontre pas dans la réalité (la fonction de transfert atmosphérique est très variable dans le temps contrairement à la fonction de transfert instrumentale supposée stable ou lentement variable).

II. Observation de P Cygni en HRA

Dans le cas idéal, on doit pouvoir enregistrer en simultan e 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 par l'utilisation d'un algorithme qui va limiter cette explosion de bruit par l'introduction de contraintes dans le processus de convergence (contrainte de positivité de l'image, bords francs...), qui constituent le processus de régularisation. La régularisation consiste en fait à *limiter le bruit de reconstruction* par l'introduction d'un *biais contr ol e* bas e sur la connaissance a-priori de l'objet. Il faut donc préciser que le choix et la pondération de cette régularisation est une étape très d elicat e. Une grande recherche théorique a lieu actuellement sur ce sujet pour adapter la régularisation au type d'objet observ e (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 compar e aux résultats de la déconvolution report es à la section suivante.

Nous avons consid er e 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 α . 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 κ^2 , le seul bruit consid er e 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 modèles semble aussi provenir de l'échantillonnage, car le facteur de proportionnalité est conservé.

II. Observation de P Cygni en HRA

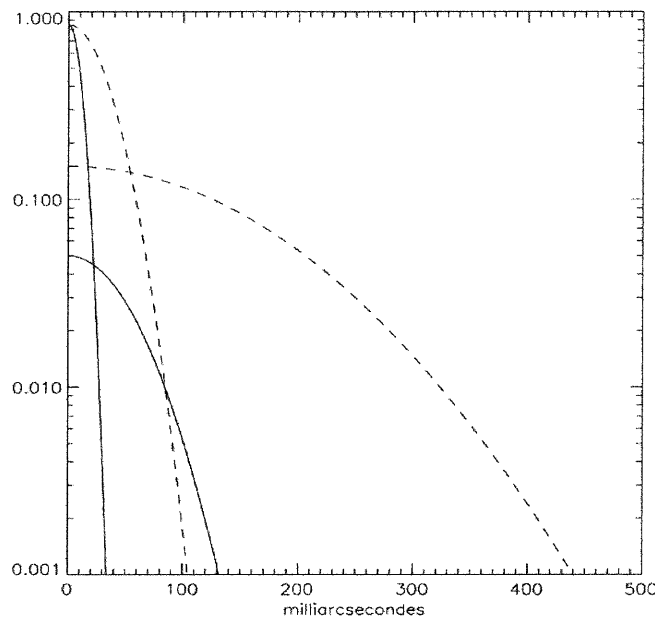


Figure 13. Influence du suréchantillonnage sur l'ajustement des modèles à deux gaussiennes. Pour l'ajustement en trait plein l'image à 4 fois plus de pixels pour que l'ajustement en pointillé. D'une part, la gaussienne non-résolue est diminuée, d'autre part, la gaussienne modélisant l'enveloppe est grandement 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 quelque 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 (Richardson 1972, Lucy 1974) 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 itération assure la rapidité et donc le succès de cette méthode

II. Observation de P Cygni en HRA

Deux dangers apparaissent:

- Le premier est bien sûr d'avoir la FEP expérimentale qui ne reflète pas parfaitement la FEP réelle,
- 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 (voir Lantéri et al. 1995, 1999a et 1999b). 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 (Lantéri et al. 1999). 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 α 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.

II. Observation de P Cygni en HRA

2000). Elles déterminent le rapport de Strehl, qui aux longueurs d'onde visible 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 analyseur de courbure (Veran et al. 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.

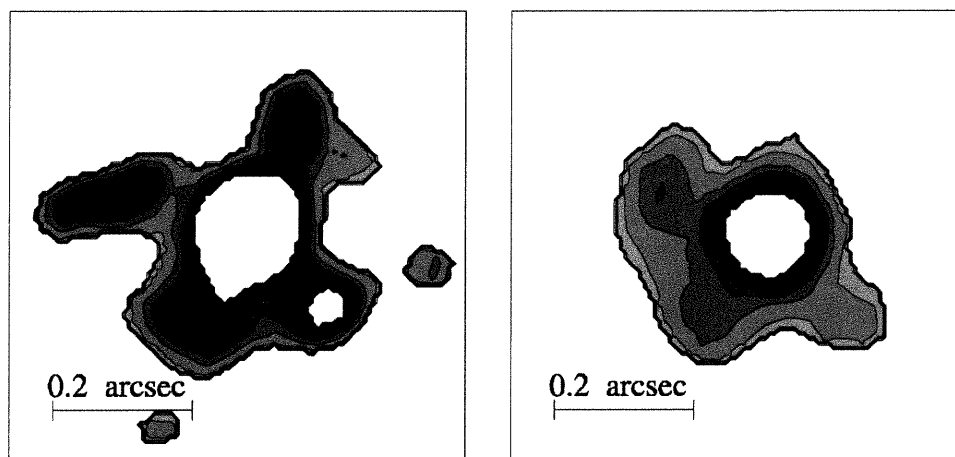


Figure 14. Afin d'apprécier la qualité de la FEP, le résultat de la déconvolution (à gauche) est comparé à la référence (à droite). Pour cela, nous avons affiché des faibles niveaux (entre 6 et 15% du maximum).

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

II. Observation de P Cygni en HRA

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 trié draconien

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 *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 coronographique, et la dynamique résulte de courtes poses et du processus de déconvolution.

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 exclut 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 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 et surtout l'erreur photométrique dans le champ non-évaluée, aucune étude photométrique n'a été conduite pour estimer leur masse.

II. Observation de P Cygni en HRA

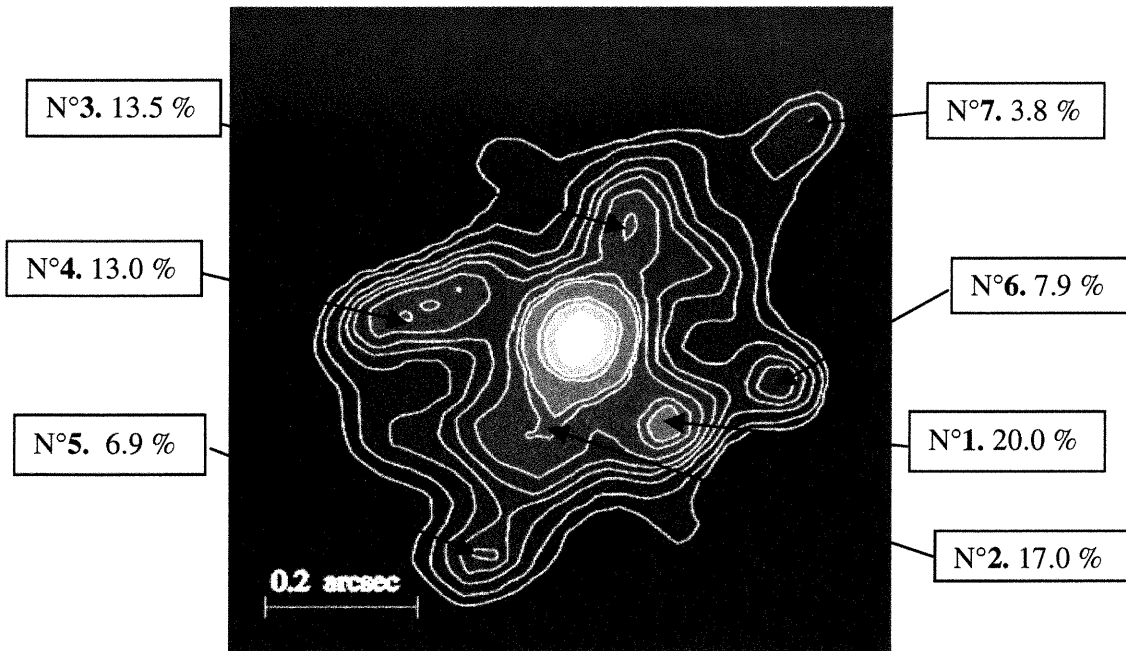


Figure 15. Image reconstruite par l'algorithme de Lucy-Richardson. Les contours correspondent à 100, 80, 60, 40, 30, 15, 12.5, 9, 6.5, 5, 3.5, 2 et 1.2% du maximum de la figure. Le Nord est en haut et l'Est à droite de l'image. Les flux des clumps sont indiqués dans la même échelle et numérotés en fonction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

N° du clump	X en mas (± 5)	Y en mas (± 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.

II. Observation de P Cygni en HRA

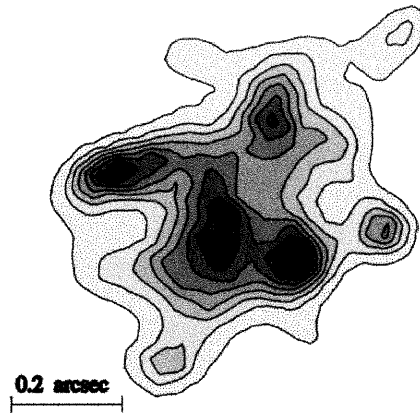


Figure 16. Déconvolution de la nébuleuse de P Cygni, dont on a au préalable enlevé l'image d'une source ponctuelle. Le grumeau qui apparaissait comme une légère déformation proche de l'étoile sur l'image précédente apparaît maintenant comme la structure la plus intense.

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:

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

μ 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 $2 \cdot 10^{-5} M_\odot$.

II. Observation de P Cygni en HRA

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} 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 que le mécanisme d'éjection est essentiellement *localisé* à la surface de l'étoile. Ces conclusions motivent une partie des travaux 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

II. Observation de P Cygni en HRA

insuffisantes pour distinguer parfaitement la contribution intrinsèque à l'étoile de la polarisation interstellaire.

Il est intéressant de voir que cette orientation de 25° 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 α 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° . On peut se poser bien sur les même questions que précédemment sur la réalité d'un telle détection.

Autre coïncidence, l'angle de la structure de "jet" ou "bipolaire" détectée en radio et H α par Meaburn et ses collaborateur 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.

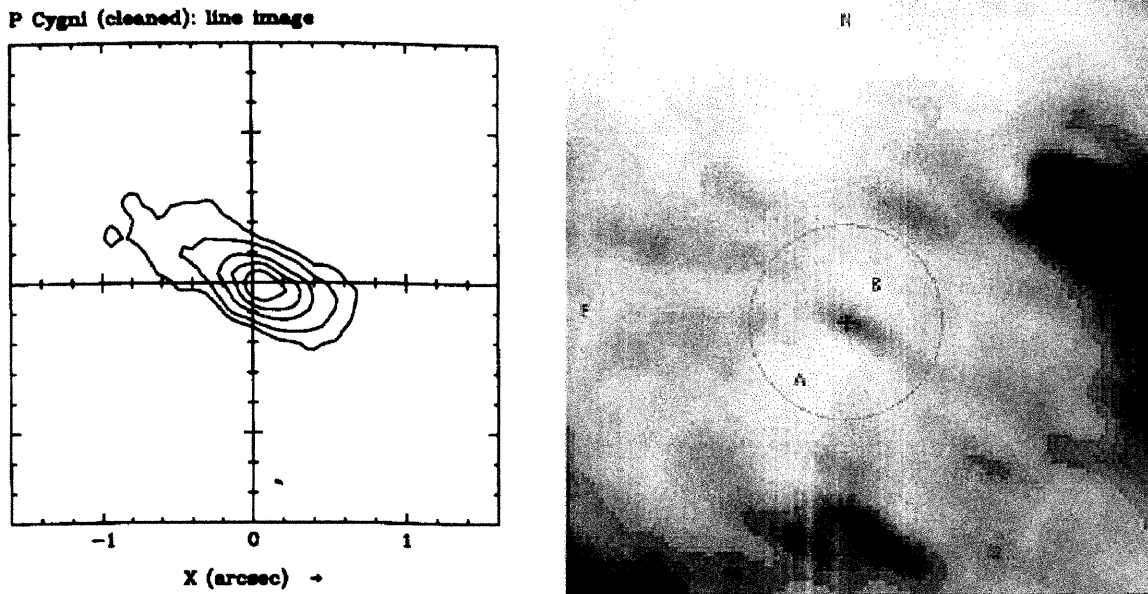


Figure 17. A gauche, résultat du traitement des tavelures de SCASIS. Le Nord est à droite, l'Est en bas. On voit la nette asymétrie de la nébuleuse, sur une échelle environ 4 fois plus grande que notre observation. A droite, nébuleuse à grande échelle à $60\mu\text{m}$ prise avec le satellite ISO (Meaburn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

Dernier point, N. Smith et al. (2000) à récemment présenté des images infrarouges de la nébuleuse de P Cygni, résolues pour au moins deux longueurs d'ondes correspondant à Pfd et Br α (filtres 3.29 et $4.05 \mu\text{m}$), prises avec le télescope infrarouge IRTF. Ces images résultent de la somme de courtes poses, à laquelle à 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 Pfd on constate l'existence d'un allongement dans la direction 25° (la nébuleuse semble en forme de croix).

II. Observation de P Cygni en HRA

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 $V_e \sin i = 40 \text{ km/s}$ 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 ($V_{\max} = (GM/R)^2 = 275 \text{ km/s}$). 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 $V_e \sin i$ 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 $\text{HeI}\lambda 6678$) 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

II. Observation de P Cygni en HRA

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 $\text{HeI}\lambda 6678$ ($d > 6 R_*$),
- Sa vitesse est approximativement la vitesse terminale du vent, ce qui, dans le meilleur des cas, le place à $8 R_*$ (loi β 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.

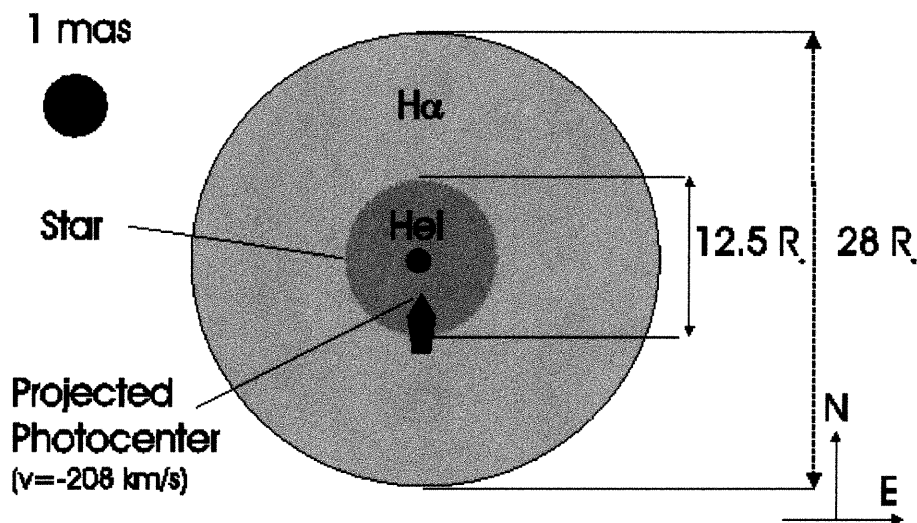


Figure 18. Illustration des mesures du GI2T. La taille des zones émissives est déterminée par le diamètre d'un disque uniforme équivalent (voir chapitre IV). La flèche montre la position de la projection du photocentre de l'ensemble étoile-clump sur la ligne de base. La distance du clump à l'étoile, 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.

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

II. Observation de P Cygni en HRA

déecté 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 observées 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 similaire 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 α .

II. Observation de P Cygni en HRA

Pour ce faire, un programme d'observation a 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 2nd 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 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 observables¹⁰, 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 $V_{e,sini}$ de l'étoile deux raies, SiIV λ 4088 et SiIV λ 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 une étude de faisabilité doit être conduite pour déterminer l'ordre de grandeur du signal escompté¹¹.

¹⁰ Excepté par l'anticorrélation prévisible et prouvée entre la variation du continu H α et l'émission de la raie (Markova, 2000).

¹¹ 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).

II. Observation de P Cygni en HRA

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.

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).

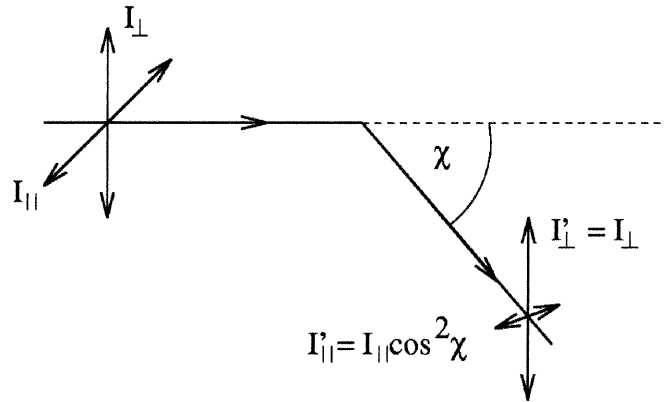


Figure 19. Diffusion de Thomson d'une onde électromagnétique sur un électron libre par émission dipolaire. L'intensité du champ électrique est diminuée de $\cos^2 \chi$ par projection sur la ligne de visée pour la composante parallèle au plan de diffusion, tandis que la composante perpendiculaire reste inchangée. χ 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 lumineux¹², qui décroissent tous deux en fonction du carré de la distance à l'étoile (au minimum¹³). 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

¹² 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:

$$\tau = \sigma_e \int_{r_0}^{\infty} N_e(r) dr$$

¹³ 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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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.

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. Seul le soleil, présentant un champ magnétique spatialement et spectralement, présente un effet Zeeman qui a pu être détecté par Hale dès 1908. Les premières détections stellaires 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)¹⁴, 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.

Les vecteurs électriques de l'onde lumineuse peuvent être entièrement décrits 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

¹⁴ 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).

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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 (voir Leroy 1998). 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° et 135° des précédentes.

Le principal avantage de ces paramètres est leur caractère additif, ce qui facilite le calcul de chemins optiques. I est toujours positif, mais *Q, U et V sont des quantités algébriques*, car elles dépendent d'une *direction de référence*.

Comme convention de signe pour V, souvent ambiguë, je prendrais comme direction positive le sens horaire d'un vecteur électrique, telle que vue par un observateur qui regarde le faisceau qui s'approche de lui (voir Leroy 1998).

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 θ :

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

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 θ dans le plan du ciel de 180° , on a une rotation de 360° 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 niveaux atomiques 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^{15} , le coefficient de sensibilité de la raie à ce champ appelé facteur de Landé; λ_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 \AA ce qui nécessite une résolution de ~ 50000 (dans l'absolu) pour résoudre chaque composante.

L'effet Zeeman s'accompagne d'une polarisation des composantes. Pour un champ longitudinal, les deux composantes extérieures du triplet σ sont polarisées circulairement et la composante centrale π est invisible. Les polarisations des composantes σ sont de plus opposées, polarisation droite et gauche. 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

¹⁵ Le facteur de Landé g dans l'absolu ne s'applique qu'à un niveau atomique, mais on peut aussi le définir pour une transition.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

de l'émission dipolaire. La raie centrale apparaît, polarisée linéairement, mais à 90 degrés par rapport aux deux autres, dans la direction parallèle au champ (voir fig. 20). L'intensité relative et le nombre des composantes est variable, selon les transitions considérées.

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.

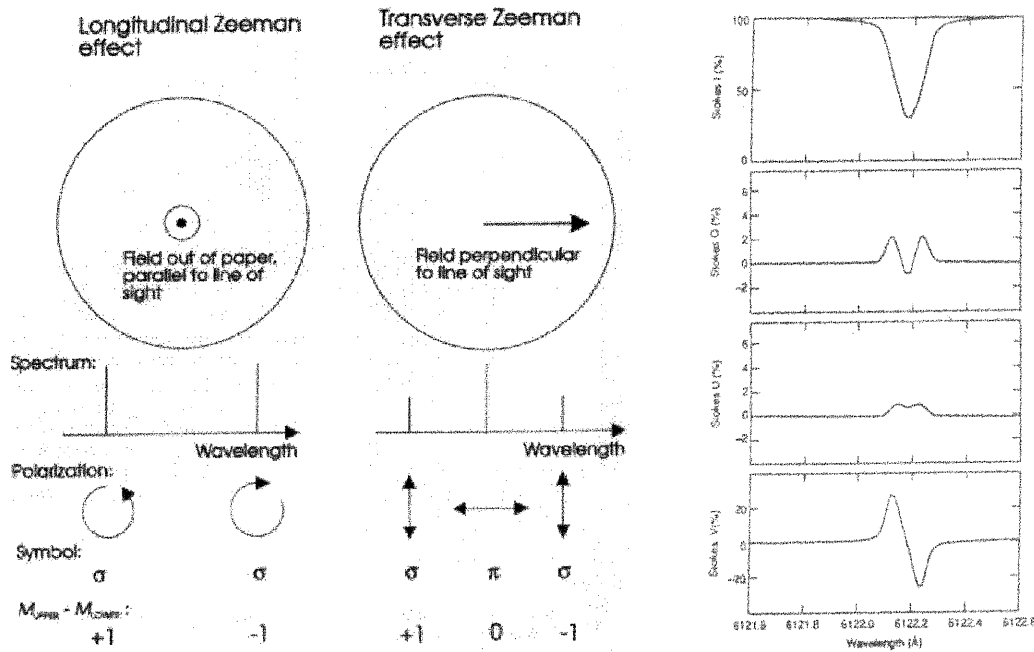


Figure 20. Effet Zeeman (Ye Shi-hui, 1994). La spectropolarimétrie détecte essentiellement la polarisation circulaire des composantes σ , plus facile à résoudre spectralement et moins sujette au mélange entre les composantes (à droite).

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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 σ et π peuvent être entremêlées. Cependant, en utilisant le centre de gravité des composantes σ 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_{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_{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, $\Delta\lambda=4.67.10^{-13} \lambda_0^2$.

Les sources d'élargissement intrinsèque sont la température (effet Doppler thermique), 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 $B\sim 4.10^3$ /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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 σ et π , 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 les rotateurs les plus lents¹⁶. D'autre part, on peut étudier en lumière 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 ($V_e \sin i > 20$ 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 fine¹⁷ 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 élément de résolution spectrale (spectropolarimétrie). Ainsi, lorsque le SNR (Rapport signal sur bruit) 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

¹⁶ Dans le visible, cette détection est aisée si le champ surfacique moyen B exprimé en kG est numériquement supérieur au $V_e \sin i$ exprimé en km/s (Landstreet, 1992).

¹⁷ Ici sont concernées les transitions dont la structure fine n'est pas apparente en l'absence de champ magnétique. Bien sûr, certaines transitions (doublet du sodium...) présente naturellement cette structure fine observées avec une faible résolution spectrale.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

(voir fig. 20), alors que la composante centrale, polarisée linéairement n'apparaît pas en polarisation circulaire.

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.

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 π , la plus profonde, subit les effets de la saturation, alors que les composantes σ en sont loin. Cela a pour effet de créer une polarisation linéaire nette du continu, qui peut être associée 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 $V_e \sin(i)$ et fort champ¹⁸, (séparation Zeeman résolue pour le Fe, Si, Ni...) il compare ses observations avec les abondantes données photoélectriques des années 70. Par 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 $V_e \sin(i)$ (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 de l'effet Stark, la raie est très élargie et la polarisation à détecter est par conséquent

¹⁸ Champs si forts, qu'ils autorisent une détection (ou contamination) par effet Paschen-Back

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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 élargissement 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).

Un point important doit être précisé: en Doppler Imaging classique, seule la variation temporelle du signal permet de détecter puis suivre une tache, tandis qu'une mesure suffit en ZDI pour que la reconstruction soit possible. Le suivi temporel du signal permet de préciser la carte à 2D de la topologie magnétique.

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 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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

plus tardifs). Le profil moyen du paramètre V est obtenu par une extraction qui minimise le bruit (Least-Square Deconvolution LSD)¹⁹.

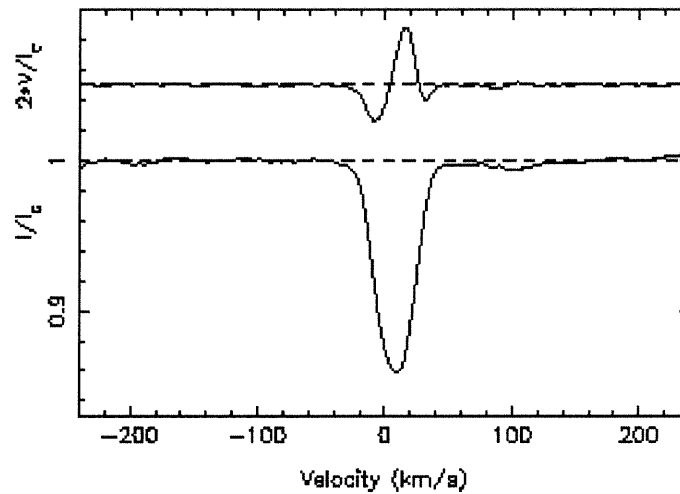


Figure 21. Signal polarisé et profil de raie moyen obtenu par la méthode de multiplexage ZDI à partir d'un grand nombre de raies. Le SNR obtenu est remarquable et permet de déterminer la forme du spectre Stokes V de cette étoile Ap fortement magnétisée (49 Cam) avec beaucoup de détails et une grande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

Une fois obtenu le profil moyen en V, une méthode inverse par maximum d'entropie de maximisation de l'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_e limité, et donc une forte polarisation par élément de résolution. Ainsi, la détection récente et remarquable d'un champ magnétique dans les étoiles B2III β Cep (Henrichs et al. 2000) et O7V θ^1 Ori C (Donati et Wade 1999) est en grande partie imputable au V_e 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:

1. La vitesse thermique plus importante augmente l'effet l'élargissement intrinsèque des raies,

¹⁹ Sous l'hypothèse d'un profil statistiquement peu dépendant de la nature de la raie, ce qui exclut les raies trop fortes comme les raies de Balmer.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 $V_{\text{e}}\text{sini}$ 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 $V_{\text{e}}\text{sini}$. 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 ξ Per (O7.5III), étoile à fort $V_{\text{e}}\text{sini}$ (>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 ξ Per ($m_V=4$) dans la raie H β (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, σ 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 β Cep (Henrich et al. 2000) et θ^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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 excentrique²⁰, 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 supergéantes B à quelques heures et même quelques minutes pour certaines manifestations spectrale et photométrique. La (les) source(s) de cette activité est encore inconnue.

Dans la théorie du vent radiatif des étoiles chaude, 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 magnétiques. 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 rayon 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 γ Cass, λ 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 à pu être modélisée dans le cadre des instabilités radiatives, certaines échappent manifestement à cette interprétation comme

²⁰ Le périastre est à moins de 30 rayons stellaires et l'excentricité de 0.9.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

le montre le tout récent spectre X de l'étoile ζ 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 collaborateurs pour les étoiles Be, dont le vent radiatif est supposé beaucoup plus faible, pour expliquer le niveau et la qualité du rayonnement X.

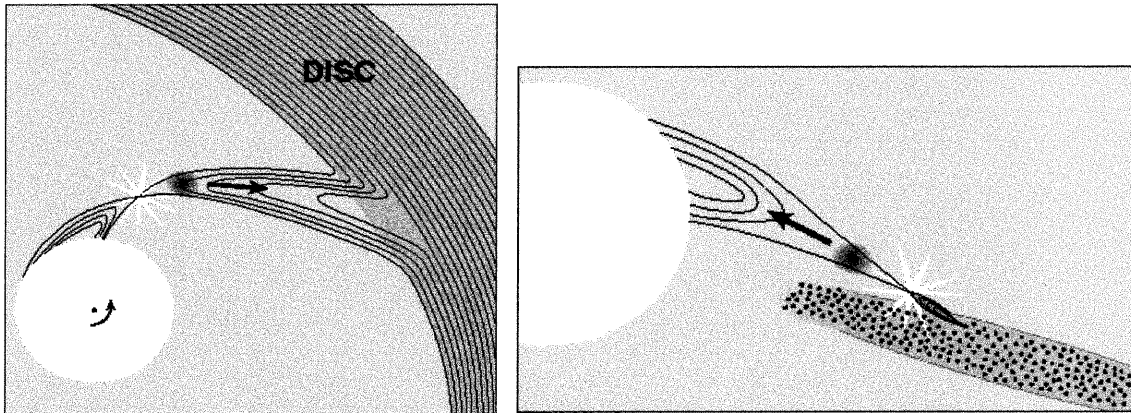


Figure 22. Interprétation de Myron Smith de l'activité X des étoiles Be par une reconnection des lignes de champs magnétiques. L'interaction entre un champ stellaire et un champ toroïdal dans le disque est nécessaire aux conditions de reconnexion. La rotation différentielle tord et augmente fortement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

Selon ces auteurs, seuls des tubes magnétiques profondément implantés dans la photosphère sont à même de provoquer cette émission. Dans le cas de λ 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 intrigants 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 ζ 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 spectrales et temporelles 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 garde sur une sur-interprétation de celles-ci sont émises (voir Balona, 1990, Balona & 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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 (ζ 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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 principale²¹ (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.

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 hypothétiques 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 β 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

²¹ La convection devient non négligeable pour $r > 0.85 R_*$ pour une étoile de masse initiale $M_* > 60 M_\odot$, et $r > 0.63$ pour une masse d'environ $120 M_\odot$ (Maeder & Meynet, 2000).

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 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 atmosphérique²².

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 les interprétation des observations de β 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.

²² 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)

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.

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.

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 ζ Puppis

L'étoile ζ 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 témoignent 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.

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 ($V_e \sin i \sim 219$ km/s, Howarth et al. 1997, $R_* \sim 19 R_{\odot}$, Puls et al. 1996), donnant une période de rotation de 4.4 ± 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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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.

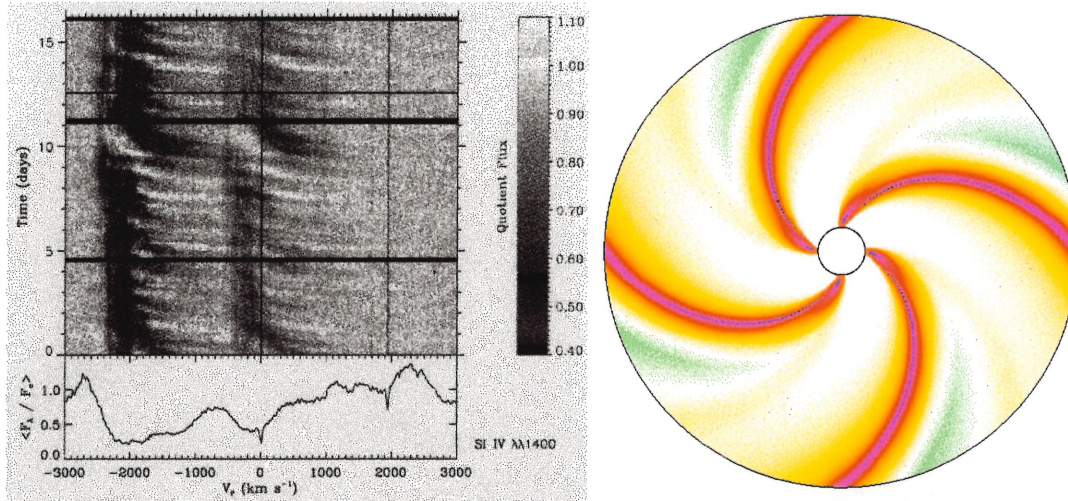


Figure 23. A gauche, activité observée par le satellite ultraviolet IUE dans le doublet de résonance Si IV $\lambda 1393$, $\lambda 1402$ de ζ Pup (Massa et al. 1995). Les longueurs d'onde au repos sont indiquées par des lignes noires verticales. A droite, simulation hydrodynamique des CIRs de Cranmer et Owocki (1996) à partir des paramètres physiques de ζ 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.

3.6.1.2 EZ CMa

EZ CMa (WR6/ HD 50896) est une étoile de type spectral WN5 qui, tout comme ζ 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),

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 à 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° , 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).

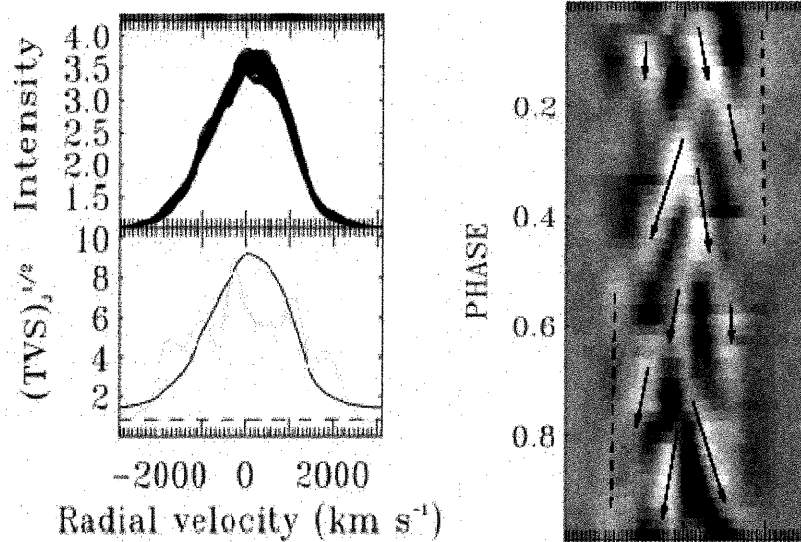


Figure 24. Caractéristiques de l'activité de EZ CMa (Morel et al. 1997). Les variations des profils de raies (LPVs) se manifestent sur de larges régions ($\langle \sigma \rangle \sim 400$ km/s, Lépine et al. 1999) et atteignent plus de 4% du continu (ici pour la raie HeII λ 6560). Les observations sont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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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 ζ 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 rencontrent 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 WR²³ et apparaissent comme une caractéristique intrinsèque du vent de ces dernières. Les variations récurrentes 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 γ Velorum

Système binaire WR+O brillant et emblématique, γ^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). γ^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-Welhu. 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 3σ soit 0.03% du continu.

²³ 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).

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

Lépine et al. (1999) par une analyse en ondelettes ont 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 σ , 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	ζ Pup HD 66811	EZ CMa WR 6	γ Vel WR 11
Type spectral	O4 I(n)f ⁽¹⁾	WN5	WC8+O7.5 ^(10,11)
Magnitude apparente	2.24	6.94	1.8
Température (kK)	42.0 ^(2,3)	41.0 ⁽⁶⁾	57.0+35.0 ^(10,11)
Masse (M_{\odot})	52.5 ⁽³⁾	11.8 ⁽⁶⁾	9 + 30 ^(10,11)
Rayon (R_{\odot})	18.4 ⁽²⁾	3.0 ⁽⁶⁾	3.2+ 12.4 ^(10,11)
Vitesse terminale (km/s)	2250 ⁽³⁾	1915 ⁽⁷⁾	1550 + 2500 ^(10,11)
Taux de perte de masse ($10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$)	0.27 ⁽⁴⁾	1.9 ⁽⁸⁾	3.5+0.018 ^(10,11)
Coefficient η ($c \dot{M} v_{\infty}/L$)	0.23	11.2	7+0.064
Luminosité (L_{\odot})	5.91 ⁽⁵⁾	5.2 ⁽⁶⁾	5.0+5.32 ^(10,11)
Distance (pc)	429 ⁽⁴⁾	1.6 ⁽⁹⁾	258 ⁽¹²⁾

(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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 polarisés 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, Juettner, 1989, Verschueren, 1997).

Les pièces optiques du polarimètre sont escamotables, mais ne peuvent être tournées, ce qui exclut 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).

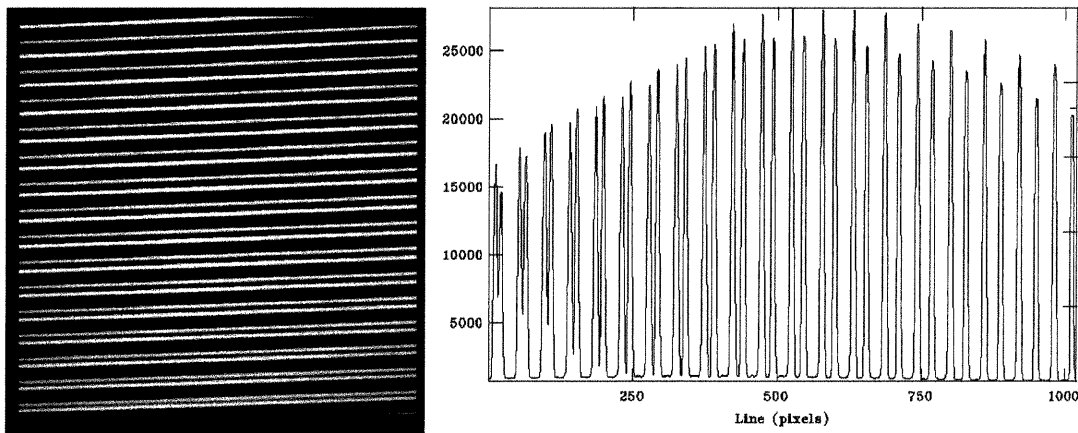


Figure 25. Plage uniforme sur le détecteur (à droite) et coupe perpendiculaire à la dispersion (à gauche) d'un spectre échelle obtenu avec CASPEC. On peut voir les deux spectres polarisés par ordre, et l'évolution de l'écartement qui limite fortement la plage spectrale.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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 H α), 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).

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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^{er} spectre ce 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,
- Impossibilité d'utiliser la moyenne des spectres brut dans l'analyse car la forme de celle-ci est à la fois pondéré 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 intercorrélations 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.

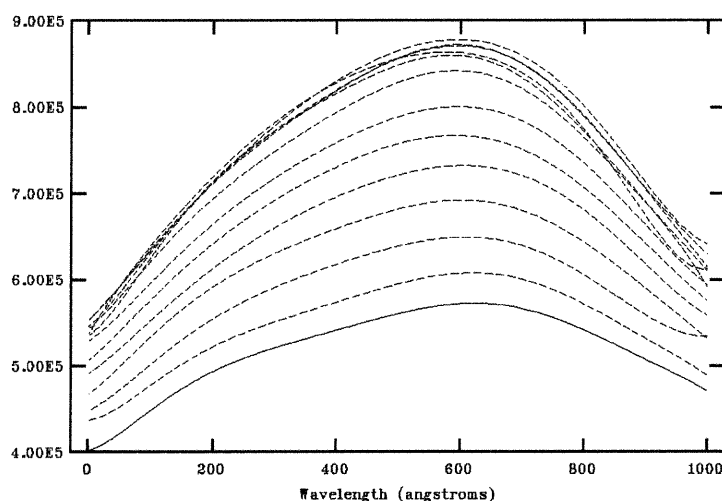


Figure 26. Réponse instrumentale des 13 premiers ordres de CASPEC, la réponse culminant à l'ordre 11. Ces courbes ont été obtenues par interpolation 1D d'un "pseudo-continu" de ζ Pup, provenant de la division du spectre brut par un spectre redressé servant de référence. Des effets de bords sont clairement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

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).

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

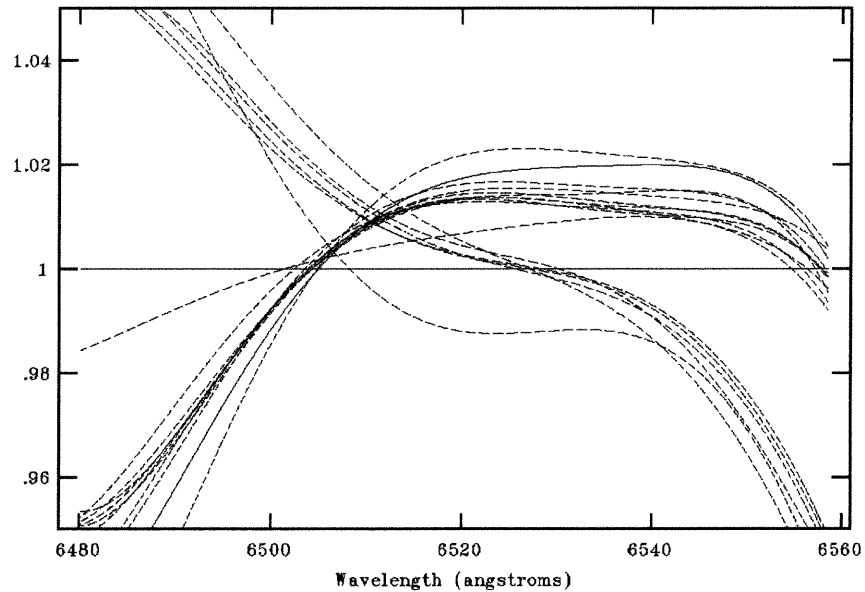


Figure 27. Variation relative de la réponse instrumentale pendant la séquence de 1h30 des spectres de γ Vel sur un ordre. Le premier spectre de la séquence sert de référence. On peut voir que certaines de ces variations sont difficilement corrigées par un polynôme de bas ordre.

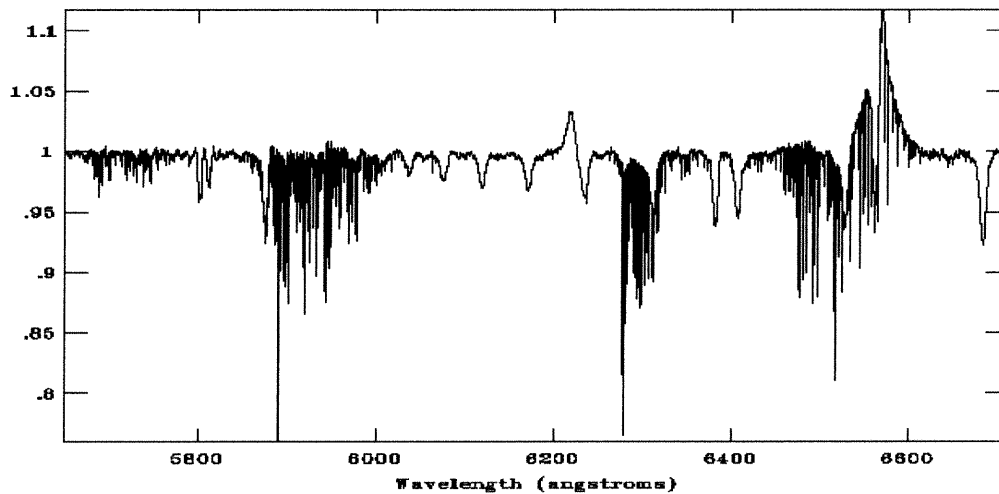


Figure 28. Spectre moyen de l'observation de ζ Puppis pour une nuit. On remarque la forte présence des raies telluriques.

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,

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

pour interpoler une courbe complexe de réponse instrumentale. Dans le meilleur des cas, le résidu 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 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 impossible 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,

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

- 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",
- 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 vue 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 α dans ζ 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.

Reste l'approche artisanale, qui a donné de bon résultats pour ζ 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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

suite que cela constitue la source d'erreur la plus importante pour notre contrainte du champ global de ζ Pup.

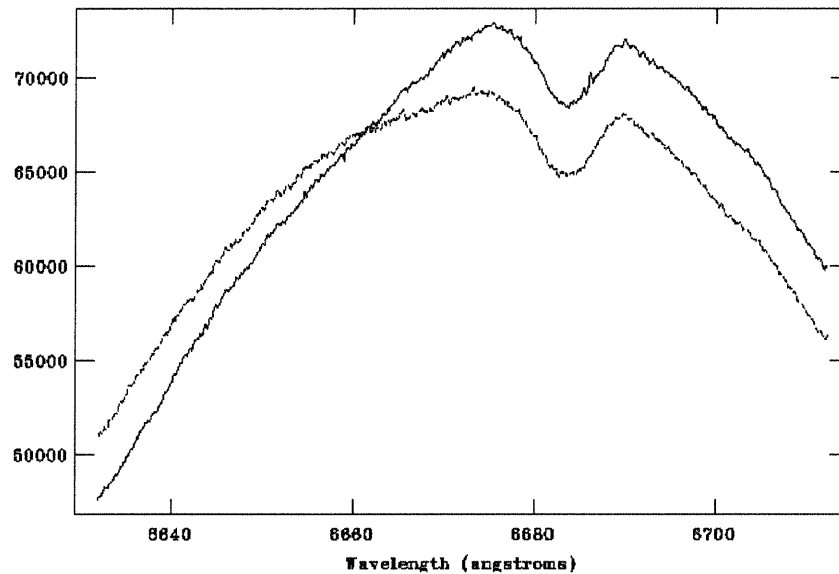


Figure 29. Différence de réponse instrumentale entre deux polarisations dans la régions de la raie $\text{HeII}\lambda 6683$ de ζ Pup. La forme du spectre peut induire des biais de normalisation à faible niveau ($\sigma < 0.2\%$) interprété comme une fausse détection de polarisation.

3.6.3.4 Détection de signature locale

Le but de la mission n'était pas de détecter un 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 \AA . Une interpolation de bonne qualité exige un polynôme de degré 20 environ. Ainsi, tout signal d'extension supérieure à 3 \AA sera probablement interpolé lors de la normalisation. Cela laisse une grande possibilité de détection pour tout signaux entre 0.2 et 3 \AA .

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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

À 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 ζ 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 des spectres en Stokes V, où seul le bruit de poisson et un éventuel signal d'une source magnétique sont susceptible d'influencer notre diagnostic. 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.

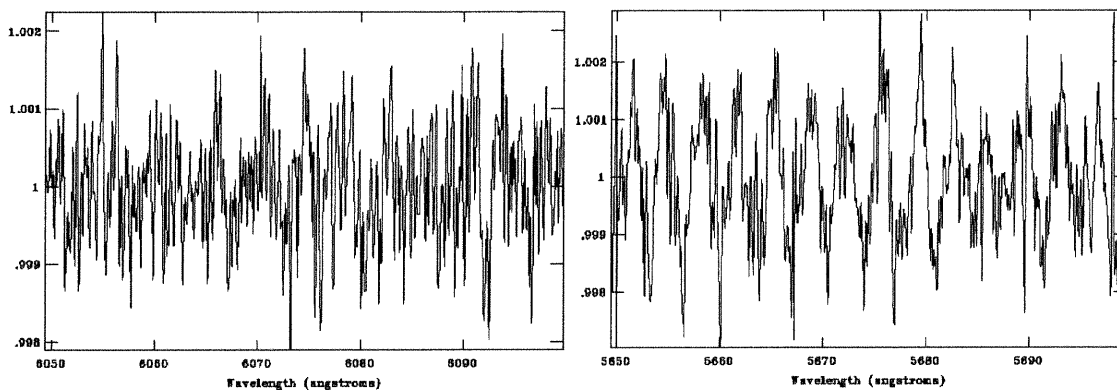


Figure 30. Exemple de franges résiduelles sur les données de ζ Puppis. A peine visibles dans certaines régions du spectre (à gauche, $\sigma=0.08\%$), elles sont plus importantes dans d'autres (à droite, $\sigma=0.13\%$).

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,

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 \AA^{-1} , soit une période de 1.96 \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.

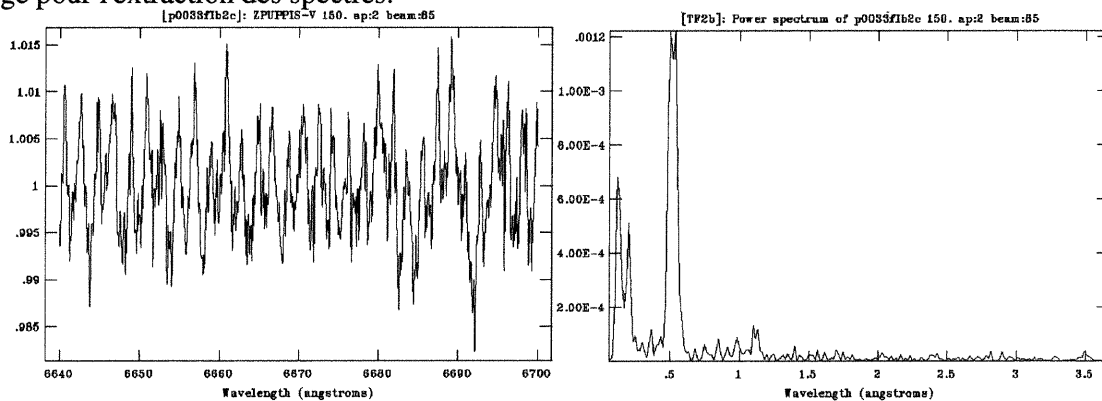


Figure 31. Génération de franges dans le logiciel IRAF par l'utilisation d'une fenêtre d'extraction trop petite. Un fort pic apparaît dans la transformée de Fourier, invariable en position d'un ordre à l'autre. Ce pic disparaît complètement avec une fenêtre adéquate.

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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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).

Ce problème a été étudié en profondeur par Meir Semel qui a participé au design de nombreux spectropolarimètres. Il a proposé et implémenté plusieurs solutions qui se sont avérées très efficaces. Tout d'abord en préconisant l'utilisation de rhomb de Fresnel, pièce de matériau biréfringent d'un seul tenant faisant office de lame quart d'onde sans l'utilisation de multicouches. Si son emploi est délicat on constate la disparition complète des franges. De plus, l'instrument doit être conçu de manière à effectuer le plus grand nombre de configurations instrumentales en un minimum de temps (compatible avec les SNR minimum par courte pose) de manière à bien corriger toutes les variations instrumentales supplémentaires (flexions principalement).

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".

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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

Une méthode grossière mais assez efficace a été conduite pour l'étude en lumière naturelle de ζ Pup et γ 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 ζ 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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

La situation est pire dans le cas d'une binaire telle γ 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 ζ 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 λ Eri, en fonction des manifestations transitoires visibles dans la raie HeI λ 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 ζ Pup?

Tout d'abord il faut mentionner qu'une activité est détectée dans certaines raies "photosphériques", mais contrairement à λ Eri, celle-ci est extrêmement faible: inférieure à 1% pour les raies HeI λ 5876, NIV λ 6381, et HeII λ 6406, inférieure à 0.5% pour les raies de HeII λ 6527 et λ 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 λ 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 ζ Pup doit cependant être questionnée. En effet, contrairement à λ Eri, de type spectral B2Ve, ζ Pup (O4If) est soumise à un fort vent radiatif, en témoigne la très large raie en émission H α . Les raies de faible potentiel d'excitation (H α , CIV λ 5801,5812, HeI λ 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 γ 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 γ Vel (Lépine et al. 1999).

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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 ζ Puppis).

3.6.6.1 ζ 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 HeII λ 5876, et CIV λ 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 λ 5801, 5812 ou HeII λ 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 λ 6560 (voir fig. 32) qui créent des "rebonds" de grande amplitude dans la figure d'intercorrélation.

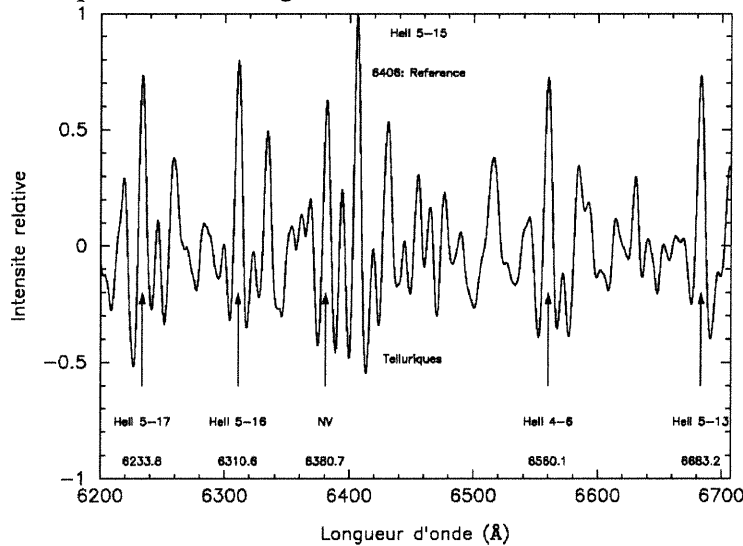


Figure 32. Figure de corrélation entre une fenêtre de 40 Å centrée sur la raie HeII λ 6406 et une fenêtre glissante de même largeur parcourant le spectre (avec correction de longueur d'onde).

3.6.6.3 γ Velorum

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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

à peine 1.5% pour la raie la plus active pour le type WC8 CIII λ 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 λ 5852, qui peut difficilement être attribuable à l'une ou l'autre des étoiles. Cette variation est manifestement liée à la raie HeI λ 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).

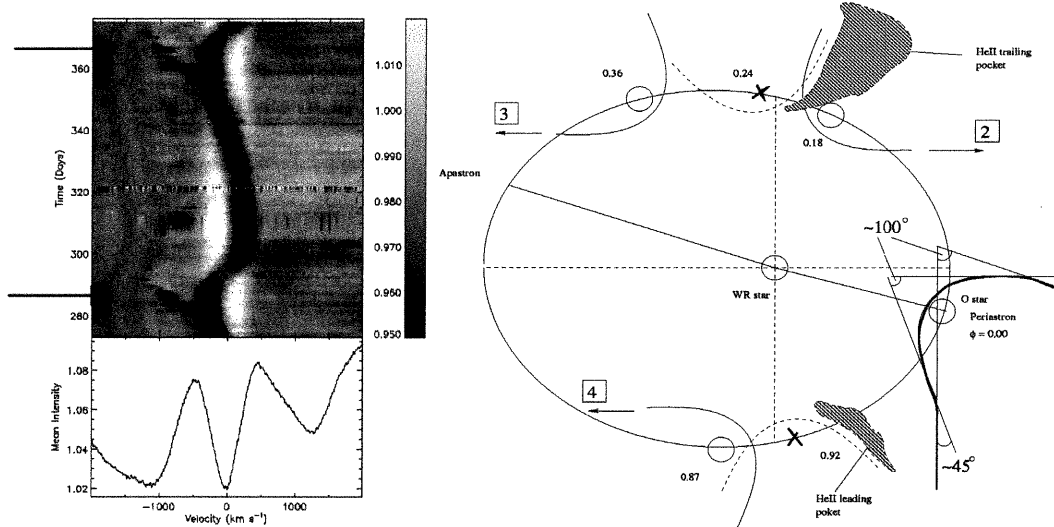


Figure 33. A gauche, raie d'HeI λ 4026 observée sur une phase (De Marco 2000). Les flèches indiquent la phase 0.95 qui correspond à nos observations. A droite, orbite de γ Velorum et interprétation par O. De Marco de la variabilité de cette raie (et de plusieurs autres) par la variation de projection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

3.7 Perspectives

J'ai déjà évoqué 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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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 moyenniser 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 $V_e \sin i$ 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 $V_e \sin i$ (~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 σ 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.

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 se 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 des interféromètres CHARA et 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 ψ_1 et ψ_2 d'intensité I_1 et I_2 issues des deux ouvertures devient:

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

$$I(\vec{x}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{|\langle \psi_1 \psi_2^* \rangle|}{\sqrt{\langle |\psi_1|^2 \rangle \langle |\psi_2|^2 \rangle}} \cos(2\pi \frac{\vec{B} \cdot \vec{x}}{\lambda f} - \varphi) \quad (9)$$

\vec{B} représente la longueur et direction de la base, \vec{x} la direction de visée sur le ciel et λ 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).

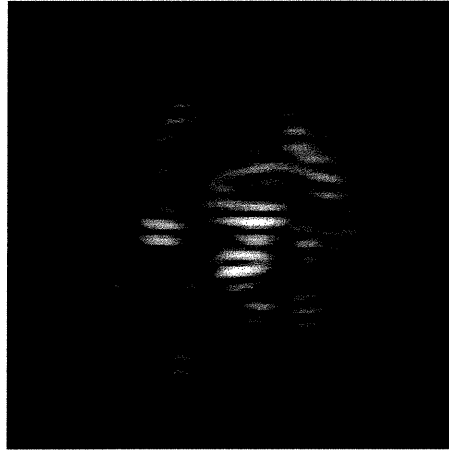


Figure 34. Figure de tavelures frangées en plan image simulant le signal reçu par l'interféromètre GI2T (sans bruit de poisson). Un écran de phase simulant la turbulence atmosphérique (loi de puissance de Von Karman) a été utilisé sur les deux pupilles, dont on a ensuite effectué la transformé de Fourier de l'autocorrélation pour former l'image.

4.2.2 Visibilité

Le degré complexe de cohérence mutuelle γ_{12} exprime l'aptitude pour deux ondes (1 et 2) à interférer entre elles. D'après le théorème de Van Cittert et Zernicke γ_{12} se déduit de la transformée de Fourier (TF) de la distribution d'intensité O à la fréquence B/λ 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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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/λ ²⁴. 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 γ_{12} ne correspond pas à la mesure brute du contraste des franges sur le détecteur. La calibration de cette visibilité doit se faire 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):

$$|V| = 2 \cdot \left| \frac{J_1(\pi\phi B / \lambda)}{\pi\phi B / \lambda} \right| \quad (11)$$

où ϕ est le diamètre apparent de la source.

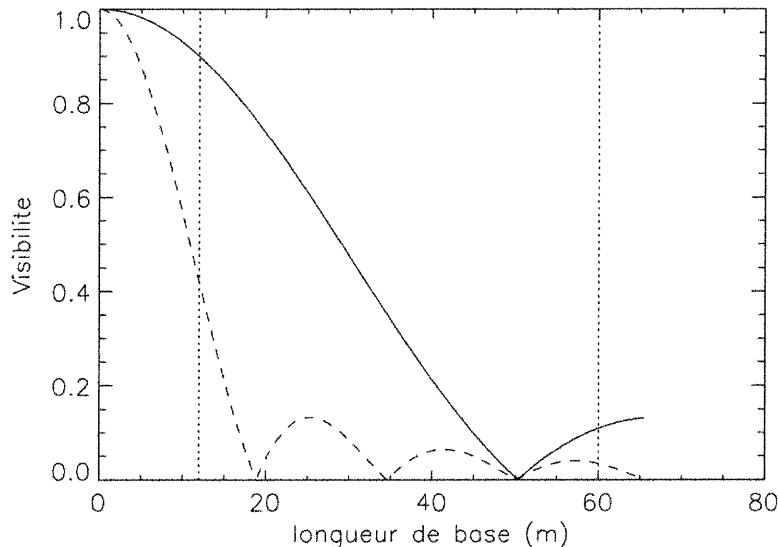


Figure 35. Courbes de visibilité (module) créées par des disques uniformes de diamètre 3 mas (trait plein), et 8 mas (trait pointillé), pour une longueur d'onde de $0.6 \mu\text{m}$. La couverture de base du GI2T est comprise entre les pointillés.

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

²⁴ 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

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.

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.

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

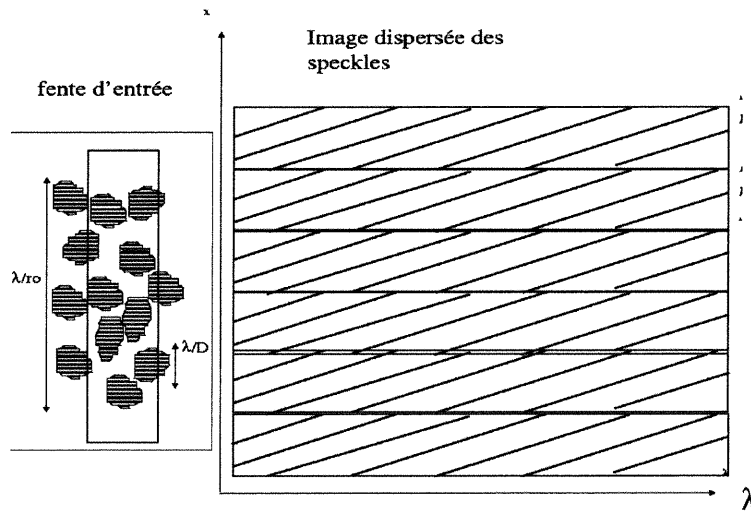


Figure 36. Principe du mode X- λ multispeckle. A gauche, l'image d'entrée et la position de la fente du spectrographe. A droite, image des speckles frangés dispersés appelée *interférogramme*. La dépendance en longueur d'onde de la différence de marche définit la pente des franges. Si celle-ci devient 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.

IV. Spectro-Polarimétrie Interférométrie

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-λ* (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).

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,
- 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 intercorrélation 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'intercorrélation spectrale I_{int} de l'image dispersée entre deux canaux spectraux, , s'écrit formellement:

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

$$C_{\text{int}} = \iint I_r(\vec{x}, \lambda) I_s(\vec{x} + \delta\vec{x}, \lambda + \delta\lambda) d\vec{x} d\lambda \quad (12)$$

où I_r et I_s sont deux bandes spectrales, l'une de référence r , la seconde de science s 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 λ_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 ψ_0 instrumental subsiste.

On a donc: $\tilde{C}_{\text{int}} = T^2 |\tilde{O}_r| |\tilde{O}_s| e^{i(\psi_0 + \varphi_c - \varphi_s)}$

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.

On travaille sur une série de courtes poses et on obtient l'interspectre moyen:

$$\langle \tilde{C}_{\text{int}} \rangle = \langle T^2 \rangle |\tilde{O}_r| |\tilde{O}_s| e^{i(\psi_0 + \varphi_c - \varphi_s)} \quad (14)$$

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 $N_s N_r$ des photons dans les deux canaux s et r . 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 $X-\lambda$.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 $N_s N_r$,
- Intercorrélation 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 décorrélation spectrale des franges d'interférences étudiées²⁵.

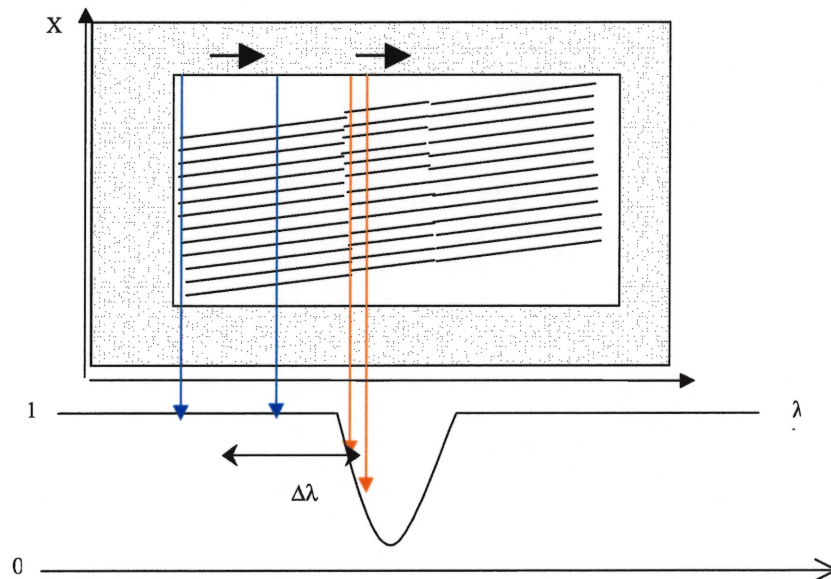


Figure 37. Interférogramme présentant les franges dispersées. Par intégration selon l'axe X, on obtient le spectre présenté ci-dessous, qui permet de sélectionner les canaux spectraux. Par balayage pas à pas des canaux bleus et rouges, on peut étudier la distribution spatiale de l'émission dans la raie.

²⁵ On n'évite pas la décorrélation spectrale mais en se décalant avec une séparation fixe entre les deux canaux, on en garde l'effet constant.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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'intercorrélacion peu être reliée à la différence de photocentre entre les deux canaux.

On a la relation suivante entre la phase interspectrale φ et le photocentre de la source ϵ , en fonction de la direction de la base projetée sur la direction Nord-Sud:

$$\varphi = 2\pi \cdot \epsilon \cdot \frac{\vec{B} \cdot \vec{NS}}{\lambda}$$

Soit $O(\vec{x}, \lambda)$ la distribution de brillance normalisée de l'objet à la longueur d'onde λ (flux normalisé à un dans le continu), avec $\vec{x} = s\vec{NS} + p\vec{EO}$.

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:

$$P(\lambda) = \frac{\iint s \cdot O(s, p, \lambda) dsdp}{\iint O(s, p, \lambda) dsdp}$$

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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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° 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 $B \sin \rho$ (B et ρ 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 relation

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = R \cdot \lambda .$$

Elle dépend donc à la fois de la résolution R et de la longueur d'onde λ . 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:

$$V^2 = \frac{1}{(1 + \beta)^2} \left[\beta^2 V_a^2 + V_b^2 + 2 \cdot \beta |V_a \cdot V_b| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} B_p \rho_p\right) \right]$$

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

Les paramètres sont β , le rapport de brillance des composantes ($\beta > 1$), V_i , leur visibilité respective, B_p la base projetée sur le ciel et λ la longueur d'onde d'observation. Le produit $B_p \cdot \rho_p$ 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 ρ , 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 $B \cdot \rho$ 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_e et dont l'axe de rotation \mathbf{R} fait un angle θ 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 δr définie par :

$$\delta r = \frac{r \cdot \delta v}{V_e \cdot \sin(i)} \text{ avec } \delta v = \frac{c \delta \lambda}{\lambda_0}.$$

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 $V_e \sin(i)$ trop faible (quand i tend vers 0°).

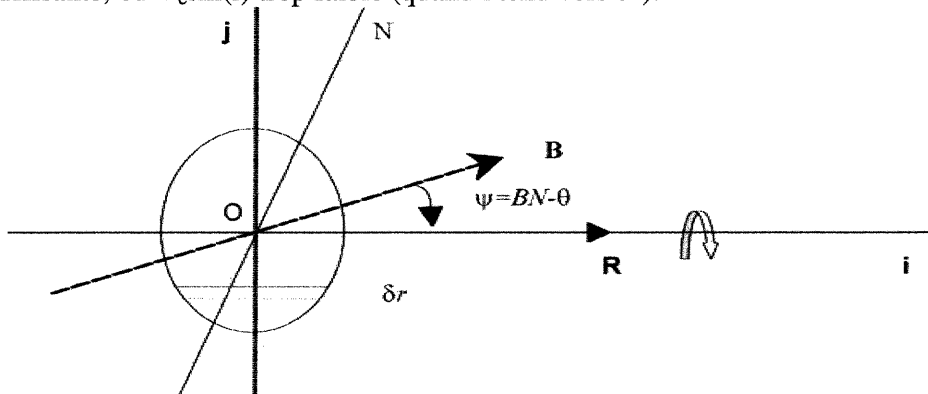


Figure 38. Repère (i, j) de rotation de l'astre, avec la direction projetée N du Nord céleste, et B de la base de l'interféromètre. L'angle BN définit la direction de la base par rapport au Nord céleste, tandis que l'angle θ définit la direction de l'axe de rotation.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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.

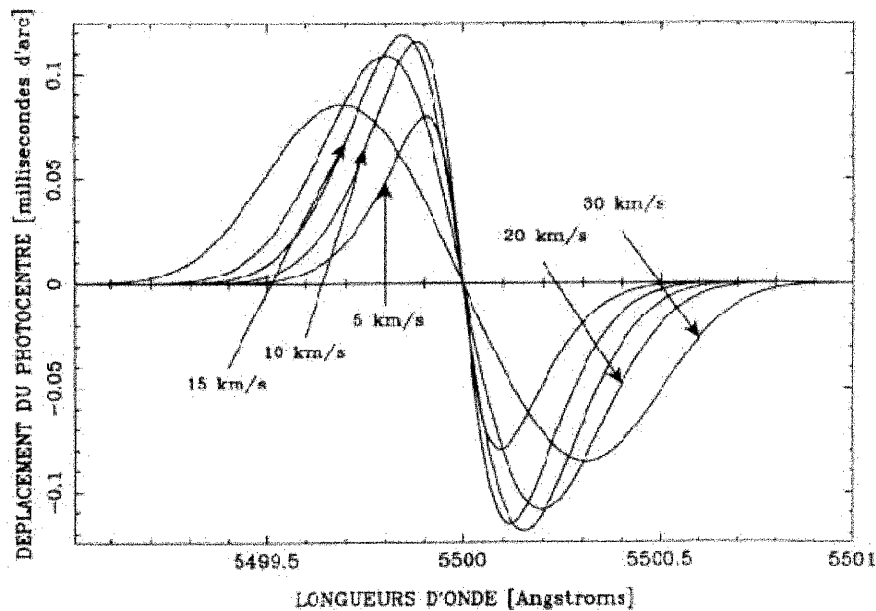


Figure 39. Déplacement de photocentre pour une étoile de diamètre angulaire 1 mas, pour des vitesses de rotation de 5, 10, 15, 20 et 30 km/s, observée dans une raie d'absorption de 15 km/s de largeur à mi-hauteur. L'amplitude du déplacement est maximale pour une vitesse de rotation égale à 15 km/s (tiré de la thèse de S. Lagarde).

4.4 Spectro-Polarimétrie INterférométrie (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.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

- 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. U et 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 visibilités 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 différentielles des intensités lumineuses selon la polarisation, qui affecte le module de la visibilité, mais pas la phase,

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

- 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 affecte 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 utilisé 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 modifie l'information 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.

IV. Spectro-Polarimétrie INTERférométrique

X- λ configuration

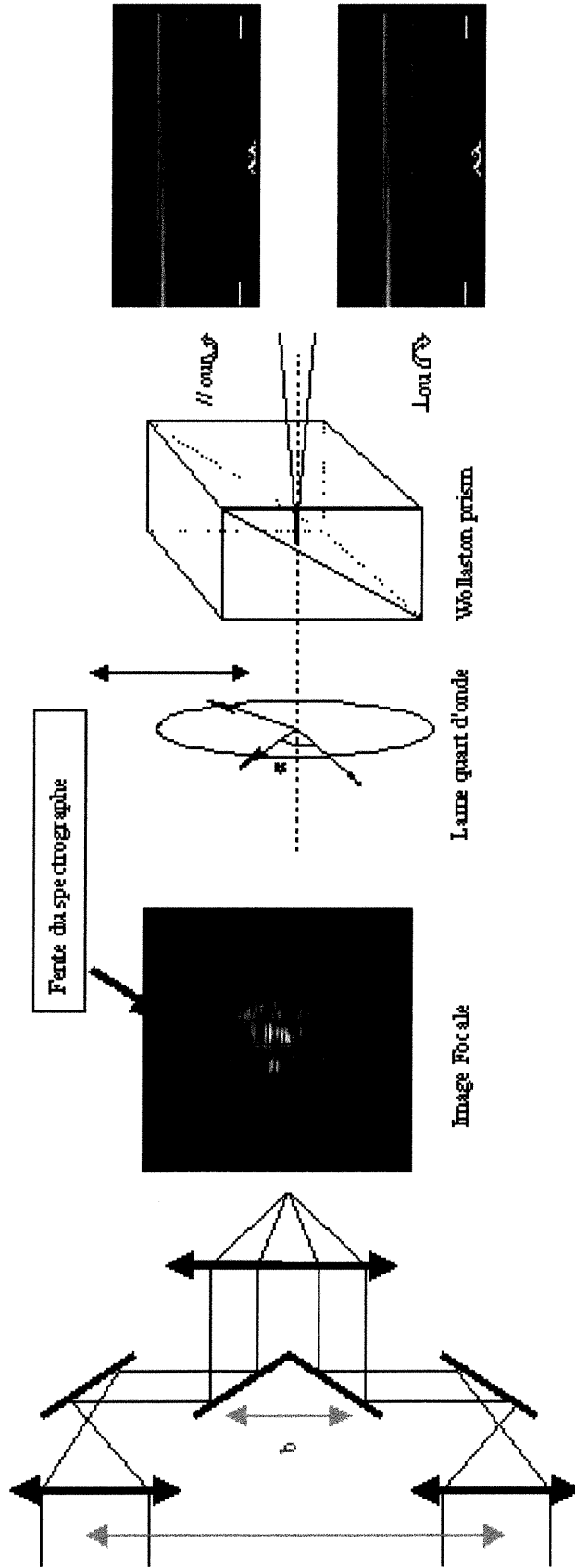


Figure 40. Schéma illustratif du chemin lumineux dans le cas d'un interféromètre muni d'un spectropolarimètre. Les étapes sont la recombinaison des faisceaux, puis l'analyse de la polarisation et enfin la dispersion. Le prisme de Wollaston a deux positions de travail, à 0° et 180° , la lame quart d'onde est escamotable

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

4.4.3 Comparaison techniques SPIN/Spectropolarimétrie

Du point de vue 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 densités 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.

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: $20^\circ < \delta < 70^\circ$; $-2h < \text{AH}^{26} < +2h$.
- Suivi des franges automatisé, $m_v < 5$.
- Caméra à comptage de photon CP40 constituée de 4CCD 288×384 pixels en mosaïque, plus la caméra CP20 avec un CCD.
- Résolution spatiale, jusqu'à 2.0 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.

²⁶ δ , déclinaison; AH, Angle Horaire

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

- Une ligne à retard chargée de maintenir continûment dans la limite de cohérence les variations de chemin optique liées au mouvement céleste.
- Un *étage focal* constitué d'un spectrographe à deux chambres (rouge, bleue), fonctionnant dans deux configurations (mode multichromateur Courtès et mode franges dispersées X- λ) ainsi qu'un module polarimétrique fonctionnant avec le mode X- λ .
- 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.

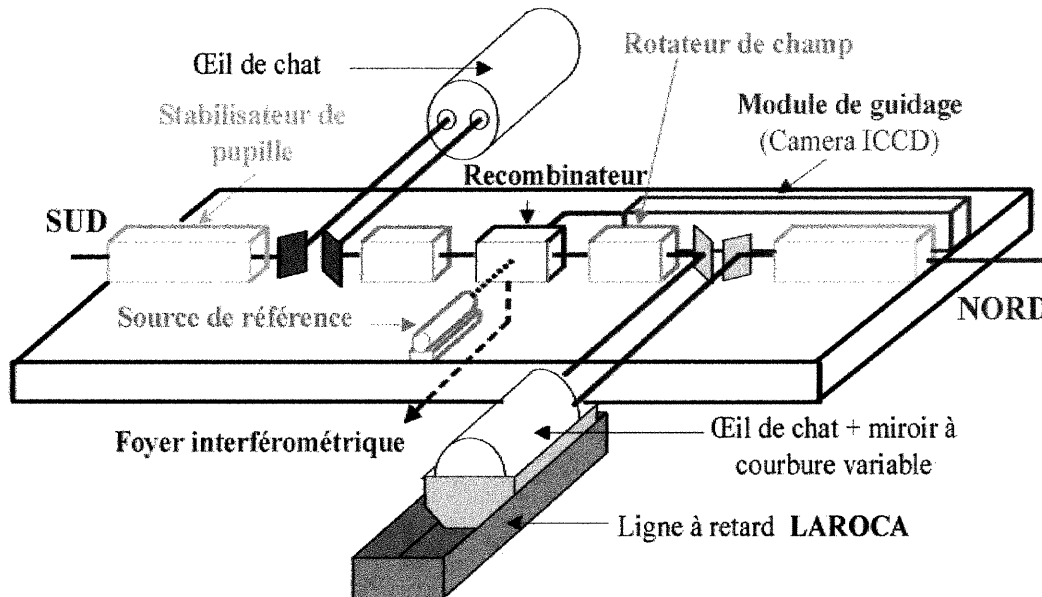


Figure 41. Table de recombinaison REGAIN: étage de service.

Le spectrographe visible est équipé de deux chambres travaillant en simultanément, au voisinage de H α pour l'une et de H β pour l'autre.

Chacun de ces deux détecteurs est au foyer de deux modes distincts de fonctionnement du spectrographe:

- Le mode X- λ 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 incident²⁷. 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- λ . La fente sélectionne une bande de largeur une tavelure et de hauteur diminuée de moitié par rapport au mode X- λ classique (4.8" \rightarrow 2.4"). Cette fente est utilisée pour toutes les mesures, y compris celles de calibrations effectuées en lumière naturelle. Le module polarimétrique est escamotable et fait partie intégrante du spectromètre REGAIN (fig. 42).

²⁷ d'où l'intérêt potentiel de l'optique adaptative pour concentrer le flux dans le spectrographe.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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.

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°).

Pour des raisons techniques, il est impossible de mesurer la polarisation dans la direction U (45°). 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° .

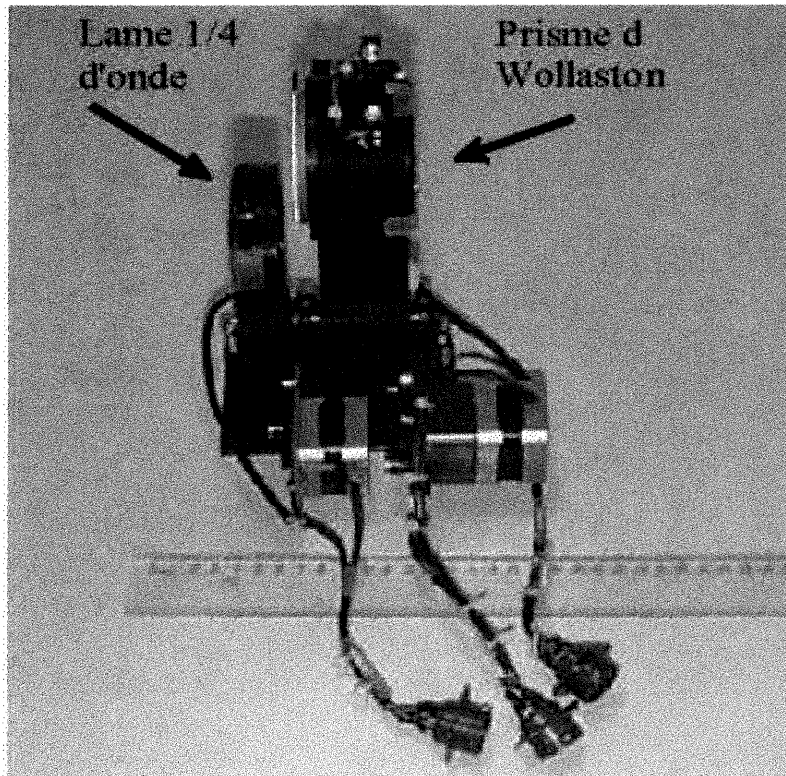


Figure 42. Module polarimétrique implanté sur la table REGAIN.

4.5.4 Séquences d'observation

La séquence d'observation complète pour une mesure simultanée en polarisation linéaire et circulaire est la suivante:

A. Enregistrement en lumière naturelle: on obtient la visibilité de l'objet.

IV. Spectro-Polarimétrie INTERférométrie

- B. Enregistrement en polarisation linéaire référencée à la base Nord-Sud. Le Wollaston sépare les composantes polarisées.
- C. Enregistrement en polarisation circulaire. On introduit la lame quart d'onde.
- D. On tourne le Wollaston de 180° : les positions des deux polarisations sur le détecteur sont inversées.
- E. 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 multiples²⁸),
- 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 précoce²⁹ (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...).

²⁸ Il faut noter que beaucoup d'étoiles dites singulières pourraient s'avérer multiples observées par un interféromètre à longue base.

²⁹ les types plus tardifs lumineux sont résolus par l'interféromètre en raison de leur plus grande proximité pour une même luminosité apparente.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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-résolue, qu'elle 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.

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 phénologiquement, 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 ϕ , assombris linéairement s'écrit:

$$|\mathbf{V}_n(\phi)| = \frac{2}{1-u/3} \cdot \left\{ (1-u)J_1(x)/x + u\sqrt{\frac{3}{2}}J_{\frac{3}{2}}(x)/x^{\frac{3}{2}} \right\}$$

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):

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

$$|V_s(\phi)| = |V_n(\phi)| - \frac{2}{1-u/3} \left\{ \frac{1}{2}(u_s - u_p) \left(J_1(x)/x + u \sqrt{\frac{3}{2}} J_{\frac{3}{2}}(x)/x^{\frac{3}{2}} + 2/x^2 \left(J_0(x) - \frac{\sin x}{x} \right) \right) \right\}$$

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 μ le cosinus de l'angle entre le rayon émergent et la normale à la surface).

La différence des courbes de visibilités 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 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, $\tau \sim 0.35^{30}$, Handbury Brown 1974). Cet effet a été numériquement simulé par K. Rousselet-Perraut (1997) pour des hypothèses simples.

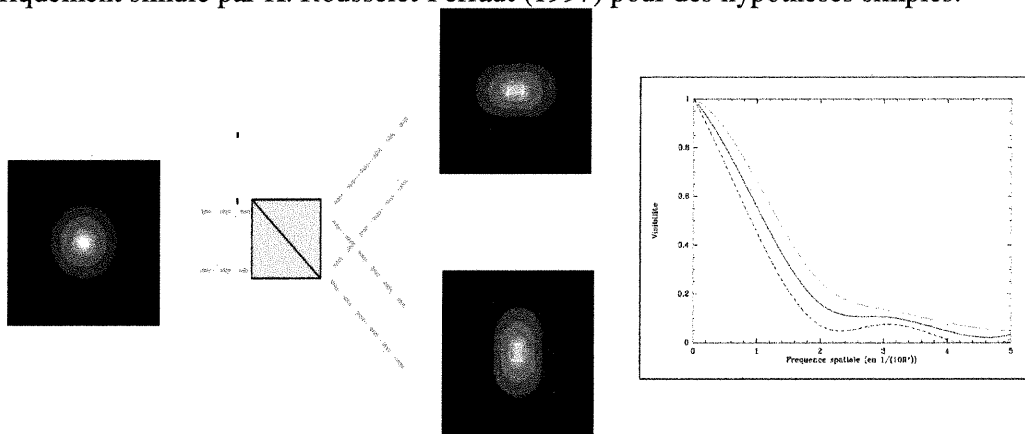


Figure 43. Illustration de K. Rousselet-Perraut du processus de mesure polarisée d'une enveloppe diffuseuse optiquement mince montrant les cartes d'intensité en lumière naturelle

³⁰ Cette différence est directement proportionnelle à $\tau/(1+\tau)$ pour le cas optiquement mince.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

(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)³¹. Leurs paramètres diffèrent peu des autres B, mais ces astres sont statistiquement des rotateurs rapides (>250km/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 l'université du Wisconsin ont permis de contraindre fortement l'extension des zones émissives en H α 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 ζ Tau et γ Cas. La phase relative de la visibilité entre la raie H α et le continu déterminée par Interférométrie Différentielle constitue l'élément clé de l'interprétation.

Pour ζ 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).

γ 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 ζ Tau (Bério et al. 1999, fig. 44). A 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 polarisé³².

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.

³¹ Le vent radiatif ne devient conséquent qu'à partir du type spectral B2 (Grigsby&Morrison, 1995).

³² γ Cas et ζ Tau 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 INterférométrie

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 (Poekert&Marlborough, 1978), cet effet pourrait être marginal,
- A un signal du à l'oscillation à un bras amplifiées 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'étude qui constituent un programme d'observation préliminaire, tant en lumière naturelle qu'en lumière polarisée:

- Etudier l'effet de l'inclinaison par l'observation d'une Be vue du pôle (η Tau), de l'équateur (ζ Tau, $i=82^\circ$) et intermédiaire (γ 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).
- 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 η Tau. Comme l'étoile est vue du pôle, cette détection est impossible par un spectrographe, ou un spectropolarimètre,

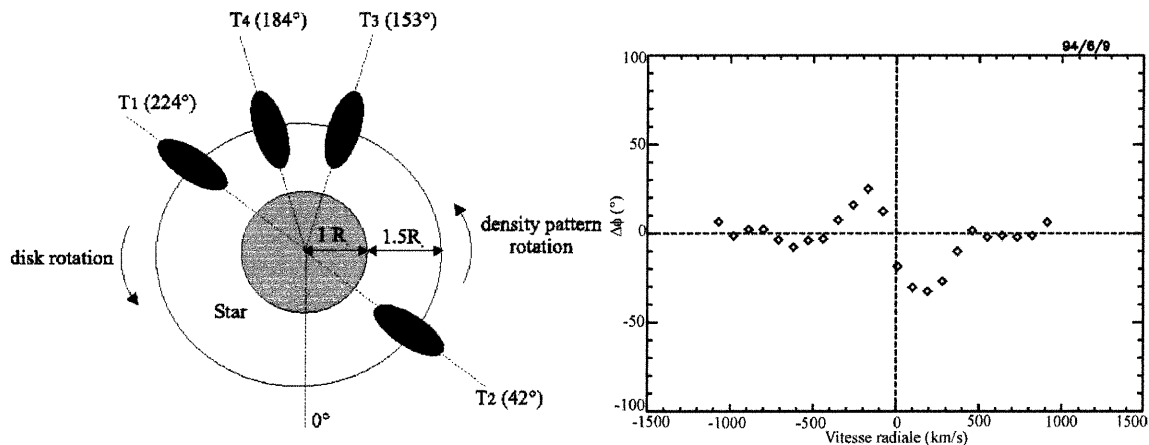


Figure 44. Suivi du photocentre présumé de l'émission de $H\alpha$ de γ Cas entre 1988 et 1994 (Berio et al. 1999). On voit l'important effet de phase due à la rotation du disque (à droite). Une dissymétrie du spectre de phase ou un décalage de celui-ci par rapport à la vitesse radiale nulle sont des indices de l'oscillation à un bras.

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrie

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 α Cam (1985, $m_V=4.29$, $\sigma=0.08\%$) et λ 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.

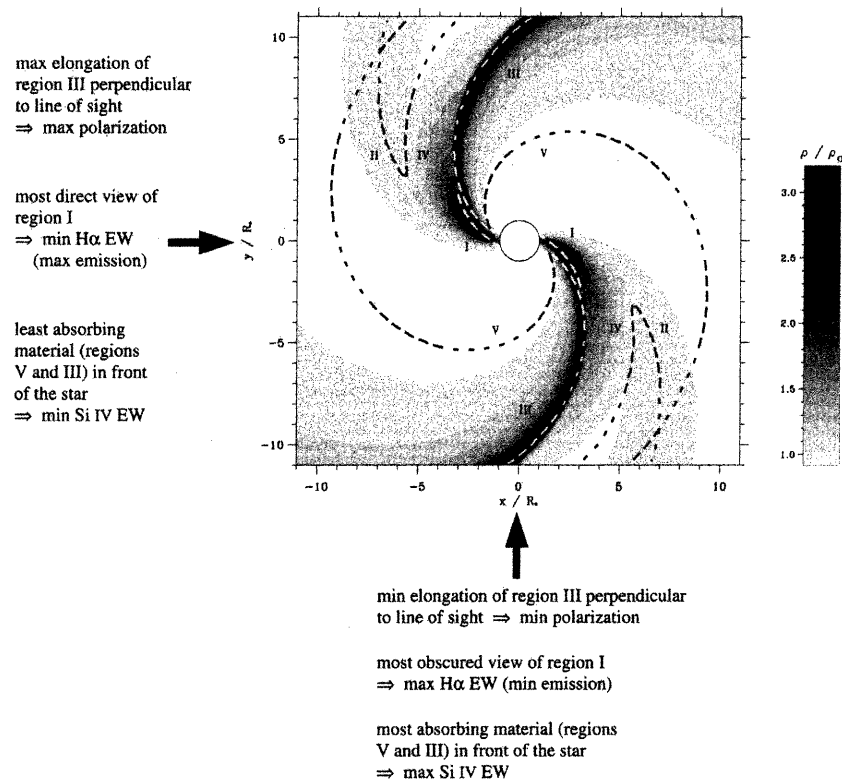


Figure 45. Application du modèle de Cranmer & Owocki (1996) à la mesure polarisée et au signal de H α . Ce signal a été détecté par McDavid (2000) pour les étoiles 68 Cygni, et ξ Per, deux étoiles O brillantes (respectivement $m_V=5.00$ et $m_V=4.04$).

De plus, certains signes de forte activité qui ont été détectés sur certaines O telles ζ 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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

des sources. Néanmoins, une étude approfondie de ce phénomène serait souhaitable, dans la mesure où l'amplitude de ces variations est mal connue.

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), ξ Per et α 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. σ 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, β 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 θ^1 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 tout 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.

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 Farokh 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 toutes 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.

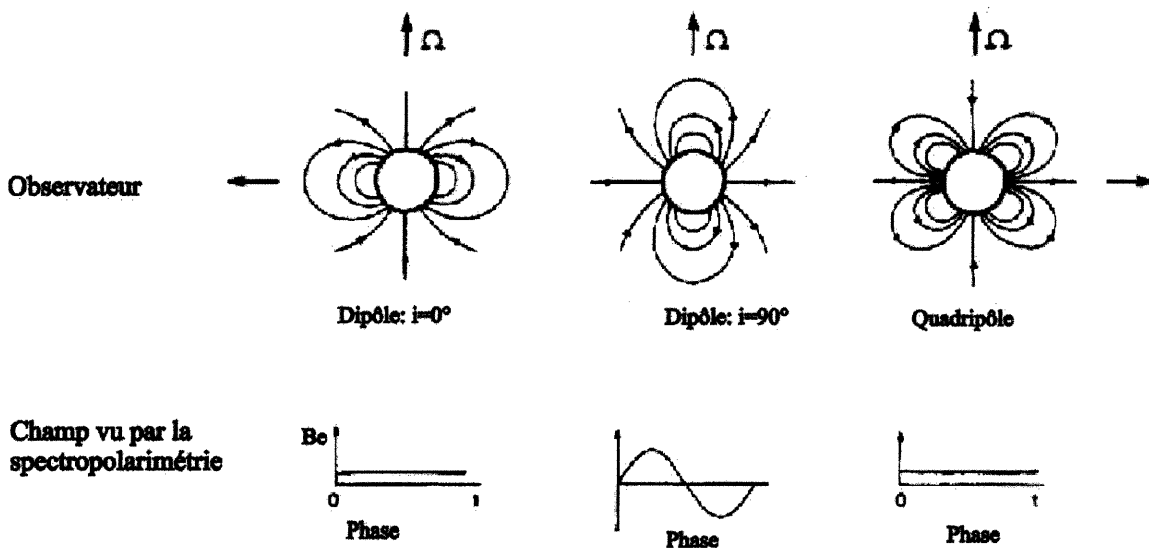


Figure 46. Effet de l'intégration de l'observable polarimétrique en fonction de l'évolution temporelle (Barker, 1981). Ce schéma illustre les situations où un champ magnétique, même important, peut ne pas être détecté en l'absence de résolution spatiale.

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 π et σ 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 π et σ 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

IV. Spectro-Polarimétrie INterférométrique

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 assombré), et un canal spectral centré sur une aile de la raie (continu plus modulation due 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 a 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-symétriques, 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.

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 à 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 théorique³³. 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 (α, δ), rayon R_* , inclinaison i , phase rotationnelle ω
Paramètres du champ	Type (dipole, quadri. octu.), intensité au pôle B_{pol} , obliquité β
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

³³ 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.

V. SPIN et magnétisme stellaire

conduite. Ce simulateur est actuellement raffiné, et c'est sur lui que porte maintenant une partie de nos efforts (voir section perspective).

5.2.4 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 $\varphi(I \pm V, \lambda)$, 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 existant. 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.

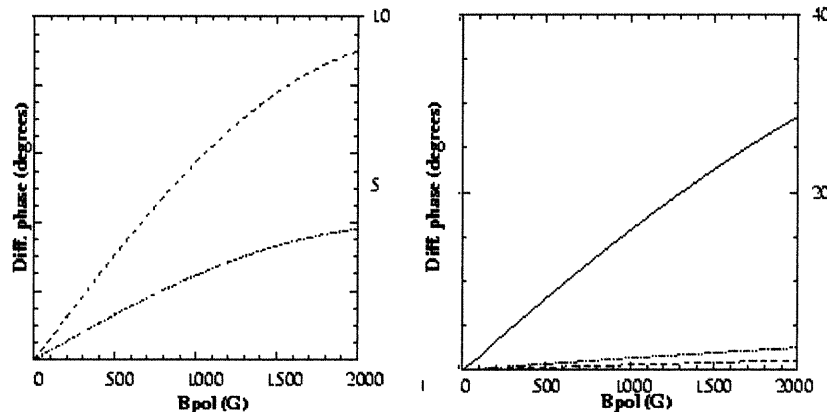


Figure 47. Effet de phase entre le continu et un canal pour un dipôle vu de l'équateur, avec résolution spectrale $R=60000$ (à gauche), et $R=30000$ (à droite), pour des bases de 200 m (trait plein), 100m (pointillés) et 50 m (point-tiret). L'étoile est totalement résolue pour une base de 215m.

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 champ³⁴ ($gB_{pol}=2000G$) 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,

³⁴ 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.

V. SPIN et magnétisme stellaire

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° 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 interféromètres à grande base dont la sensibilité est très grandes, 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.

5.2.5 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.

V. SPIN et magnétisme stellaire

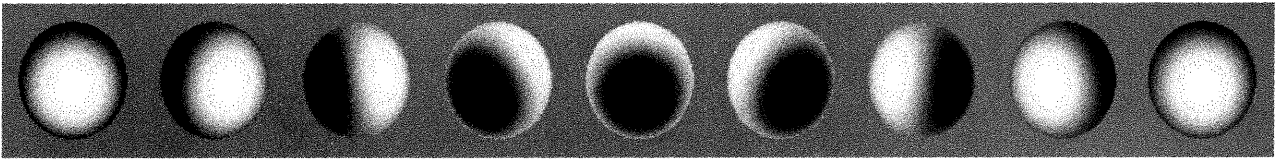


Figure 48. Simulation des phases de α CVn, avec comme paramètres géométriques $i=60^\circ$, $\beta \sim 100^\circ$ (polarisation circulaire). La période de rotation de l'étoile est de 5.47 jours (Landstreet, 1980).

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.

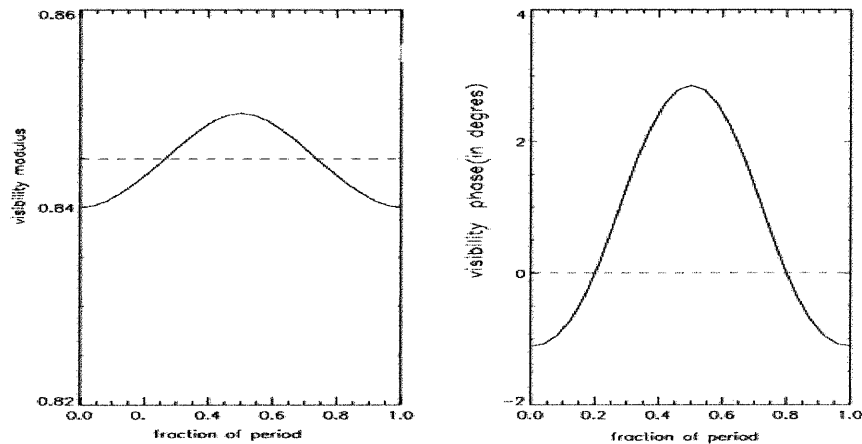


Figure 49. Evolution de la visibilité et de la phase pour α CVn, observée à $R=30000$ pour une base de 50m. Le diamètre angulaire de l'étoile est 0.87 mas (Shallis et al. 1985), et son champ polaire est d'environ 5 kG (Landstreet, 1980).

5.2.6 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

V. SPIN et magnétisme stellaire

liée à l'observation de l'effet de phase, tandis que le signal de visibilité est plus beaucoup moins sensible.

Toute l'étude à 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.

5.3 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. Les exigences instrumentales pour une telle observation (grandes sensibilité, grande base et grande résolution spectrale) se situent 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.

5.3.1 Les étoiles Ap et Bp

5.3.1.1 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'euporium, 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.

5.3.1.2 Variabilité temporelle

Une des caractéristiques majeures de ces astres est une activité temporelle périodique photométrique, spectrométrique et polarimétrique (voir pour exemple Pyper, 1969).

V. SPIN et magnétisme stellaire

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 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 α^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.

5.3.2 Les étoiles du programme

Quelques Ap parmi les plus brillantes (mais pas forcément les plus polarisées) seront observées par le GI2T pour les tests³⁵. Ce sont α CVn, β CrB pour les plus magnétiques, θ Aur, ϵ Uma et peut être α 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.

	α CVn	β CrB	θ Aur	ϵ Uma	α 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	$R=4R_\odot^{(2)}$ ($\phi=1.3\text{mas}$)	$R=3.2R_\odot^{(3)}$ ($\phi=0.85\text{mas}$)	$R=3R_\odot^{(4)}$ ($\phi=0.55\text{mas}$)	$R=4R_\odot^{(2)}$ ($\phi=1.56\text{mas}$)	$R=2.7R_\odot^{(2)}$ ($\phi=0.8\text{mas}$)
$V_e \sin i$	29 km/s ⁽¹⁾	< 3 km/s ⁽³⁾	53 km/s ⁽⁴⁾	34 km/s ⁽⁶⁾	56 km/s ⁽⁵⁾
Période P	5.4693 j ⁽¹⁾	18.487 j ⁽³⁾	3.618 j ⁽⁴⁾	5.089 j ⁽⁶⁾	0.964 j
$\langle Bz \rangle_{\min}$	-1300G ⁽¹⁾	-1000G ⁽³⁾	-240G ⁽¹⁾	-64G ⁽⁶⁾	...
$\langle Bz \rangle_{\max}$	1200G ⁽¹⁾	800G ⁽³⁾	360G ⁽¹⁾	128 G ⁽⁶⁾	33±19G
Bp	5.1 kG ⁽¹⁾	8 kG ⁽³⁾	1.3 kG ⁽¹⁾	186 G ⁽⁶⁾	...
i	55-65° ⁽¹⁾	165° ⁽³⁾	50° ⁽⁴⁾	65° ⁽⁶⁾	...
β	~100° ⁽¹⁾	90° ⁽³⁾	51° ⁽¹⁾	7 4° ⁽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.

5.3.3 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 Å,
- Voie bleu: $R=28500$, largeur de bande 55 Å,

³⁵ Pour les Bp, la magnitude la plus faible accessible est supérieure à 6, ce qui interdit toute observation par le GI2T.

V. SPIN et magnétisme stellaire

Il sera possible d'observer ces deux voies simultanément, avec un écart moyen de 200 Å entre les bandes spectrales observées.

Résolution médiane

- Voie rouge: $R=5200$, largeur de bande 400 Å,
- Voie bleu: $R=5000$, largeur de bande 320 Å,

On peut théoriquement observer simultanément sur deux voies, avec un écart moyen de 1700 Å. 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 β 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 Å, 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.

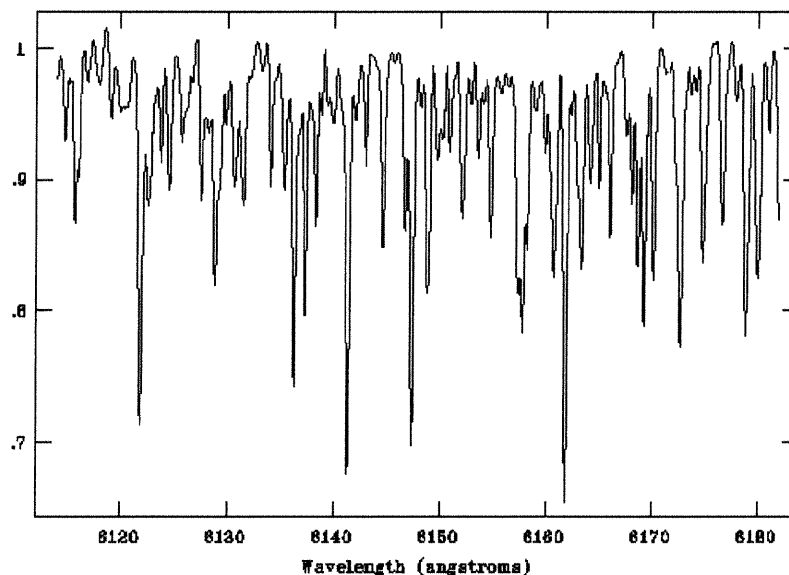


Figure 50 Spectre de β CrB sur une bande étroite de 6.7 nm (spectre MUSICOS, G. Wade). On voit les nombreuses raies essentiellement métalliques et la quasi-absence de continuum local.

V. SPIN et magnétisme stellaire

Certaines parties du spectre sont dominées par les raies telluriques. Si elles n'introduisent aucun signal autre que photométrique³⁶, 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.

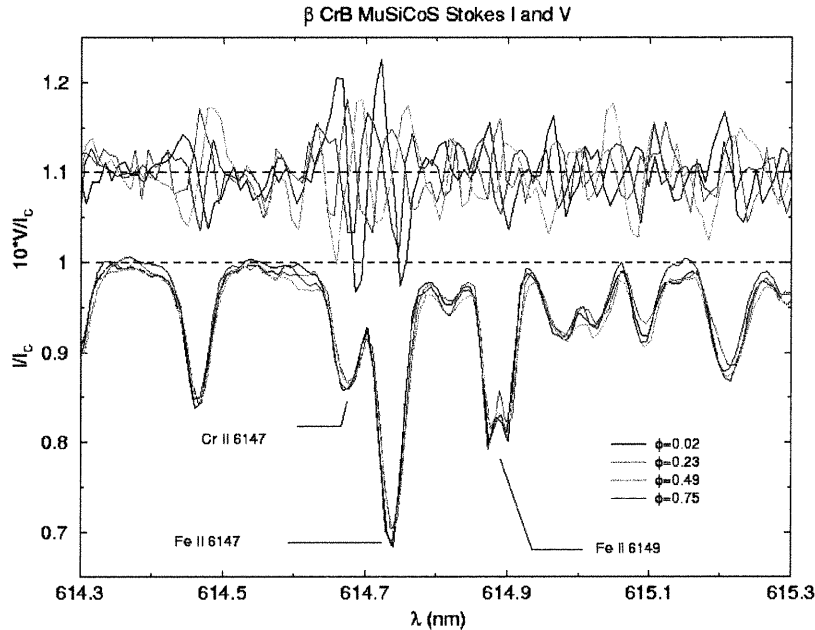


Figure 51. Taux de polarisation détecté par l'instrument MUSICOS avec une résolution similaire à celle du GI2T pour β CrB. Cette polarisation est très variable et suit la période de l'étoile de 18.487 jours.

5.4 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.

5.4.1 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

³⁶ Les raies telluriques ne représente 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.

V. SPIN et magnétisme stellaire

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 intercorrélacion 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 étoiles Ap, on a vu que le signal en polarisation linéaire induit par l'effet Zeeman est si faible qu'il est quasiment indétectable.

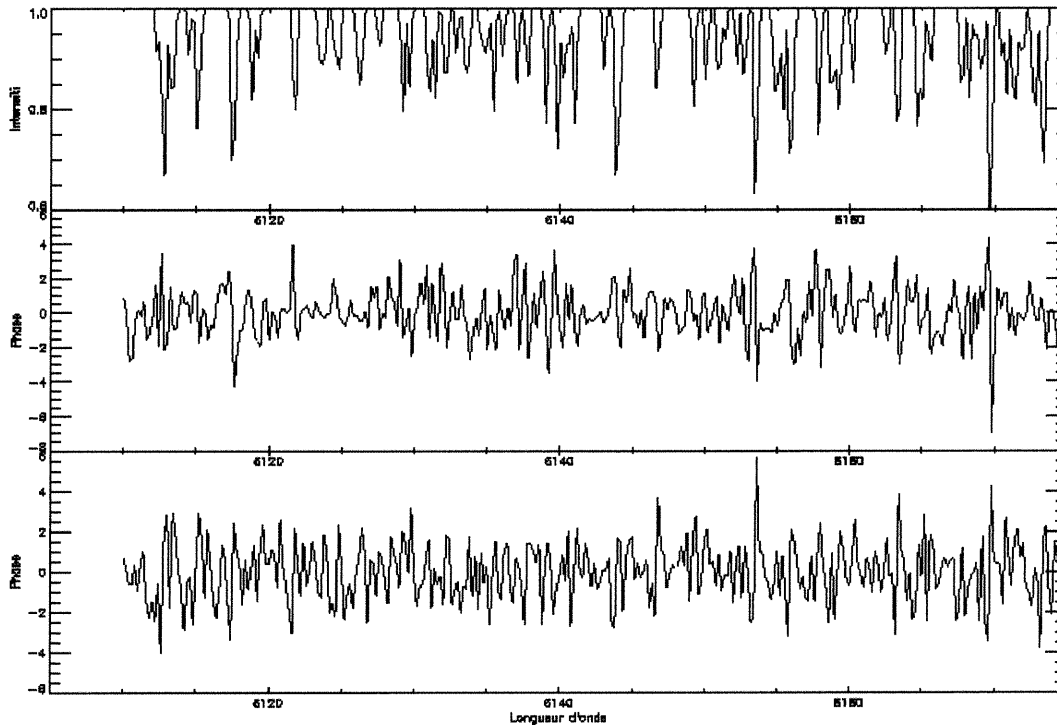


Figure 52. En haut, distribution uniforme de 100 raies sur un intervalle de 67 \AA , avec une distribution de profondeur normale ($\sigma_{EW}=0.1 \text{ \AA}$). La résolution spectrale est de 30000. Le spectre de déplacement de photocentre est simulé par une simple sinusoïde d'amplitude 3° multipliée 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

V. SPIN et magnétisme stellaire

table REGAIN. La totalité du spectre polarisé est utilisée (pas de masques, puisque distribution de raie aléatoire). Cette simulation reflète assez bien le cas de β CrB, dont le spectre de photocentre rotationnel est négligeable ($V_e \sin i < 3$ km/s, voir figure 53). Cette étude est pour l'instant dans un stade préliminaire.

5.4.2 Étoiles en rotation

5.4.2.1 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).

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 θ) et la vitesse équatoriale de celle-ci, qui peuvent être obtenues avec une précision supérieure à la spectroscopie classique (voir thèse S. Lagarde).

5.4.2.2 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 θ .

L'angle de projection θ 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 brillantes³⁷.

C'est un moyen de comparaison et de validation direct qui n'a pas d'équivalent dans ce domaine.

³⁷ 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).

V. SPIN et magnétisme stellaire

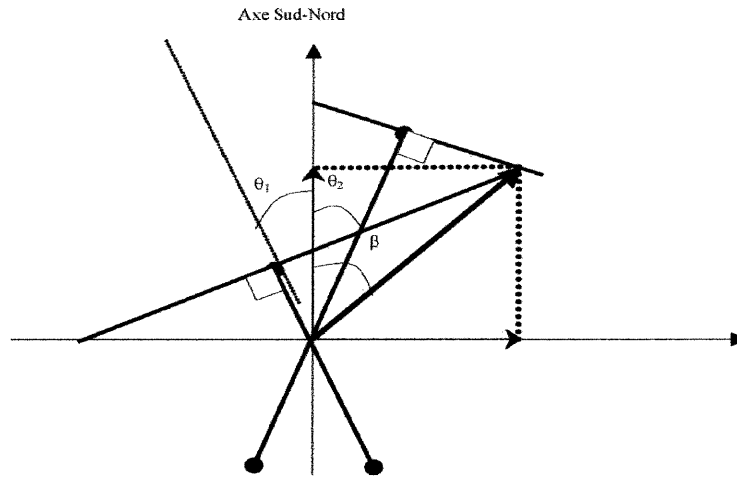


Figure 53. Recherche de la direction de l'axe de rotation de l'étoile à partir du déplacement de photocentre induit par la modulation de l'absorption dans les raies par effet Doppler.

Je vais ici reprendre l'application observationnelle de Stéphane Lagarde sur l'étoile Aldébaran³⁸ (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 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 ε est mesuré dans deux directions différentes (ε_1 et ε_2). ε_1 et ε_2 représentent les déplacements de photocentre induit par la rotation. ε_i est la projection du déplacement de photocentre réel, faisant un angle θ_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 ε_1 et ε_2 , représentant alors le maximum des mesures $\varepsilon_i(\lambda)$ sur une raie.

L'extrémité de ε 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 β , tel que $\beta = \tan\left(\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x}\right)$

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° , et des directions de mesures θ_1, θ_2 de -30° et 30° , alors les erreurs de mesure σ_x et σ_y sont respectivement de 4.1° et 7° .

L'erreur sur y augmente rapidement si $|\theta| < 30^\circ$, passant à 13.6° pour un couple de mesure entre -15° et 15° , 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.

³⁸ α Tau, type spectral KIII, diamètre apparent 20 mas, $m_v = 0.85$

5.4.3 Etoiles binaires

5.4.3.1 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 κ^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.

5.4.3.2 Exemples

Je vais considérer trois exemples représentatifs de binaires Ap, prises dans le programme d'observation du GI2T, à savoir α CVn, β CrB et α And.

Nom	Type spectral	m_v	φ	Δm_v	Séparation	Période	Type compagnon
α CVn ⁽³⁾	A0Vp	2.9	0.88 mas	2.7	19.37"		F0V
β CrB ⁽²⁾	F0Vp	3.9	1 mas	1.7	0.203"	10.56 ans	F?
α And ⁽¹⁾	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

α 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 $D/f \sim 18''$). L'étoile peut donc être considérée comme isolée.

β 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

V. SPIN et magnétisme stellaire

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.

α 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.

5.4.4 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 β CrB reste stable pendant la rotation stellaire, alors que dans la figure suivante, on peut voir les grandes variations de chaque raie de α CVn, dont les variations photométriques sont remarquables.

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 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.

V. SPIN et magnétisme stellaire

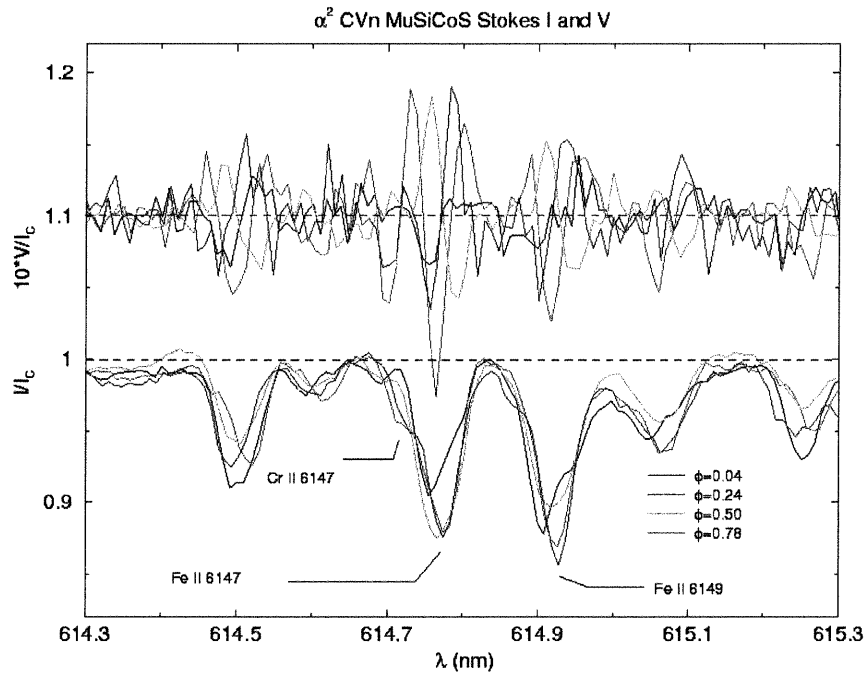


Figure 54 Variations des raies à plusieurs phases pour α CVn. associée à des modifications de température/abondance à la surface de cette étoile .

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'écart de température pôle-équateur magnétique respectivement de 0K, 500K, 1000K, 1500K.

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 α 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 α CVn.

V. SPIN et magnétisme stellaire

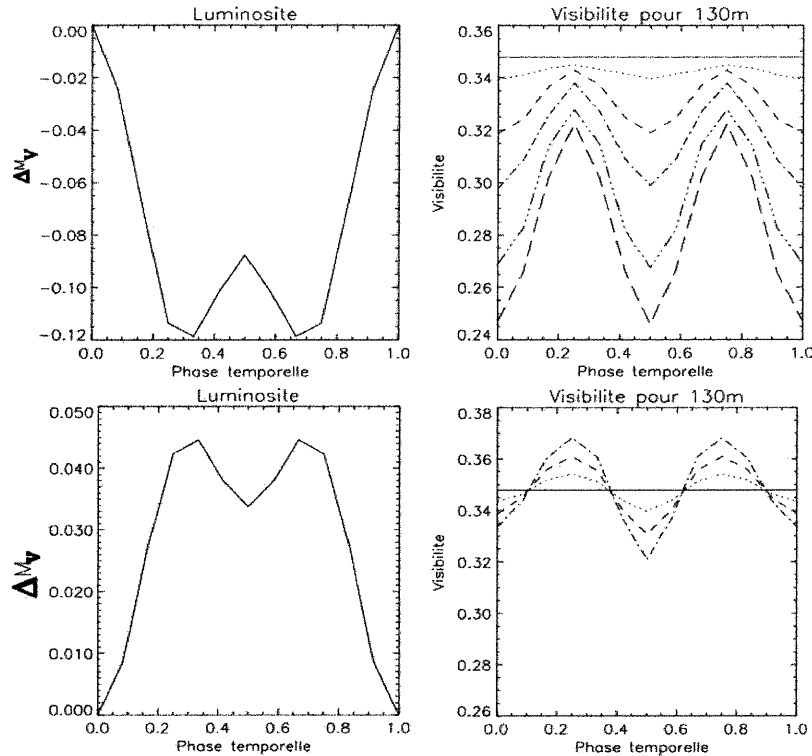


Figure 55. Modèles de Böhm-Vitense pour expliquer les variations photométriques de α CVn, simulé au moyen du code SPIN. Les paramètres utilisés sont $i=60$, $\beta=60$, et $\varphi=1\text{mas}$, où i est l'inclinaison, β l'obliquité et φ le diamètre angulaire. La photométrie provient des modèles de Kurucz modifiés par Muthsam (1979) pour le cas des Ap.

5.5 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.

V. SPIN et magnétisme stellaire

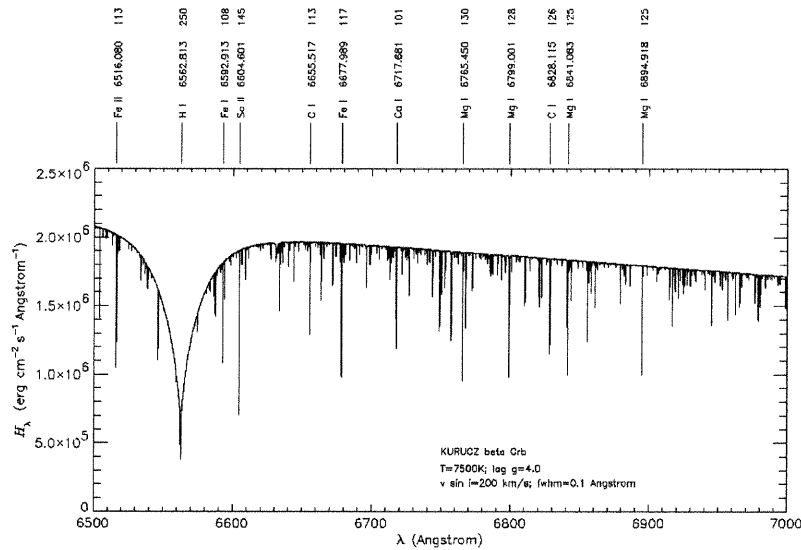


Figure 56. Spectre synthétique provenant du programme TLUSTY, à partir d'un continu de Kurucz pour une étoile Ap de caractéristiques proches de β CrB (obtenue avec le modèle de A. Domiciano). Ce spectre est la première étape de la simulation du déplacement du photocentre.

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.

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, Clause 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.

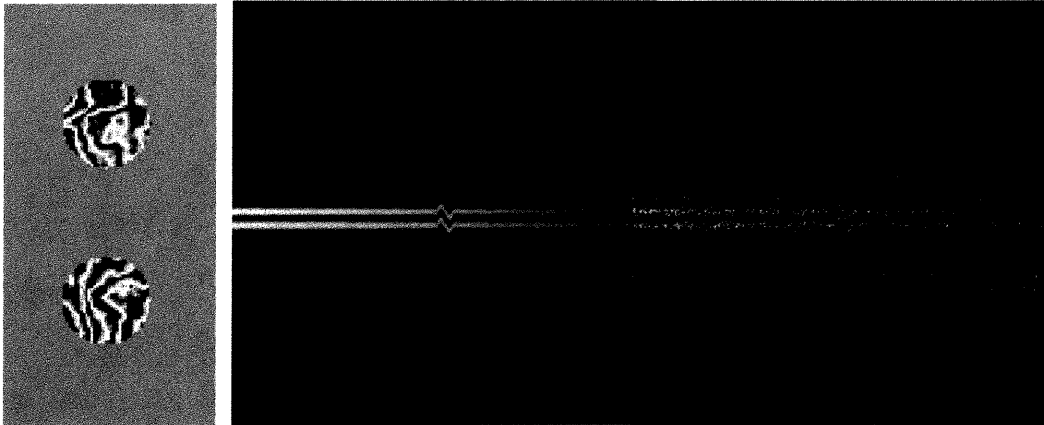


Figure 57. A gauche, simulation des pupilles des télescopes du GI2T avec un masque de phase turbulent (turbulence de von Karmann). Au milieu et à droite, effet de phase rotationnel dans une raie avant et après photonisation.

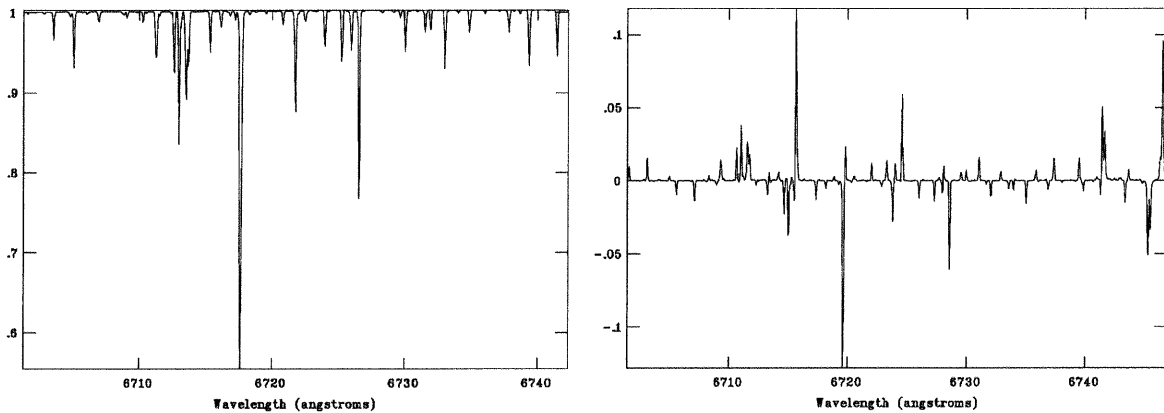


Figure 58. Simulation de l'effet de rotation pour une β CrB (0.85 mas) pour un $V_e \sin i$ de 3km/s. A gauche, le spectre synthétique redressé, et à droite le spectre de déplacement de photocentre en degrés en ordonnées avec une résolution $R=30000$ et une base de 60m. D'une part, la résolution spectrale 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.

5.6 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.

5.6.1 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 accomplis 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 β 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 polarisé 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:

$$S_V = (F_{Vc} - F_{Ic}) / F_{Ic}$$

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:

$$\epsilon_{Ix}(\lambda) = \frac{1}{F_I} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-\sqrt{1-x^2}}^{\sqrt{1-x^2}} dy . x . I[x, y, \lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_d x; \vec{B}(x, y)]$$

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:

$$\epsilon_{Vx}(\lambda) = \frac{1}{F_I} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-\sqrt{1-x^2}}^{\sqrt{1-x^2}} dy . x . V[x, y, \lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_d x; \vec{B}(x, y)]$$

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, ϵ_{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, ϵ_{Vb} . On obtient donc la quantité $\epsilon_{Vb} = \epsilon_{Vx} \cdot \cos(\theta) + \epsilon_{Vy} \cdot \sin(\theta)$.

V. SPIN et magnétisme stellaire

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.

5.6.2 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).

5.6.2.1 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

$V_{loc}(v) \propto g\lambda \frac{dI_{loc}}{dv}$ (chap. 3, relation 8), où $v = c\Delta\lambda/\lambda$ 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 $k_b(v)$ 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.

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

V. SPIN et magnétisme stellaire

du champ dépendent fortement de la bonne modélisation de ce facteur d'assombrissement centre-bord.

5.6.2.2 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.

$$M(\nu) = \sum_i w_i \delta(\nu - \nu_i)$$

En spectropolarimétrie, on le spectre en Stokes V s'obtient par la relation:

$$V(\nu) = \iint b_M V_{loc}(\nu - \nu_M) dS = g\lambda d \iint b_M k_B(\nu - \nu_M) dS = wZ(\nu)$$

b_M et ν_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 ϵ_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.

5.7 Perspectives

Les perspectives pour SPIN pour l'étude 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 outre 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.

V. SPIN et magnétisme stellaire

L'étude de la modulation du flux sous l'effet des variations 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 confrontée 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 sûr 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 nécessaires à cette étude. En effet, les trois télescopes auxiliaires de 1.8 m, offrent les capacités de clôture de phase inaccessibles au GI2T, et ce, pour des bases de l'ordre de 100 m, qui sont justement celles requises à cette étude du champ magnétique.

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 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. A l'exception de la très fameuse η 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, en l'absence de coronographes, les détecteurs des grands télescopes ne sont pas adaptés à l'étude des environnements circumstellaires. Les temps de lecture demeurent trop long surtout en infrarouge pour envisager une technique de courtes poses dans le cas de l'observation de nébuleuses faibles autour d'étoiles brillantes (voir Roddier 1999).

Un mode coronographique 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 astrophysique grâce à sa résolution spectrale et une procédure de calibration de la PSF particulièrement robuste. En revanche, sans mode coronographique (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 grand.

Avec un coronographe cependant, l'étendue de la région occultée est plus ou moins déterminée selon des critères instrumentaux, ce qui peut limiter l'étendue des programmes astrophysiques accessibles.

On peut fonder de grands espoirs sur le développement instrumental généré par l'introduction de l'optique adaptative. Les concepts coronographiques se sont diversifiés et approfondis depuis qu'on dispose de la possibilité de travailler directement sur la fonction de transfert instrumentale. 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 mode d'acquisition dédiés à ce régime.

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^{ère} 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 principalement dédiés à des objectifs essentiellement cosmologiques.

Dans cet environnement, force est de constater que le projet d'introduction d'un spectropolarimètre performant au CFHT, 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 des grands télescopes 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 meilleures expertises mondiales 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 optimale³⁹ 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 spatial 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 γ Cas et ζ Tau, la binaire B+Be β Lyre, les supergéantes OB ζ Ori, ξ Per et β Ori et la WR EZ CMa.

6.3 Interféromètres et polarimétrie

L'interférométrie vient de passer au stade de technique mature, mais l'exploration de son potentiel est loin d'être achevée, et un travail conséquent reste à faire dans ce domaine. Les instruments de

³⁹ 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. Conclusions et Perspectives

première génération, que ce soit du VLTI, Keck ou CHARA ont pour l'instant d'autres priorités que la mesure en lumière polarisée ou même l'interférométrie à haute 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 recombinateur 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.

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. Le développement 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 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 accessibles aux capacités du spectropolarimètre REGAIN du GI2T.

Je compte m'attacher dès maintenant à préparer un programme d'observation détaillé, 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 I, 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 Magalhaes qui dispose lui aussi d'un code de transfert Monte-Carlo (Rodrigues & Magalhães 2000).

Plusieurs chercheurs allemands, comme par exemple Thomas Henning, ou Christoph Leinert sont aussi très intéressés pour développer un mode polarimétrique au recombinateur MIDI du VLTI opérant à 10 micron. Je dois préciser que je me suis cantonné dans la description des perspectives pour la technique SPIN à l'observation des étoiles chaudes, et que de nombreuses applications sont envisageable pour les objets jeunes (T Tauri ou Herbig AeBe), ou pour les noyaux actifs de galaxies (AGN).

Françoise Delplancke, ingénieur de l'instrument PRIMA du VLTI, s'est dite très intéressée par la possibilité d'un module d'étude polarisée pour cet instrument. PRIMA est basé 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. Une collaboration s'est développée autour de ce thème formant groupe travaillant sur une proposition d'instrument dédié de 2nde génération sur le VLTI. En effet, l'exigence instrumentale d'un recombinateur en lumière polarisée est telle qu'il est très difficile d'adapter une instrumentation

VI. Conclusions et Perspectives

préexistante à ce mode d'observation. Une proposition à été présentée au workshop de l'ESO sur les instruments de 2^{nde} génération, détaillant deux configurations instrumentales inspirés par les techniques spectropolarimétrique, l'une basée sur la modulation haute vitesse des polarisations, la seconde reposant sur un montage de type échelle. Un grand travail technique doit être accomplis pour déterminer les meilleures caractéristique d'un tel instrument.

VII. Bibliographie

7 Bibliographie

- Abbott, 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
- Babcok, 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

VII. Bibliographie

- Bjorkman, K. S., 1998, *BeSN*, 33, 31
- Boccaletti, A., Moutou, C., Labeyrie, A, et al. 1998, *A&AS*, 133, 395
- 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
- Bresolin, F., Kudritzki, R-P., Mendez, Roberto H.; Przybilla, N., 2001, *ApJ*, 548, L159
- 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

VII. Bibliographie

- 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
- 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
- Feldmeier, 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

VII. Bibliographie

- 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
- Hale, G.E., 1908, ApJ, 28, 315
- Hall, J.S., Mikesell, A.H., 1949, AJ, 54, 187
- Hamann, W.-R., Koesterke, L. , 1998, A&A, 335, 1003
- 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

VII. Bibliographie

- 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
- 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

VII. Bibliographie

- 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
- Lantéri, H., Barilli, M., Beaumont, H., et al., 1995, SPIE, 2580, 275
- Lanteri, H., Roche, M., Cuevas, O., Aime, C., 1999, SPIE, 3866, 144
- Lantéri, H., Soummer, R., Aime, C., 1999, A&A Sup Ser, 140, 235
- 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
- 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
- Lucy, L. B., 1974, AJ, 79, 745
- 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

VII. Bibliographie

- Maeder, A., Zahn, J-P., 1998, A&A, 334, 1000
- Maeder, 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
- 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

VII. Bibliographie

- 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, 434
- Mourard, D., Clause, J.-M., Pedretti, E., Pierron et al. 2000b, SPIE, 4006, 541
- 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
- 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

VII. Bibliographie

- 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. on "High-Resolution Imaging by Interferometry", ed Merkle, F., p235
- Petrov, R., Malbet, F., Richichi, A., Hoffman, KH., Mourard, D. , et al.. 2000a, SPIE, 4006, 68
- 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
- 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

VII. Bibliographie

- 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., Schaerer, 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
- Semel, M., Donati, J-F., Rees, D.E., 1993, A&A, 278, 231
- Semel, M., Carter, B.D., Donati, J-F, et al, 1996, Proc. 3rd AFCOP meeting "SOLAR & STELLAR DYNAMOS" ed. J-F. Donati
- Semel, M, López Ariste, A., workshop "Magnetic fields across the Hertzsprung-Russell diagram", eds G. Mathys, Solanki, S. et Wickramasinghe, D., ASP conf. ser.
- 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

VII. Bibliographie

- Stee, P., Araujo, F.X., 1994, A&A, 292, 221
- Stee, P., Araujo, F.X., Vakili, F., 1995, A&A, 300, 219
- 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
- Véran, J-P., Rigaut, F., Maître, H., Rouan, D., JOSAS, 14, 3057
- 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

VII. Bibliographie

- 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
- 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