

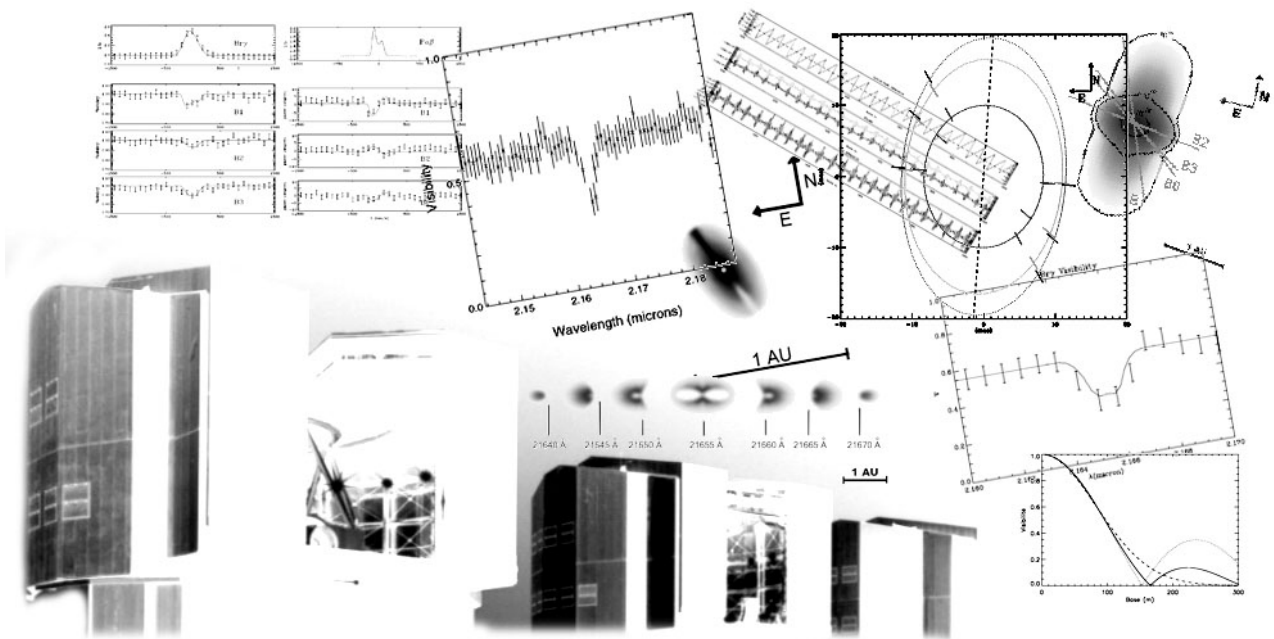
THESE

Présentée afin d'obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS – UFR SCIENCE
Ecole doctorale Sciences fondamentales et appliquées

Spécialité :
SCIENCES DE L'UNIVERS

par
Anthony Meilland

Evolution, géométrie et cinématique des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes : Apport des instruments AMBER et MIDI



Soutenue le 9 Novembre 2007 devant un jury composé de :

Dr Romain Petrov
Pr Georges Meynet
Dr Pierre Kervella
Dr Juan Zorec
Dr Anne-Marie Hubert
Dr Philippe Stee

Examineur/Président du Jury
Examineur
Rapporteur
Rapporteur
Invité
Directeur de thèse

*A mes parents, ma famille, mes amis,
Tous ces gens qui m'entourent,
M'aident et me soutiennent,
Et rendent ainsi ma vie
Plus agréable*

Remerciements

A tout seigneur, tout honneur ! Je commencerai donc par remercier mon directeur de thèse, Philippe Stee, sans qui ce travail n'aurait pas été possible. Et je tiens à le remercier non seulement pour son aide, ses conseils et ses enseignements, mais également pour sa gentillesse, sa bonne humeur permanente et son humour. Le professeur Thibaut n'avait donc pas tort lorsqu'il déclarait il y a près de vingt ans maintenant : «la science, ce sont d'abord des hommes et des femmes qui cherchent ». Côté goûts musicaux, notre collaboration a été plus difficile au début, mais je pense avoir réussi à lui faire (re)découvrir le Rock, bien qu'il ait encore quelques problèmes avec quelques groupes comme Radiohead par exemple. Enfin, personne n'est parfait. Concernant encore la musique qui comme tout le monde le sait est plus forte que l'image puisqu'on ne peut s'y soustraire naturellement en « fermant ses oreilles », je remercie tous nos voisins de couloir pour avoir supporté notre pollution sonore pendant ces quelques années.

Et que serions nous tous sans notre stakhanoviste de la réduction AMBER, Alain Spang ? Connaissant la complexité de l'instrument et la difficulté du traitement des données, je tiens tout particulièrement à le remercier une fois de plus.

Il me faut également remercier tous les chercheurs (jeunes et plus confirmés) avec qui j'ai pu interagir durant ma thèse, et en particulier, par ordre d'éloignement de leur bureau par rapport au mien à l'heure actuelle : Denis Mourard, Daniel Bonneau, Olivier Chesneau (qui devrait prendre plus de vacances à mon avis et éviter le surmenage), Yves Rabbia, Pierre Cruzalèbes, Armando Domiciano (de Souza, sinon il va me le faire remarquer), Romain Petrov, Fabien Malbet, Christophe Martayan et Florentin Millour. Et j'en oublie certainement (j'espère qu'ils ne m'en voudront pas).

Et que dire de l'ensemble du personnel de l'Observatoire de la Côte d'Azur et en particulier de la sympathie et de la qualité des services rendus par mes futurs ex-collègues du site de Roquevignon. Merci donc à Alain Messin et David Chapeau et au service informatique, à notre directeur de labo Pierre Exertier, ainsi qu'à l'ensemble des services administratifs et techniques.

Je remercie également l'administration de l'Université de Nice Sophia Antipolis et tout particulièrement Olivier Michel et Marie-France Gallorini de l'école Doctorale pour ne pas m'avoir pénalisé malgré mon incapacité malative à respecter les procédures administratives et en particulier les dates limites.

Et je ne serais pas là, en train de rédiger cette thèse sur l'étude des étoiles chaudes actives à l'aide des instruments du VLTI, sans la passion communicative de quelques professeurs. Je tiens donc tout particulièrement à remercier à nouveau Yves Rabbia, l'Homme-Fourier, dont les cours un peu fous mais toujours captivants, ont contribué grandement à mon orientation vers l'interférométrie. Je remercie également pour des raisons similaires, Eric Aristidi pour ces cours de Licence, et pour l'encadrement de mon premier Stage de Maîtrise sur le thème de l'interférométrie speckles.

Enfin merci aux deux rapporteurs de ma thèse, Juan Zorec et Pierre Kervella pour avoir lu avec intérêt mon mémoire et m'avoir gratifié de nombreux conseils, ainsi qu'à l'ensemble du Jury, son président Romain Petrov, et ses membres Georges Meynet, et Anne-Marie Hubert.

TABLE DES MATIERES

<u>Introduction</u>	13
<u>Chapitre 1</u> : Les étoiles chaudes actives	15
1.1 Un peu d'histoire	17
1.2 Intérêt de l'étude des étoiles chaudes actives	19
1.3 Classification	20
1.3.1 Les Be classiques	20
1.3.2 Les Be binaires en interaction	22
1.3.3 Les Ae/Be de Herbig	22
1.3.4 Les B[e]	23
1.3.5 Autres types d'objet	23
1.4 Mécanismes de formation de l'enveloppe circumstellaire	24
1.4.1 Binarité	24
1.4.2 Rotation	26
1.4.3 Vent radiatif	28
1.4.4 Pulsations	29
1.4.5 Magnétisme	30
1.5 Variabilités	31
1.5.1 Variations à court terme de la morphologie des profils raies	31
1.5.2 Variations à moyen terme de la morphologie des profils de raie	32
1.5.3 Variations à long terme de l'intensité des raies et de l'excès IR	33
1.6 Questions ouvertes sur les étoiles chaudes actives	33
<u>Chapitre 2</u> : Apport des différentes techniques d'observation à l'étude des étoiles chaudes actives	35
2.1 Photométrie	37
2.1.1 Classification des étoiles	37
2.1.2 Etude de l'excès infrarouge	38
2.2 Spectroscopie	40

2.2.1 Caractéristiques physico-chimiques des étoiles	41
2.2.2 Cinématique	41
2.3 Polarimétrie	47
2.3.1 Effet de la diffusion sur la polarisation du spectre continu	48
2.3.2 Champs magnétiques, effet Zeeman, et spectro-polarimétrie	50
2.4 Interférométrie	52
2.4.1 Pouvoir de résolution angulaire	52
2.4.2 Principes de base de l'interférométrie	53
2.4.3 Effet de l'atmosphère, traitement de Fourier et étoile de calibration	55
2.4.4 Etude de la géométrie des objets	56
2.4.5 Reconstruction d'images	60
2.4.6 Interférométrie à haute résolution spectrale	61
Chapitre 3 : Le VLTI et ses instruments AMBER et MIDI	65
3.1 Le VLTI	67
3.2 MIDI	69
3.2.1 L'instrument	69
3.2.2 Acquisition et réduction des données	70
3.2.3 Apport de MIDI à l'étude des étoiles chaudes actives	71
3.3 AMBER	72
3.2.1 L'instrument	72
3.2.2 Acquisition et réduction des données	73
3.2.3 Apport d'AMBER à l'étude des étoiles chaudes actives	75
3.4 Limitations actuelles du VLTI et possibilité futures	76
3.4.1 Résolution angulaire	76
3.4.2 Couverture du plan UV	76
3.4.3 Résolution spectrale	77
3.4.4 Magnitude limite	78
3.4.5 Temps d'observation	78

3.4.6 La prochaine génération d'instruments	79
Chapitre 4 : Le Code SIMECA	81
4.1 Description	83
4.1.1 Hydrodynamique	84
4.1.2 Equilibre statistique	87
4.1.3 Transfert de rayonnement	88
4.1.4 Calcul des observables	91
4.1.5 Géométrie et cinématique des enveloppes modélisées avec SIMECA	94
4.2 Modifications effectuées durant ma thèse	97
4.2.1 Peuplement des niveaux	97
4.2.2 Utilisation des données dans l'infrarouge lointain	97
4.2.3 Couplage avec un code de poussière	98
4.2.4 Géométrie de l'enveloppe	99
4.2.5 Adaptation aux rotateurs rapides et critiques	101
Chapitre 5 : Modélisation de l'environnement circumstellaire de quelques étoiles chaudes actives	103
5.1 Vérification de la valeur des principaux paramètres stellaires	106
5.1.1 Reconstruction de la SED	106
5.1.2 Cas simples : κ CMa, Achernar, α Col, et HD62623	107
5.1.3 α Arae : un problème de distance ou de rayon ?	109
5.1.4 Absorption interstellaire : MWC 297	110
5.1.5 Une énigme : HD50138	111
5.2 Caractérisation de l'excès infrarouge	112
5.2.1 Profondeur optique et paramètres déterminables	112
5.2.2 Cas des Be classiques : α Arae, κ CMa, et Achernar	112
5.2.2 Cas des B[e] et Ae/Be de Herbig	114
5.3 Géométrie des enveloppes circumstellaires	117
5.3.1 Be classiques	117

5.2.2 Ae/Be de Herbig : MWC 297	133
5.2.3 B[e] supergéantes	134
5.4 5.4 Cinématique	138
5.4.1 Be classiques	138
5.4.2 Ae/Be de Herbig : MWC 297	147
5.5 Conclusions et observations futures	152
<u>Chapitre 6</u> : Formation et dissipation des enveloppes circumstellaires des étoiles Be classiques	155
6.1 Introduction	157
6.2 Dissipation des disques équatoriaux des étoiles Be classiques	158
6.2.1 Présentation des deux scénarii	158
6.2.2 Implémentation des scénarii dans SIMECA	159
6.2.3 Comparaisons des observables	160
6.2.4 Conclusion	163
6.3 Un modèle cinématique simple d'évolution des enveloppes circumstellaires	164
6.4 Modélisation des variations spectroscopiques d'Achernar	165
6.4.1 Formation du disque	169
6.4.2 Dissipation du disque	170
6.4.3 Scénario du « sursaut d'émission »	171
6.4.4 Contraction finale du disque ?	172
6.4.5 Conclusions et observations futures	173
6.5 Le cas de δ Scorpii	174
6.5.1 Une nouvelle étoile Be !	174
6.5.2 Variations spectroscopiques pour la période 2000-2007	175
6.5.3 Demandes d'observations interférométriques	177
<u>Conclusion et perspectives</u>	181
Bibliographie	187
ANNEXES	189

Introduction

Les étoiles chaudes actives ont une température effective supérieure à 10000K et sont entourées d'un environnement circumstellaire dense constitué de gaz et parfois de poussière. Celui-ci est responsable de la présence dans le spectre de ces étoiles d'un excès infrarouge plus ou moins fort et de raies en émission. La dénomination « étoiles chaudes actives » n'identifie pourtant pas un groupe homogène d'étoiles et tous les stades d'évolution y sont représentés, des étoiles les plus jeunes, les Ae/Be de Herbig, aux étoiles les plus évoluées, les B[e] supergéantes, en passant par des étoiles proches de la séquence principale, les Be classiques.

L'origine de la matière circumstellaire est variée et dépend du type d'étoile chaude active étudié. Dans certains cas, elle provient des restes d'une nébuleuse protostellaire et, dans d'autres, d'un transfert de masse dans un système binaire. Mais, pour un grand nombre d'étoiles, cette matière est d'origine stellaire, et de nombreuses hypothèses sur les mécanismes permettant son éjection depuis la surface de l'étoile ont été avancées, les principaux étant, la rotation rapide de l'étoile, des vents radiatifs c'est-à-dire engendrés par la pression de radiation due au rayonnement de l'étoile, des pulsations non-radiales, et enfin une forte activité magnétique.

L'étude de ces objets, essentielle à la compréhension des mécanismes d'éjection de matière et de réorganisation de celle-ci dans leur environnement circumstellaire, a longtemps été limitée par l'absence de résolution angulaire intrinsèque aux observations photométriques, spectroscopiques, et polarimétriques. Je montrerai que malgré ces limitations, ces techniques permettent de déterminer un nombre important de paramètres physiques concernant les étoiles chaudes actives et leur environnement. Néanmoins, l'observation à haute résolution angulaire est nécessaire pour caractériser précisément, et indépendamment de l'utilisation de modèles ad hoc, la géométrie de ces objets, et plus encore dans l'étude de la cinématique de ces objets via l'effet Doppler-Fizeau.

En l'absence de télescopes de très grands diamètres (ELT), l'interférométrie est donc la technique privilégiée pour répondre à ces questions. Je présenterai ici, les premières observations d'étoiles chaudes actives effectuées à l'aide du VLTI et de ses instruments AMBER et MIDI fonctionnant respectivement dans le proche et le moyen infrarouge. En utilisant plusieurs types de modèles dont le code SIMECA, les paramètres physiques, géométriques et cinématiques des environnements circumstellaires de plusieurs étoiles Be classiques (α Arae, κ CMa, et Achernar), d'une Ae/Be de Herbig (MWC 297), et d'une B[e] supergéante (HD 62623) ont pu être déterminés et ont permis d'avancer dans la compréhension de la physique de ces différents types d'étoiles. D'autres observations sont actuellement en cours ou ont été effectuées récemment et les données sont en cours de réduction.

La variabilité est un caractère important des étoiles chaudes actives et en particulier des étoiles Be classiques. Les variations détectées pour ce type d'étoiles sont très diverses tant en ce qui concerne l'observable concernée (photométrie et/ou spectroscopie), leurs amplitudes ou leurs échelles de temps caractéristique. Il n'est pas rare de voir des étoiles alterner des phases Be avec excès infrarouge et raies en émission et des phase B normales. C'est le cas d'Achernar dont la modélisation de la formation et de la dissipation pseudo cyclique du disque équatorial est présentée ici. Le cas de l'étoile δ Scorpii est plus complexe. En effet cette étoile binaire était classée jusqu'en 2000, date du dernier passage de son compagnon au périastre, parmi les étoiles B normales. Depuis cette date l'étoile est entourée d'une enveloppe circumstellaire dense et fortement variable dans le temps. Les premières observations interférométriques de cette étoile ont été effectuées en Septembre 2007 et sont actuellement en cours de réduction.

Chapitre 1

Les étoiles chaudes actives

1.1 Un peu d'histoire

« ...mais pour le moment je ne pourrais différer davantage à vous signaler une particularité curieuse de l'étoile γ Cassiopée, unique jusqu'à présent. Celle-ci est que, pendant que la grande majorité des étoiles blanches montre une raie f très nette et large, et comme α Lyre, Sirius etc., γ Cassiopée a à sa place une ligne lumineuse très belle et bien plus brillante que tout le reste du spectre. La place de cette raie est, autant que j'en ai pu prendre les mesures, exactement coïncidente avec celle de f , et on peut très bien en faire la comparaison avec l'étoile voisine β Cassiopée... »

C'est en ces termes que le père Angelo Secchi, directeur de l'observatoire du Collège Romain, décrivit en 1866, dans la revue *Astronomische Nachrichten*, la première observation d'une raie en émission dans le spectre d'une étoile chaude. De plus, la raie f , plus connue de nos jours sous le nom de $H\beta$, et correspondant à la transition entre les niveaux 4 et 2 de l'atome d'hydrogène, n'était pas la seule en émission dans le spectre de γ Cas. Angelo Secchi nota ainsi :

« Cette étoile présente un spectre inverse de celui du type ordinaire des étoiles blanches. »

C'est en réalité toute la série de Balmer (transition vers le niveau 2 depuis un niveau supérieur dans l'atome d'hydrogène), à l'exception de $H\alpha$ qui n'était pas accessible avec son spectroscopie, qu'il observa en émission. Un an plus tard Huggins observa à son tour le spectre de γ Cas, et identifia $H\alpha$ comme étant également en émission.

D'autres observations de spectres similaires suivirent, et apparut ainsi dans les revues spécialisées le terme d'étoiles à raie d'émission ou *emission line stars*, qui fut bientôt supplanté, avec l'adoption par la communauté scientifique de la classification stellaire d'Harvard (OBAFGKM), par le terme d'étoile Be, réunion du « B » représentant le type spectral dans lequel le phénomène était le plus répandu, et du « e » d'émission. Dans un article de 1916, R.H. Curtiss dénombra ainsi les étoiles contenant des raies brillantes en fonction de leur type spectral, sur les 101 étoiles recensées, 97 avaient un type spectral compris entre B0 et A0.

A la même époque, on découvrit également deux autres types d'étoiles chaudes actives : les Wolf-Rayet et les P-Cygni. Leurs spectres, bien que présentant aussi de fortes raies en émission, étaient suffisamment différents pour ne pas les classer dans la nouvelle classe des étoiles Be.

En 1926, Svein Rosseland tenta d'expliquer les mécanismes d'excitation possibles pouvant produire des raies en émission. Il dénombra ainsi quatre cas : une atmosphère étendue en équilibre thermique, la fluorescence due à des conditions de pression et de température extrême, la pénétration dans l'atmosphère de rayonnement d'origine extérieure à l'étoile, et la présence dans une atmosphère loin de l'équilibre hydrostatique de régions de température très élevée.

En 1931, Otto Struve proposa une explication simple, novatrice, et complète du phénomène Be. Il attribua d'office la présence de raies en émission à l'existence d'une enveloppe gazeuse ou d'une nébuleuse entourant l'étoile centrale. Les mécanismes d'éjection de cette matière circumstellaire étaient pour lui évident, et découlaient de la rotation rapide des étoiles Be. D'après Struve, la totalité des étoiles Be devait être des rotateurs critiques, déformés par la force centrifuge, et éjectant de la matière au niveau de l'équateur. Un anneau gazeux en rotation Képlérienne se formerait alors autour de l'étoile, et suivant les termes exacts de l'auteur le système ressemblerait alors en apparence à la planète Saturne.

Cette hypothèse sur la présence d'une enveloppe de gaz autour de l'étoile fut rapidement adoptée par la communauté scientifique, mais pas la morphologie proposée, disque ou anneaux, qui dut

longtemps cohabiter avec l'hypothèse d'une enveloppe sphérique (jusqu'au milieu des années 1980 et au développement de l'interférométrie qui permis d'en mesurer l'aplatissement).

Son hypothèse sur l'origine de cette enveloppe fut encore plus controversée, et ce car elle laissait supposer que l'ensemble des étoiles Be étaient des rotateurs critiques, ce qui contredisait la plupart des observations de l'époque, qui certes leur attribuaient une vitesse de rotation élevée, mais loin de la vitesse critique. D'autres hypothèses sur l'origine de la matière circumstellaire furent alors avancées. L'ensemble de ces hypothèses sera décrit plus en détails Section 1.4.

La détection d'une luminosité « anormalement » élevée pour la plupart des étoiles Be, et leur classement quasi systématique au-dessus de la séquence principale du diagramme HR, déjà mis en évidence à l'époque de Struve, amena les spécialistes à introduire une nouvelle hypothèse sur les mécanismes provoquant l'éjection de matière : l'existence de puissants vents radiatifs, c'est-à-dire la mise en mouvement de la matière photosphérique sous l'effet de la pression de radiation due à la forte luminosité de l'étoile. Cette hypothèse fut modélisée en 1975 par Castor, Abbott, et Klein (CAK wind model).

Avec les progrès des méthodes d'observations (en particulier spectroscopiques et polarimétriques), vinrent de nouvelles hypothèses. Il fut ainsi découvert, dès la seconde moitié des années 1970, que de nombreuses étoiles Be possédaient des modes de pulsations non radiales (Fernie J.D., 1975 ; Baade D., 1984). De la matière pourrait ainsi être arrachée à la photosphère à chaque pulsation et enrichir ainsi le milieu circumstellaire.

Le dernier phénomène physique à avoir été détecté pour des étoiles Be fut sans doute le magnétisme. Ainsi, si l'hypothèse sur la présence de champs magnétiques autour d'étoiles chaudes actives apparurent dès 1973 (Morozov), il fallut attendre la seconde moitié des années 1980 (Barker et al. 1985) pour en obtenir les premières mesures pour ce type d'étoiles, les champs magnétiques étant généralement très faibles pour des étoiles massives, et la rotation rapide de la plupart des étoiles chaudes actives rendant leur mesure encore plus complexe.

Une autre hypothèse doit être ajoutée à cette liste exhaustive des phénomènes physiques pouvant être responsable du phénomène Be. Cette hypothèse, la plus ancienne, ne s'applique pourtant qu'à une faible portion des étoiles Be : les Be binaires en interaction.

Dès 1914, Gerard Kuiper tenta d'expliquer la physique de β Lyre, précurseur de cette classe d'objet. Dans les différentes théories ayant été avancées, la matière s'échappait d'un compagnon pour former, soit une enveloppe circumstellaire autour de l'étoile centrale, soit une enveloppe circumbinaire autour de l'ensemble du système. Ainsi, dès l'origine, il était évident que le terme étoile Be, renfermait en réalité une grande inhomogénéité au sein du groupe.

En 1959, en faisant un parallèle avec les T Tauri, étoiles de faible masse en formation, George Herbig découvrit une sous classe des étoiles Be qui porte désormais son nom : les Ae/Be de Herbig. Ces étoiles jeunes sont entourées d'une enveloppe de poussière et de gaz en contraction.

Le développement des techniques d'observation infrarouge dans la deuxième moitié du XXe siècle permit de détecter l'excès infrarouge correspondant à la présence des enveloppes circumstellaires ainsi que les bandes d'émissions des poussières. On put ainsi différencier à l'aide de diagrammes photométriques, les enveloppes circumstellaires constituées uniquement de gaz et celles contenant également de la poussière. Au cours des années 1970, on découvrit qu'un certain nombre d'étoiles Be possédaient des raies interdites en faible émission. Une corrélation fut aussi établie entre la présence de ces raies et l'importance de l'excès infrarouge de ces étoiles. Dans un colloque de

l'IAU de 1976 intitulé « Be and shell stars », Conti suggéra de reprendre la notation des raies interdites, et de classer ces étoiles comme des B[e].

Malheureusement cette classe d'étoiles chaudes actives se révéla assez vite être aussi inhomogène que ne l'était celle des étoiles Be. Ainsi, si une fraction importante des B[e] fut identifiée comme des supergéantes entourées d'une enveloppe de gaz et de poussière, d'autres étaient assez proches de la séquence principale et ressemblaient fortement à des étoiles Be « classiques ».

1.2 Intérêt de l'étude des étoiles chaudes actives

L'observation des étoiles chaudes actives permet avant tout d'étudier l'ensemble des phénomènes physiques évoqués dans le paragraphe précédent. Qu'il s'agisse de vents stellaires, de la rotation rapide, de pulsations non radiales, de l'importance des champs magnétiques, ou de la binarité, ces étoiles sont toujours de très bons laboratoires.

L'étude de ces objets permet aussi d'étudier la physique du transfert de rayonnement hors équilibre thermodynamique local (ELT) dans l'enveloppe circumstellaire, la luminosité de l'étoile étant trop forte et la densité de la matière circumstellaire trop faible pour permettre l'établissement de l'ETL. Grâce à l'étude de la cinématique du gaz circumstellaire, les problèmes de transfert de moment angulaire et de la dynamique de ces milieux peuvent aussi être abordés.

La forte luminosité (10^3 à 10^6 $L_{\odot}$) et la dimension importante ($R_* > 5R_{\odot}$) des étoiles chaudes actives permettent des observations interférométriques aisées pour les objets les plus proches, à quelques centaines de parsecs, ainsi que des observations spectroscopiques et photométriques sur de très grandes distances. Des observations à haute résolution spectrale dans les nuages de Magellan (métallicité différente) ont été menées sur des étoiles Be « classiques » dans le cadre du projet Flames (GIRAFFE) et une thèse sur le sujet a été soutenue par Christophe Martayan.

Outre l'intérêt de ces étoiles dans le cadre de la physique stellaire, l'ionisation du gaz interstellaire sur de grandes distances, pouvant être de l'ordre de cent parsecs pour certains de ces objets, explique leur rôle important dans le réchauffement du gaz de la galaxie et dans la formation de chocs radiatifs dans le milieu interstellaire.

De plus les étoiles chaudes actives sont des étoiles de forte masse, ce qui les condamne à une fin de vie violente sous forme de supernovae. La encore, l'énergie dégagée peut avoir des répercussions sur la galaxie et en particulier sur la formation de nouvelles étoiles. Les fluctuations de densité provoquées par la supernova peuvent ainsi entraîner l'effondrement d'un nuage de gaz dont la densité est proche de la densité critique.

L'enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds produits par l'étoile durant sa vie ou par l'explosion de la supernovae est aussi un phénomène important dans l'étude de la métallicité des galaxies.

L'abondance des étoiles chaudes actives dans notre galaxie est de l'ordre de 20% des étoiles B. Ce taux peut être beaucoup plus important dans certains jeunes amas (60-70%). L'excès de luminosité de ces étoiles par rapport aux étoiles B normales peut engendrer des erreurs dans la mesure de la fonction initiale de masse en prenant des étoiles lumineuses pour des étoiles plus massives.

Enfin, ces étoiles qui sont des objets massifs évoluent rapidement et restent donc peu de temps sur la séquence principale. Un point intéressant serait d'étudier la corrélation entre l'âge des étoiles B et le taux d'étoiles Be pour savoir si ce phénomène correspond à une certaine période de la vie de toutes les étoiles chaudes massives.

1.3 Classification

Comme nous l'avons déjà évoqué dans l'historique, les étoiles chaudes actives ne constituent pas un groupe homogène d'étoiles. Elle présentent néanmoins un certain nombre de caractéristiques communes.

Parmi elles se trouve bien évidemment la présence de raie en émission. Comme nous allons le voir dans le chapitre 1.5, les étoiles chaudes actives peuvent présenter des variations spectroscopiques sur des échelles de temps très différentes. Les raies d'hydrogène de certaines d'entre elles alternent entre des phases d'absorption et d'émission. Ainsi, on considérera qu'une étoile chaude ayant été observée au moins une fois avec des raies en émission, est une étoile chaude active pour le reste de sa vie.

Outre la présence de raies en émission, une des caractéristiques essentielles des étoiles chaudes actives est la présence dans leur spectre d'un fort excès infrarouge, conséquence de la présence d'un milieu circumstellaire dense. La matière y est excitée par le rayonnement de l'étoile centrale, une grande partie du gaz est alors ionisé (plus de 99% dans le cas des étoiles Be classiques). Les électrons libres peuvent alors émettre du rayonnement libre-libre (perte d'énergie cinétique par un électron et émission d'un photon), ou libre-lié (recombinaison d'un électron avec un ion et émission d'un photon).

Bien qu'il ne s'agisse pas d'une caractéristique essentielle des étoiles chaudes actives, on peut tout de même noter l'importance pour ce type d'objet de variabilités de nature et d'échelles de temps très variées. Ces phénomènes seront abordés plus en détail dans le chapitre 1.5

Tous ces phénomènes sont communs aux étoiles chaudes actives malgré leurs grandes différences de stades d'évolution. Ainsi parmi ces objets on trouve des étoiles jeunes (Ae/Be de Herbig), des étoiles proche de la séquence principale (Be classiques et Be-shell), des objets plus évolués (B[e] supergéantes), ainsi que des objets plus exotiques comme certaines B[e].

1.3.1 Les Be classiques

Parmi les étoiles chaudes actives, le groupe que j'ai été le plus amené à étudier est celui des Be classiques.

Ce sont principalement des étoiles de type B bien que quelques étoiles de type O tardifs et A précoces puissent être classés parmi les étoiles Be. Elles sont toutes des étoiles non supergéantes, dont la plupart sont situées sur la séquence principale (V) ou juste au-dessus (IV). Cette classe exclue donc bien les objets pré-séquence principale tel que les Ae/Be de Herbig, ainsi que les supergéantes de type P-Cygni ou B[e]. Mais la différence fondamentale entre les Be et les B[e] provient de la présence de raies interdites dans le spectre de ces dernières.

Par contre, les étoiles Be-shell, présentant des raies en émission sur lesquelles se superpose une forte absorption centrale, ne sont probablement pas une classe d'étoile chaude active à part, mais simplement un ensemble d'étoiles Be classiques vue à travers un disque équatorial très dense. La profondeur optique importante des disques vus sous une inclinaison proche de 90° provoquerait l'absorption centrale observée. La Figure 1 présente la variation de la morphologie des raies circumstellaires des étoiles Be en fonction de l'angle d'inclinaison de la ligne de visée.

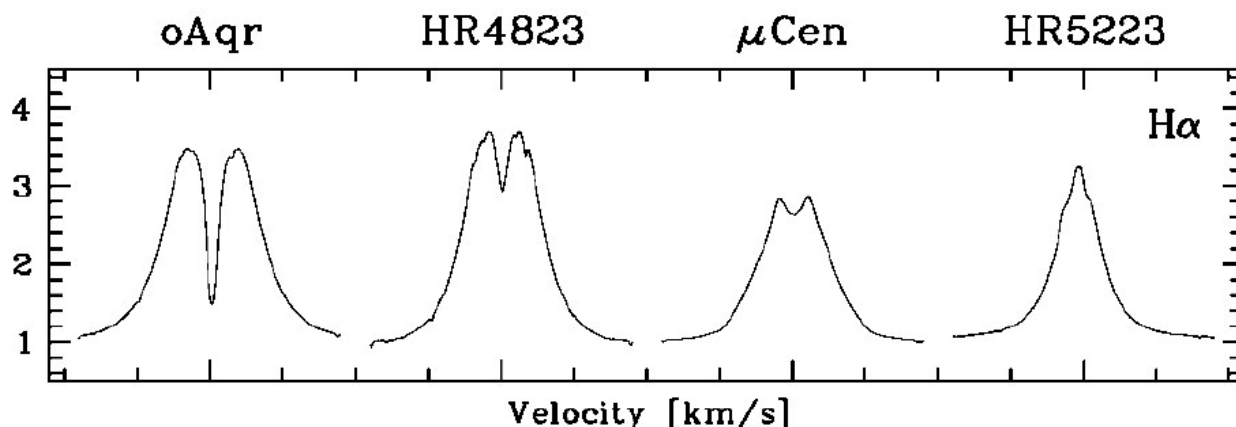


Figure 1: Exemples de raies d'émission d'étoiles Be pour différentes inclinaisons allant d'une inclinaison équatoriale (raie « shell » à gauche), à une inclinaison polaire (raie à pic simple à droite).

Fait déjà remarqué par Struve en 1931, la vitesse de rotation des étoiles Be semble être en générale plus élevée que celle des étoiles B classiques, autour de 70% de leur vitesse critique. Mais un article récent de Townsend et al. (2004) prétend qu'un biais observationnel dû à l'aplatissement de l'étoile et à l'effet von-Zeipel induit est introduit dans la mesure de la vitesse de rotation. Celle-ci serait donc sous-évaluée et une valeur autour de 95% de la vitesse critique serait possible. D'autres auteurs contredisent cette hypothèse et la question de la vitesse de rotation des étoiles Be classique est aujourd'hui au centre des débats sur ces objets. La valeur de la vitesse de rotation est un paramètre crucial pour la compréhension des mécanismes à l'origine de l'enveloppe circumstellaire et ce point sera abordé plus en détail section 1.4.2.

Une autre caractéristique des Be classiques est l'importance des vents radiatifs dont la vitesse terminale peut dépasser les 1000km/s au niveau des pôles. A l'équateur, ces vents semblent être beaucoup plus faibles et leur valeur, encore assez mal connue, varie selon les auteurs entre quelques dixièmes de km/s et 100km/s.

Nous verrons dans les chapitres 5 et 6 que deux types d'études que j'ai effectuées, l'une sur la cinématique des disques équatoriaux de α Arae et κ CMa à l'aide de l'interférométrie à haute résolution spectrale et l'autre en utilisant les variations spectroscopiques lors d'une formation et d'une dissipation du disque non permanent d'Achernar m'ont permis de contraindre fortement les valeurs de l'expansion équatoriale pour ces étoiles Be classiques.

Cette forte dépendance des vents radiatifs en fonction de la latitude implique l'existence de deux régions distinctes dans l'environnement circumstellaires des étoiles Be : une région équatoriale dense dominée par la rotation, et une région polaire plus ténue. La physique et l'extension de ces zones ainsi que la nature de la zone intermédiaire alimentent les débats. C'est le cas par exemple du rapport de perte de masse entre le pôle et l'équateur, de l'angle d'ouverture du disque équatorial, ainsi que de la nature de la rotation au sein de ce disque.

Les études multitechniques (photométrie, spectroscopie et interférométrie) que j'ai menées sur les étoiles α Arae et κ CMa présentées Chapitre 5 ont également permis de contraindre en partie ces paramètres géométriques et physiques pour ces deux étoiles Be classiques.

1.3.2 Les Be Binaires en interaction

Nous ne nous attarderons pas ici sur la physique des Be binaires en interaction qui sera présentée Section 1.4.1. dans le cadre de l'étude des différents mécanismes permettant la formation d'enveloppes circumstellaires autour des étoiles chaudes actives.

Il est important de rappeler que la binarité est un phénomène très courant parmi tous les types d'étoiles. Ainsi, suivant les théories, entre 60% et 75% des étoiles seraient en réalité des systèmes multiples. Il n'est donc pas surprenant qu'une part importante des étoiles chaudes actives possède un compagnon. Mais cette binarité ne peut expliquer la formation d'une enveloppe circumstellaire (ou circumbinaire) que dans le cas d'un système ayant une séparation très faible.

Il existe plusieurs types d'interactions possibles qui définissent ainsi des sous classes de binaires Be en interaction. Dans certains systèmes l'étoile B possède un compagnon évolué emplissant son lobe de roche. Le transfert de matière vers le milieu circumstellaire se fait donc via les points de Lagrange. Ce cas sera développé plus en détail Section 1.4.1. De même nous aborderons le cas d'un compagnon à l'orbite excentrique perturbant l'étoile centrale lors de son passage au périastre.

Enfin, certaines étoiles chaudes actives sont en fait des systèmes composés d'une étoile Be accompagné d'un compagnon compact (naine blanche, étoile à neutron, ou trou noir). Actuellement seul le cas d'un système avec étoiles à neutron a été confirmé. Dans ce cas, l'accrétion de la matière circumstellaire à la surface du compagnon provoque un fort dégagement d'énergie sous forme de rayonnement X. Ce rayonnement peut-être, selon l'excentricité de l'orbite et l'inclinaison de celle-ci par rapport à l'observateur, permanent ou cyclique. La physique de ces systèmes, appelés Be binaire X, ne sera pas abordée dans le cadre de cette thèse.

1.3.3 Les Ae/Be de Herbig

La définition originelle de ce type d'objet fut donnée par Herbig en 1959. Ce sont des objet pré-séquence principale dont la masse est comprise entre 2 et 9 masses solaires et qui présentent les caractéristiques suivantes : type spectral A ou plus précoce, présence de raies d'émission, étoile située dans une région obscurcie et éclairant une partie de cette nébuleuse. Contrairement aux étoiles Be classiques l'environnement des Ae/Be de Herbig est composé d'un mélange de gaz (hydrogène) et de poussière.

Il s'agit d'étoiles très jeunes qui sont encore entourées par les « restes » de la nébuleuse proto-stellaire ayant permis la formation de l'étoile. Ainsi ces étoiles qui possèdent un environnement circumstellaire complexe constitué de gaz et de poussière, présentent donc, dans leur spectre, un fort excès infrarouge (souvent supérieur à celui d'une étoile Be en raison de la présence de poussière et de l'extension de l'enveloppe circumstellaire qui est ici supérieur puisque antérieure à la formation de l'étoile), des raies de l'hydrogène en émission, et des bandes d'émission dues à la poussière (par exemple bande de silicate autour de $10\mu\text{m}$).

La géométrie globale de leur environnement circumstellaire et en particulier la répartition entre le gaz et la poussière est assez mal connue. Nous verrons Chapitre 5 comment des observations à l'aide de l'instrument AMBER couplés à des observations spectroscopiques et photométriques de l'étoile MWC 297 nous ont permis de proposer un modèle complet pour cette étoile comprenant un disque équatorial d'accrétion géométriquement mince et un vent stellaire aux latitudes intermédiaires et aux pôles.

1.3.4 Les B[e]

Comme nous l'avons déjà souligné Section 1.1, les étoiles B[e] ne constituent pas réellement un groupe homogène d'objet. Pour cette raison il est plus juste d'évoquer les étoiles présentant le phénomène B[e]. Celui-ci est défini par les caractéristiques suivantes :

- Raies de Balmer en forte émission, avec des profils dont la largeur équivalente peut atteindre 1000Å. Ces profils peuvent être de type P Cygni, ce qui implique alors l'existence d'un vent optiquement épais.
- Emission dans des raies permises de faible excitation, particulièrement des métaux ionisés comme le FeII.
- Raies interdites de [FeII] et [OI] en émission.
- Fort excès infrarouge (proche et moyen) due à la présence de poussières chaudes (~1000K) dans l'environnement circumstellaire, parfois accompagné des pics d'émission de silicates dans le spectre (en particulier à 11µm).

Parmi les étoiles présentant le phénomène B[e] on trouve un nombre important d'étoiles supergéantes. L'étude d'une entre elles (CPD -57° 2874) effectuée par Domiciano de Souza et al. (2007) a montré la présence d'un environnement circumstellaire complexe dont la géométrie varie fortement en fonction de la longueur d'onde. Cet environnement est composé d'un disque de poussière vraisemblablement formé à partir d'éléments éjectés par l'étoile évoluée, et d'une enveloppe de gaz ionisé (probablement un vent stellaire) dont la géométrie est encore incertaine (vent polaire, sphérique ou équatorial ?) mais qui semble être en forte expansion.

Des résultats préliminaires concernant l'observation MIDI de l'étoile B[e] supergéante HD 62623 et confirmant la présence d'un disque de poussière similaire à celui de CPD -57° 2874 sont présentées Chapitre 5.

Mais la classe des B[e] supergéante n'est pas la seule présentée ici. Ainsi le cas de l'étoile HD50138 dont le type spectral n'est pas déterminé avec précision (classe des B[e] unclassified) mais qui est probablement une sous géante (classe spectrale IV) et qui doit être observée avec MIDI et AMBER durant la période 80 (octobre 2007- Mars 2008) est également présenté dans cette thèse.

Notons également l'existence d'autres sous-classes d'objet présentant le phénomène B[e] : Ae/B[e] de Herbig, B[e] symbiotiques et B[e] nébuleuses planétaires compactes.

1.3.5 Autres types d'objets

Il existe d'autres classes d'étoiles chaudes actives tel que les Wolf-Rayet, les supergéantes de type P-Cygni et les LBV comme η Car, une des étoiles connues les plus massives de la galaxie.

N'ayant pas étudié ces types d'objets durant ma thèse leur cas ne sera pas développé dans cette thèse.

1.4 Mécanismes de formation de l'enveloppe circumstellaire

Depuis l'hypothèse de Struve sur la rotation rapide des étoiles Be en 1932 beaucoup de mécanismes ont été proposés pour expliquer la formation des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives.

Le cas des étoiles Be binaires en interaction ainsi que le cas des Ae/Be de Herbig sont différents par nature de ceux des Be classiques et des B[e], puisque dans ces deux cas, tout ou partie de la matière circumstellaire provient d'une source extérieure à l'étoile centrale, compagnon dans le cas des Be binaires en interaction, et reste d'une nébuleuse proto-stellaire dans le cas des Ae/Be de Herbig. Néanmoins, dans le cas des Ae/Be de Herbig, les mécanismes propres à l'étoile centrale ne sont pas négligeables puisque ces étoiles semblent également présenter un vent stellaire.

Ainsi, tout comme pour les étoiles Be classiques et les B[e], il est important d'étudier tous les phénomènes physiques permettant l'éjection de la matière depuis la surface de l'étoile. Les mécanismes les plus souvent cités pour expliquer cette éjection sont : la rotation rapide, les vents radiatifs ainsi que les pulsations non-radiales. Outre ces trois phénomènes, il n'est pas inutile d'étudier aussi l'effet du magnétisme qui s'il ne peut certainement pas expliquer à lui seul l'existence d'une enveloppe circumstellaire, peut, par contre, avoir un effet important sur la réorganisation de la matière éjectée autour de l'étoile centrale.

1.4.1 Binarité

La binarité est un phénomène très courant parmi tous les types d'étoiles. Ainsi, suivant les théories, entre 60% et 75% des étoiles sont en réalité des systèmes multiples. Il n'est donc pas surprenant qu'une part importante des étoiles chaudes actives possède un compagnon. Mais cette binarité ne peut expliquer la formation d'une enveloppe circumstellaire (ou circumbinaire) que dans le cas d'un système ayant une séparation très faible.

Dans le cas d'un système serré, et si l'une des composantes remplit le lobe de Roche, la matière s'échappe en passant par le point de Lagrange L_1 et forme ainsi un disque d'accrétion autour de l'autre composante du système (Figure 2). Cela n'est possible que si la composante la moins compacte est dans une phase avancée de son évolution stellaire.

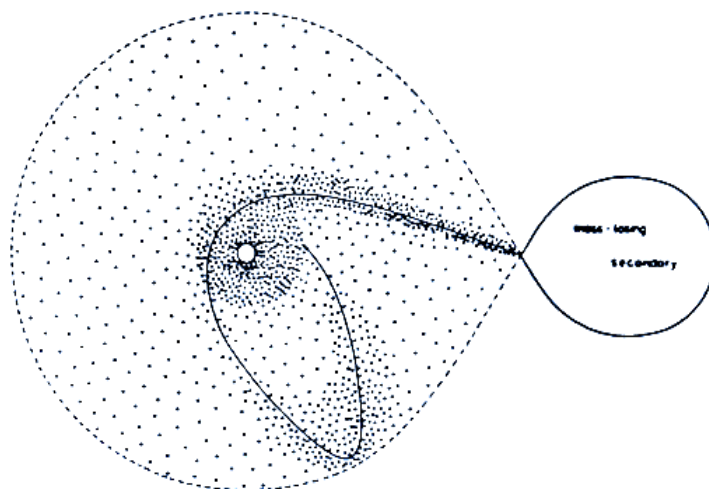


Figure 2 : Formation d'un disque circumstellaire dans un système binaire à partir de l'échappement de la matière par le point de Lagrange L_1 . Source : Harmanec (1986)

En 1975, Kriz et Harmanec proposèrent un scénario permettant d'expliquer certaines variations spectro-photométriques observées à moyen et long terme. Dans ce scénario, de la matière peut aussi s'échapper par les points de Lagrange L_2 et L_3 (Figure 3a). Sous l'effet de la rotation du système, la matière ainsi arrachée au compagnon forme une ou deux spirales autour du système binaire entier (figure 3b).

Dans le cas des systèmes ayant des séparations plus importantes, bien qu'elle ne permette pas d'engendrer un transfert de masse entre ses deux composantes, la binarité peut néanmoins jouer un rôle non-négligeable.

Lorsqu'un système binaire est très excentrique, il est possible que le passage du compagnon au périastre perturbe suffisamment l'autre composante pour permettre un court épisode d'éjection. Ces perturbations peuvent être de natures différentes. L'hypothèse la plus simple est sans doute celle de la réduction de la gravité à la surface de l'étoile. On peut aussi avancer l'hypothèse de l'excitation de mode de pulsations non-radiales par le passage du compagnon. Ce scénario a été avancé par Miroshnichenko et al. (2001) pour expliquer l'apparition de raies d'hydrogène en émission dans le spectre de l'étoile δ Scorpii, depuis le passage de son compagnon au périastre en 2000. Le cas de cette étoile sera abordé au Chapitre 6.

Enfin, l'influence de la binarité peut être beaucoup plus limitée. Dans le cas de systèmes moins serrés (quelques dizaines de rayons stellaires), le compagnon peut avoir une influence sur le bord externe de l'enveloppe circumstellaire. On peut par exemple avancer l'hypothèse de la troncature du disque équatorial des étoiles Be. Cette hypothèse a été avancée par Chesneau, Meilland et al. (2005) pour expliquer l'extension de l'enveloppe circumstellaire de l'étoile α Ara à $8\mu\text{m}$, ainsi que des variations spectroscopiques associées, et par Tycner et al. (2004) pour ξ Tau.

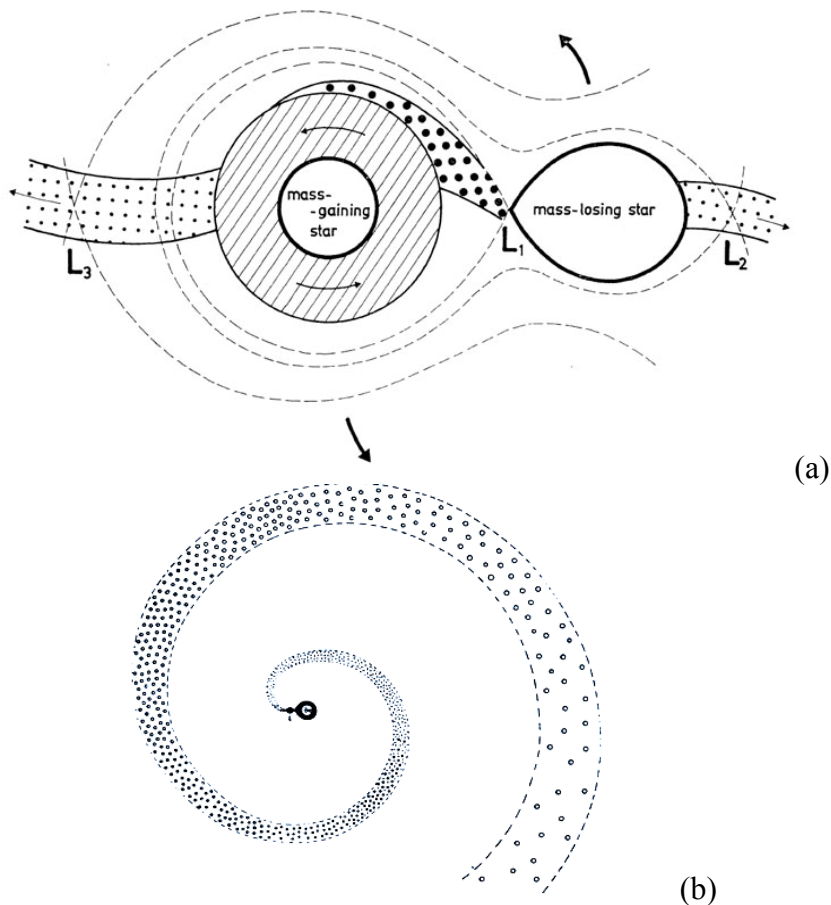


Figure 3 : En haut (a) : Echappement de la matière par les points L_2 et L_3 . Source : Krýz et Harmanec (1975)
En bas (b): Formation d'une spirale autour du système binaire sous l'effet de la rotation. Source : Harmanec (1986)

1.4.2 Rotation

Dans une étoile pour laquelle la rotation peut être négligée, la matière de l'étoile est soumise à deux forces principales se compensant parfaitement : la gravité qui tend à l'entraîner vers le centre, et la pression (matière et rayonnement) qui tend à la repousser vers l'extérieur. C'est le principe de l'équilibre hydrostatique. A la surface de l'étoile la pression du gaz est négligeable. La matière photosphérique est donc soumise principalement à la gravité de l'étoile et ne peut donc pas être éjectée de celle-ci sans un apport d'énergie considérable.

La rotation de l'étoile ajoute une nouvelle force à ce bilan : la force centrifuge. Celle-ci est souvent négligeable dans le cas des étoiles qui, comme le Soleil, ont une faible vitesse de rotation, de l'ordre de quelques dizaines de km/s. Mais lorsque cette vitesse atteint plusieurs centaines de km/s, l'équilibre hydrostatique est modifié. Il y a rupture de la symétrie sphérique de l'étoile puisque la vitesse de rotation n'est pas uniforme à la surface de celle-ci et dépend fortement de la latitude (ou co-latitude θ). Ainsi, si chaque point de la surface de l'étoile tourne à la même vitesse angulaire ω , cette dépendance peut être décrite par :

$$V(\theta) = r(\theta) \cdot \omega.$$

Où $V(\theta)$ est la vitesse de rotation à la surface de l'étoile à une co-latitude θ donnée et $r(\theta)$ est la distance entre l'axe de rotation de l'étoile et la surface de celle-ci (on peut aussi parler de rayon en coordonnées cylindrique). Il en résulte que, quelque soit la forme de l'étoile, la force centrifuge dépend fortement de la latitude, et qu'elle est maximale à l'équateur et nulle au pôle. Par conséquent, plus la vitesse d'une étoile augmente, plus celle-ci s'allonge au niveau de l'équateur.

Mais qu'arrive-t-il si cette vitesse de rotation compense intégralement la gravité de l'étoile ? On définit alors la vitesse critique (V_c) de rotation de l'étoile :

$$\frac{GM_*}{3/2 R_p^2} = \frac{V_c^2}{3/2 R_p} \Leftrightarrow V_c = \sqrt{\frac{2GM_*}{3R_p}}$$

Le terme $3/2 R_p = R_{eq}$ est dû à la déformation de l'étoile sous l'effet de sa rotation rapide dans l'hypothèse de Roche (Rotation solide et Masse de l'étoile concentrée en son centre). En approchant cette vitesse l'étoile devient instable et la matière peut s'écouler vers l'extérieur par l'équateur avec un apport d'énergie très faible.

Notons aussi une résultante importante de la déformation des étoiles sous l'effet de vitesse de rotation proche de la vitesse critique : l'assombrissement gravitationnel ou effet von Zeipel. La température effective (T_{eff}) dépend alors de la gravité effective (g_{eff}):

$$T_{eff} \propto g_{eff}^\alpha$$

Où α est un exposant qui dépend de la nature de l'atmosphère stellaire considérée ($\alpha=0.25$ pour une atmosphère radiative). Cet effet crée donc une dépendance de la température effective en fonction de la latitude. Il en résulte que la température des pôles est supérieure à celle de l'équateur.

L'importance de la rotation dans les différents types d'étoiles chaudes actives est très variable. Ce facteur est peut-être négligeable pour les B[e] supergéantes, étoiles évoluées ayant transféré une grande partie de leur moment cinétique lors de la phase d'expansion des couches externes de leur atmosphère.

C'est certainement pour les Be classiques, et dans une moindre mesure pour les Ae/Be de Herbig que le rôle de la rotation de l'étoile peut être le plus important. Ainsi, depuis l'hypothèse de Struve sur l'origine de l'enveloppe circumstellaire des étoiles Be de nombreuses mesures de la vitesse de rotation ont été réalisées. Jusqu'à une période très récente les études statistiques concluaient que les étoiles Be étaient bien des rotateurs rapides, avec des vitesses de l'ordre de 70% de la vitesse critique (Porter 1996). Pour de telles vitesses la gravité est réduite de moitié ce qui n'est pas suffisant pour permettre aux petites fluctuations de vitesse dans la photosphère d'arracher de la matière à l'étoile. C'est principalement pour cette raison que l'hypothèse de Struve a longtemps été critiquée.

En 2004, Townsend et al., ont démontré que des erreurs sur l'estimation de la vitesse de rotation d'une étoile à partir des profils de raies photosphériques peuvent être introduites pour des étoiles en rotation proche de la vitesse critique. Une saturation dans l'élargissement des raies dû à l'effet d'assombrissement gravitationnel peut induire une sous-estimation de l'ordre de 12 à 33% de la vitesse de rotation. Il serait donc possible que les étoiles Be aient une vitesse de rotation beaucoup plus proche de la vitesse critique, ce qui permettrait à la matière de s'échapper des régions équatoriales et de former un disque responsable du phénomène Be, remettant ainsi sur le devant de la scène l'idée proposée par Struve en 1931.

Il faut mettre cette hypothèse en relation avec une observation récente de l'étoile Achernar (α Eri). En 2003 Domiciano de Souza et al., ont mis en évidence, à l'aide d'observations réalisées sur le grand interféromètre européen du Chili (VLTI), la forme très aplatie de cette étoile. Le rapport rayon équatorial sur rayon polaire mesuré est de l'ordre de 1.5 (Figure 4).

La vitesse de rotation de cette étoile, doit donc être très proche de la vitesse critique. Ces observations récentes semblent confirmer l'hypothèse d'éjection de matière à l'équateur sous l'effet de la rotation rapide des Be comme probable cause de la formation de l'enveloppe circumstellaire bien qu'Achernar ne présentait pas d'enveloppe circumstellaire dense au moment des observations.

En 2005, dans une étude approfondie de l'effet de l'assombrissement gravitationnel sur la mesure du V_{ini} , Frémat et al. concluent que la vitesse moyenne de rotation de étoiles Be doit être de l'ordre de 88% de la vitesse critique. Pour de telles vitesses, la gravité est réduite d'un facteur 4. Des mécanismes supplémentaires seraient donc toujours nécessaires pour expliquer l'éjection de la matière depuis la photosphère.

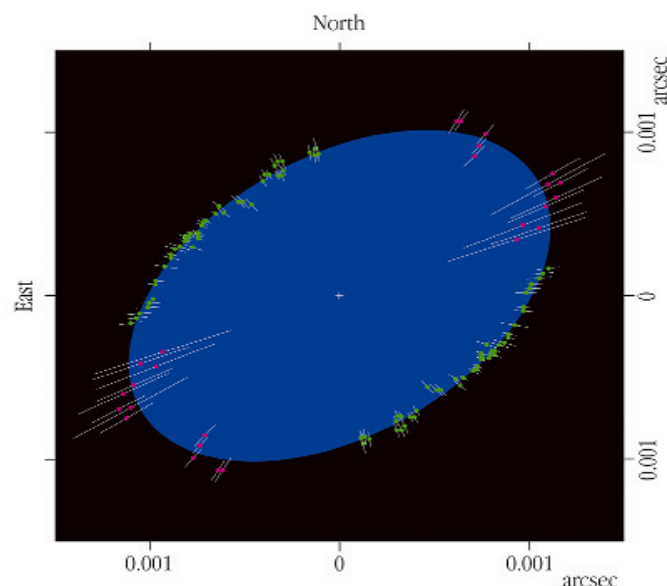


Figure 4 : Aplatissement d'Achernar déduit de mesures interférométriques Source : Domiciano et Kervella 2003.

1.4.3 Vents radiatifs

Un autre processus physique important dans l'étude des étoiles Be est la présence de vents stellaires. Mais contrairement aux étoiles de faibles masses comme le soleil, l'origine du vent stellaire des étoiles chaudes n'est pas la pression thermique du gaz, mais la pression de radiation. En effet, les photons émis par la photosphère de l'étoile peuvent transférer une partie ou l'intégralité de leur quantité de mouvement aux atomes du milieu circumstellaire. Pour les étoiles dont la luminosité est très importante, de l'ordre de plusieurs milliers de fois la luminosité solaire, les photons deviennent capables de mettre en mouvement la matière photosphérique.

Ce processus est d'autant plus efficace que le milieu est optiquement épais. Par conséquent, si le rayonnement continu participe bien à ce phénomène, les raies sont prédominantes puisque l'opacité y est beaucoup plus élevée.

On peut classer les raies responsables de la formation d'un vent radiatif en deux groupes : les raies optiquement minces ou raies faibles, qui correspondent à des transitions entre deux niveaux excités, et les raies optiquement épaisses ou fortes, correspondant à la transition entre un niveau excité et le niveau fondamental. La distinction entre raie forte et faible provient du fait que dans un milieu standard, les atomes sont préférentiellement dans l'état fondamental, les transitions entre ce niveau et un niveau supérieur sont donc plus probables que les transitions entre deux niveaux de plus haute énergie.

Pour initier un vent stellaire, il faut que la force créée par cette pression de radiation compense la gravité (comme pour la force centrifuge dans le paragraphe précédent). Or cette force dépend fortement de la luminosité de l'étoile, et donc de son type spectral. Abbott (1979) démontra que l'existence de vents radiatifs n'est possible que pour les Be de types précoces. Une force supplémentaire est nécessaire pour « décoller » la matière de la surface de l'étoile pour les types plus tardifs, la pression de radiation étant ensuite capable d'accélérer le gaz préalablement mis en mouvement. Au-delà du type spectral B8V, la pression de radiation devient trop faible pour entretenir un vent.

En 1975, Castor, Abbott et Klein développèrent le premier modèle de vent radiatif incluant plusieurs milliers de raies dans le calcul de la pression de radiation. Ce modèle (CAK), développé originellement pour modéliser le vent des étoiles Of, est à la base de nombreux modèles de vents radiatifs d'étoiles chaudes actives développés dans les années 80 et 90 (dont le code SIMECA, voir Chapitre 4).

La plupart des types d'étoiles chaudes actives possèdent des vents stellaires fortement anisotropes. C'est le cas, par exemple des étoiles Be classiques, pour lesquelles on soupçonne les vents d'atteindre des vitesses de l'ordre de 1000 km/s aux pôles, alors qu'à l'équateur celles-ci ne doivent pas dépasser quelques dizaines de km/s. La rotation rapide de ces objets peut permettre d'expliquer de si grandes différences de comportement entre les pôles et l'équateur. En effet, l'assombrissement gravitationnel dû à l'effet Von Zeipel, introduit brièvement précédemment, induit une plus grande pression radiative aux pôles permettant une accélération de la matière plus importante qu'à l'équateur. Autre effet de la rotation, la force centrifuge qui rend l'éjection de matière plus aisée à l'équateur. Ces mécanismes peuvent donc être avancés pour expliquer la formation d'un environnement circumstellaire complexe comme celui découvert par Meilland et al. (2007) pour α Arae et présenté au Chapitre 5.

D'autres mécanismes ont été avancés dans le cas des étoiles Be pour obtenir, à partir d'un vent quasi-sphérique, la formation d'un disque équatorial relativement dense. C'est le cas, par exemple

du «Wind Compressed Disk» (WCD) dans lequel les lignes d'écoulement du vent sont courbées et dirigées vers l'équateur. Comme le montre le schéma de la Figure 5, les flux continus de matière depuis les deux hémisphères entrent en collision dans le plan équatorial formant ainsi un choc à l'origine du rayonnement X observé et un disque extrêmement mince (angle d'ouverture de quelques degrés).

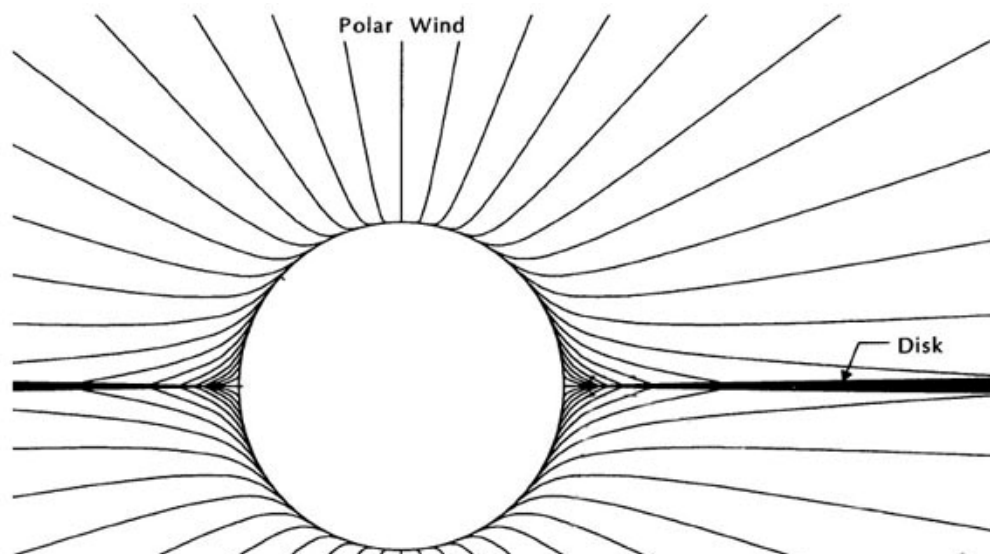


Figure 5 : Lignes de flux et choc équatorial dans le cas du Wind compressed Disk model (WCD)

Mais ce modèle ne permet pas de reproduire de nombreuses observables comme la largeur des raies de l'ordre de quelques centaines de km/s, l'excès infrarouge mesuré, l'origine des Be-shell (pas suffisamment de matière pour absorber le rayonnement), ni les mesures interférométriques montrant une enveloppe plutôt elliptique.

Enfin des calculs détaillés effectués par Owocki et al. (1996) ont montré que l'introduction de forces non-radiales inhibait complètement la formation du disque. Ce scénario ne semble donc pas fonctionner et nécessite l'introduction de nouveaux éléments comme la présence d'un champ magnétique. Le cas du Magnetically Wind Compressed Disk sera abordé dans la section sur le magnétisme (Section 1.4.5).

1.4.4 Pulsations

Les pulsations des étoiles pourraient également permettre d'expliquer la formation de l'enveloppe circumstellaire. La matière serait alors mise en mouvement par les oscillations de la photosphère. Il est cependant peu probable que ces pulsations aient des amplitudes suffisantes pour arracher la matière à la gravité de l'étoile. Néanmoins, elles pourraient permettre de réduire significativement la gravité effective à la surface de l'étoile, ce qui permettrait, par exemple l'initiation d'un vent radiatif comme nous l'avons expliqué à la section précédente. Similairement, dans l'hypothèse d'une rotation quasi-critique, les pulsations pourraient apporter l'énergie cinétique suffisante pour éjecter la matière en orbite autour de l'étoile. Il faut donc considérer les pulsations comme un mécanisme favorisant la création d'une enveloppe circumstellaire.

La présence de pulsation non-radiales permet de favoriser encore plus l'éjection de matière en concentrant l'énergie cinétique sur des zones d'extensions plus réduites et en introduisant de la turbulence dans la photosphère.

De plus certains modes d'oscillations peuvent être privilégiés ce qui permettrait en partie d'expliquer l'aplatissement de l'enveloppe. En effet la rotation rapide et l'aplatissement de l'étoile peuvent confiner de modes autour de l'équateur. Des observations récentes sur la variabilité des profils de raie ont entraîné la détection d'oscillations avec $l = m = 2$ pour une vingtaine d'étoiles Be (Rivinius et al. 2003). D'autres modes avaient déjà été détectés pour le même type d'étoiles chaudes actives : $l = |m| = 8$ (Floquet et al. 1996), $l = -m = 3$, $l = -m = 2$ (Rivinius et al. 1997) ...

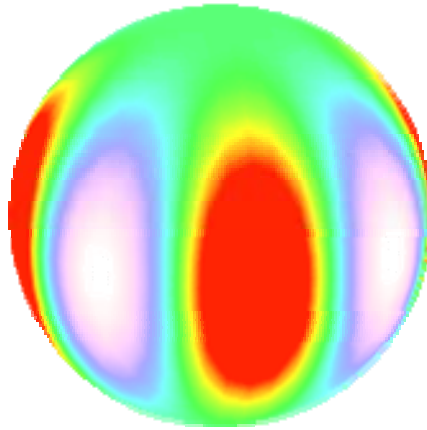


Figure 6 : Exemple d'un mode de pulsation non-radiale d'une étoile : $l = m = 4$

1.4.5 Magnétisme

La présence d'un champ magnétique autour d'une étoile peut influencer sur l'éjection de matière depuis la photosphère ainsi que sur la réorganisation de celle-ci dans l'environnement circumstellaire. L'activité magnétique des étoiles est principalement connue via l'exemple du soleil : taches et éruptions solaires, éjections coronales...

L'importance du magnétisme dans la formation des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes semble pourtant peu probable d'un point de vue théorique. En effet, les étoiles de types précoces ne devraient pas posséder de champs magnétiques importants en raison de l'absence d'une zone convective importante nécessaire pour maintenir l'activité magnétique par effet dynamo. De plus une modification substantielle des vents stellaires nécessite des champs de l'ordre de la centaine de Gauss.

Néanmoins, plusieurs hypothèses sur l'importance du magnétisme dans l'activité des étoiles chaudes ont été avancées. En ajoutant un champ magnétique dans le Wind Compressed Disk décrit brièvement dans la section 1.4.3, Casinelli et al (2002), modifie la structure du disque de sorte qu'il soit plus en accord avec les observations. La matière peut ainsi être piégée dans une zone proche de l'étoile qui formerait alors une enveloppe plus épaisse et plus dense.

Une autre hypothèse sur l'importance des champs magnétique avancée en 2001 par Donati et al. pour expliquer le comportement de β Cephei, est la mise en mouvement de la matière en suivant les lignes de champs. La matière serait alors arrachée à la photosphère puis une partie retomberait sur l'étoile alors que l'autre partie alimenterait l'enveloppe circumstellaire.

Des preuves directes et indirectes de la présence d'un champ magnétique d'environ 530 ± 230 G autour de l'étoile Be classique ω Orionis ont été découvertes par Neiner et al. (2003).

1.5 Variabilité(s)

Toutes les étoiles chaudes actives sont des objets variables. C'est particulièrement le cas des étoiles Be classiques. Cette variabilité peut être détectée par des observations spectroscopiques (forme, intensité, position des raies), photométriques (Flux dans une bande spectrale), polarimétriques (variation du taux de polarisation) ou bien interférométriques (taille et morphologie de l'enveloppe). Leurs échelles de temps caractéristiques varient suivant les phénomènes et les objets de quelques minutes à plusieurs décennies. Il est par conséquent évident que ces fluctuations ont des origines physiques très diverses. Ces variations peuvent se classer en trois grandes catégories qui amènent des explications radicalement différentes.

1.5.1 Variations à court terme de la morphologie des profils de raies

Nous aborderons dans cette section les déformations des profils de raies dont les échelles de temps caractéristique sont de l'ordre de quelques minutes à quelques jours. La Figure 7 présente un exemple de ces variations dans le cas de l'étoile λ Eridani. La plupart des hypothèses avancées pour expliquer ces variations les relient à des modifications photosphériques ou des couches les plus profondes de l'enveloppe circumstellaire.

La modulation par la rotation de l'étoile de zones plus sombres similaires aux taches solaires (régions de plus faible température) fut un temps envisagée pour expliquer ces variations, par exemple en ce qui concerne l'étoile γ Cassiopée (Smith 1995), mais elle nécessiterait des taches trop larges et trop froides pour être en accord avec les observations. De plus les couches supérieures des étoiles chaudes sont radiatives et non convectives se qui limite l'importance des tâche stellaires.

Des pulsations non-radiales de l'étoile peuvent être à l'origine de ces variations périodiques. La détection récente d'oscillations non-radiales ($l = m = +2$) pour une vingtaine d'étoiles Be par Rivinius et al. (2003), semblent privilégier cette hypothèse pour expliquer une part importante de ces variations. Pour un certain nombre d'autres variations, on peut émettre l'hypothèse selon laquelle on ne détecte pas directement les oscillations de la photosphère mais une conséquence directe de ces pulsations : l'éjection par intermittence de matière dans l'enveloppe circumstellaire.

Enfin évoquons aussi les quelques hypothèses en faveur d'une origine circumstellaire de ces variations. La corotation de surdensités dans les couches profondes de l'enveloppe peut aussi expliquer certaines de ces variations. L'origine de ces surdensités peut être variée : elle peut être une conséquence de l'éjection par intermittence de matière due aux pulsations, elle peut aussi avoir pour cause un champ magnétique qui affecterait la structure de l'enveloppe.

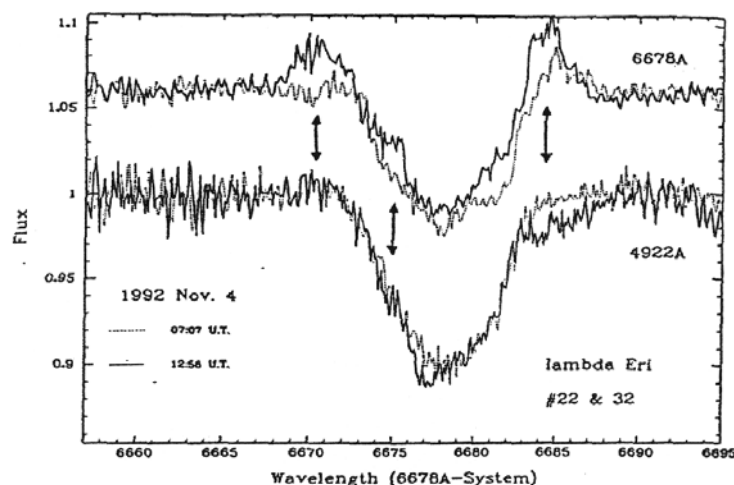


Figure 7 : variation de profils de raie de l'étoile λ Eridani entre 7h et 13h.

1.5.2 Variations à moyen terme de la morphologie des profils de raies

La période de ces variations est de l'ordre de quelques mois à une dizaine d'année. Elles sont souvent observées à travers les variations du rapport V/R des profils en émission de la série de Balmer (Figure 8) ou grâce à l'interférométrie différentielle (Figure 9).

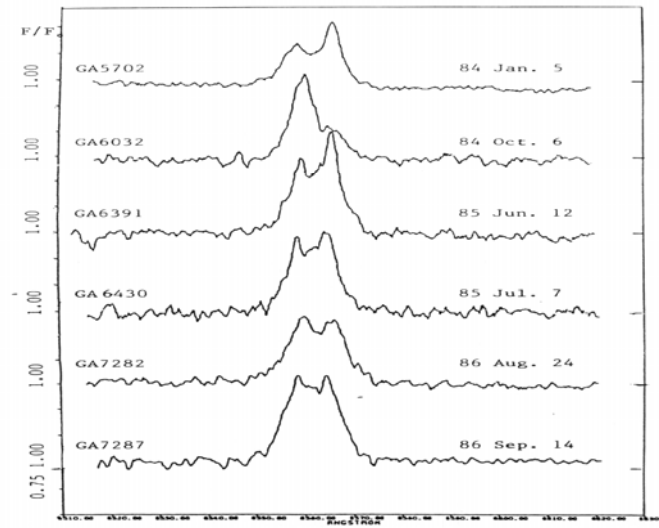


Figure 8: Variation du rapport V/R d'un profil H α sur une période de deux ans et demi. Source : Doazan et al (1989)

Certaines de ces variations peuvent être associées à la binarité du système : le compagnon de l'étoile chaude active peut transiter régulièrement devant celle-ci et modifier substantiellement les profils de raies.

Ces variations peuvent aussi être dues à la précession d'une onde de densité dans l'enveloppe. Cette onde de densité ne peut subsister que si elle est en permanence excitée soit par la présence d'un compagnon soit par un effet propre à l'étoile (rotation ou vent radiatif selon la classe spectrale). C'est en fait l'équivalence des ondes de Linblad dans les bras des galaxies, rapporté à une enveloppe d'étoile. La présence de ces oscillations à un bras a été découverte en 1998 pour ξ Tau par Vakili et al. et confirmée en 1999 pour γ Cas par Bério et al. (Figure 9).

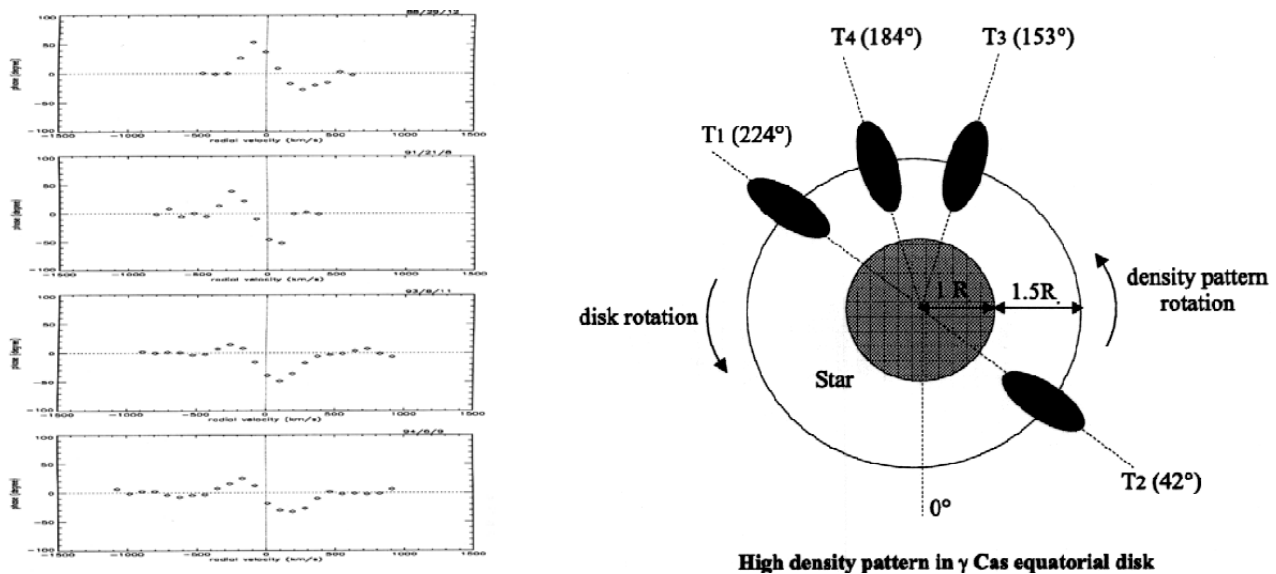


Figure 9: Variation de la phase des franges d'interférences sur γ Cas au GI2T et modélisation d'un mouvement de précession d'une onde de surdensité dans l'enveloppe de cette étoile.

1.5.3 Variations à moyen et long terme de l'intensité des raies et de l'excès IR

Outre les variations de morphologie décrites dans les deux précédentes sections, les étoiles chaudes actives présentent souvent des variations concernant l'intensité globale des raies en émission.

Certaines de ces variations sont très importantes, et comme nous l'avons évoqué plus haut, il n'est pas rare d'observer chez certaines étoiles Be classiques, l'alternance de phase B normales, Be, et parfois même Be-Shell. Ces variations sont le plus souvent accompagnées de variations photométriques concernant principalement le domaine de l'infrarouge. Ainsi dans les phases B normales (raies de l'hydrogène en absorption), l'excès infrarouge disparaît. Il est donc naturel d'expliquer ces changements par des variations de la densité de l'environnement circumstellaire et par la formation et à la dissipation des enveloppes de ces étoiles.

Certains de ces changements sont périodiques ou pseudo-périodiques, c'est le cas de l'étoile Be Achernar sur les cinquante dernières années. D'autres changements, souvent plus brutaux, semblent être apériodique comme cela pourrait être le cas de l'étoile δ Sco depuis 2000. Dans le cas de ces deux étoiles que nous aborderons au Chapitre 6, des sursauts d'éjection de matière se propageant à de faibles vitesses dans l'environnement circumstellaire permettrait d'expliquer les variations des profils de raie.

Mais il existe aussi des changements plus modestes dans l'intensité des raies en émission. Dans Rivinius et al. (2001), certaines de ces fluctuations d'intensité sont reliées à une succession de petits sursauts d'émission.

1.6 Questions ouvertes concernant les étoiles chaudes actives

Ainsi les hypothèses concernant la formation des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives, la réorganisation de la matière autour de l'étoile, et la cause des différentes variations détectées sont nombreuses et parfois contradictoires. Afin de pouvoir discriminer celles-ci il convient d'étudier à l'aide du maximum de techniques disponibles le rayonnement provenant de ces objets. La présentation de ces techniques est l'objet du prochain chapitre.

Nous verrons aux Chapitres 5 et 6 que certaines questions concernant les étoiles chaudes actives sont récurrentes. Répondre à chacune d'entre elles permet de comprendre un certain aspect de la physique de ces étoiles, et ainsi d'en améliorer notre compréhension global.

Parmi les questions les plus importantes relatives à ces objets se trouve celles concernant les mécanismes d'éjection de la matière depuis la photosphère. Ainsi la connaissance de la vitesse de rotation de l'étoile, de la présence ou non de pulsation non-radiales, d'un champ magnétique ou d'un compagnon, de la vitesse d'expansion dans l'environnement circumstellaire et du flux de masse au pôle, à l'équateur et également aux latitudes intermédiaires, permettrait de déterminer l'importance de chaque phénomène dans l'éjection de la matière. La géométrie et la cinématique des enveloppes nous fournissent également des indices sur la répartition de l'éjection de masse, de même que la constance ou l'intermittence de certaines composantes de l'enveloppe comme cela semble être le cas pour l'étoile Achernar (vent polaire constant et disque équatorial intermittent).

Concernant la répartition de la matière autour de l'étoile, la détermination de la loi de rotation dans l'enveloppe, de l'angle d'ouverture d'un disque équatorial et plus globalement la géométrie de l'environnement circumstellaire nous renseignent sur l'interaction de la matière éjectée avec elle-même ainsi qu'avec l'étoile centrale ou un compagnon.

Chapitre 2

Apport des différentes techniques d'observation à l'étude des étoiles chaudes actives

2.1 Photométrie

Commençons notre étude de l'apport des différentes techniques d'observation par la plus simple et la plus ancienne d'entre-elles, la photométrie. Historiquement cette technique, qui consiste à mesurer le flux lumineux d'un objet dans une bande spectrale donnée, remonte à l'antiquité ; on peut citer, en ce qui concerne la science occidentale, le classement des étoiles en six catégories appelées « grandeurs », ancêtres de nos magnitudes apparentes visuelles. On attribue généralement la paternité de cette invention à l'astronome Hipparque, dont les travaux furent repris trois siècles plus tard par Ptolémée. Bien plus tard, l'invention de la lunette astronomique, l'utilisation de filtres de couleurs, et le développement de la photographie permirent de rendre cette technique à la fois plus puissante, plus fiable, et plus variée.

Aujourd'hui les observations photométriques s'effectuent sur l'intégralité du spectre électromagnétique. Ainsi, outre les traditionnels filtres de l'ultraviolet proche (U), du visible (B, V, R), et de l'infrarouge proche (I, J, H, K) et moyen (L, M, N, Q), on trouve des mesures photométriques en X, dans tout le domaine de l'ultraviolet, dans l'infrarouge lointain (IRAS : flux à 12, 25, 60 et 100 μ m), ainsi que dans le domaine radio. Notons également l'existence de filtres très étroits, souvent associés à une raie ou à une bande, par exemple le filtre H α .

Il est ainsi possible, à partir de ces mesures de flux, de reconstituer la distribution spectrale d'énergie (SED) d'un objet. Mais cette technique permet uniquement d'accéder au rayonnement continu (ou au rayonnement global dans une raie donnée) de l'objet à étudier, et pour atteindre les détails du spectre, il faut utiliser la spectroscopie ou la spectrophotométrie (spectroscopie à basse résolution spectrale).

Outre la reconstruction de SED, les mesures photométriques permettent de calculer des indices de couleurs (différences de magnitude entre deux bandes spectrales). Ces indices (B-V, V-I, J-H, H-K) sont très utiles dans la classification des étoiles et dans la détection d'excès ou de déficits de flux dans une bande donnée.

Les avantages de la photométrie sont liés à la largeur de la bande spectrale utilisée. Des instruments comme DENIS (DEep Near Infrared Survey) ont pu observer tout un hémisphère céleste dans plusieurs longueur d'onde (I, J, Ks). Un autre instrument récent, 2MASS qui fonctionne en bande J, H et K, a pu couvrir entièrement le ciel. Outre la possibilité de couvrir de grandes zones rapidement, la précision des instruments actuels permet d'enregistrer de très faibles variations de flux comme par exemple lors de transits d'exo-planètes devant l'étoile observée.

2.1.1 Classification des étoiles

La photométrie est une technique essentielle dans la détermination de la classe spectrale d'un objet. Bien que les méthodes modernes de classification des étoiles utilisent également la spectroscopie (mesure de l'abondance de différents éléments chimiques), la mesure d'une SED ou l'utilisation d'indices de couleur permettent d'estimer la température effective.

Si on modélise l'étoile étudiée par un corps noir, alors sa luminance spectrale suit la loi de Planck :

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2h^2\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Où λ est la longueur d'onde d'observation, T la température de l'objet et c , h , et k , sont respectivement, la vitesse de la lumière, et les constantes de Planck et Boltzmann.

Ce rayonnement ne dépend que de la température de l'étoile. Pour obtenir le flux reçu sur Terre il convient de multiplier $B_\lambda(T)$ par la surface d'émission, $\pi R_\star^2$, et par le facteur de dilution géométrique $1/(\pi d^2)$. Il en résulte que le flux de l'étoile mesuré sur Terre ne dépend que de trois paramètres : la température effective de l'étoile, sa distance et son rayon.

De plus, seule la température de l'objet détermine la répartition spectrale du rayonnement. Ainsi, pour un objet considéré comme un corps noir, sans connaître sa distance ni son rayon, la connaissance de la SED permet de déterminer sa température effective. La détermination par une autre méthode de la distance de l'objet, par exemple à l'aide des parallaxes mesurées par Hipparcos, permet en outre de déduire le rayon de l'objet. Chapitre 5, nous verrons que cette technique, que j'ai couramment utilisée pour déterminer les paramètres physiques des étoiles pose un certain nombre de problèmes (absorption interstellaire, aplatissement de l'étoile, cas des supergéantes...)

La photométrie permet également, dans le cas des étoiles chaudes actives, de détecter l'une des caractéristiques principales de ces objets : leur excès infrarouge. Deux méthodes peuvent être utilisées à cet escient : la SED sur laquelle il apparaît directement, ou, des diagrammes de couleur, qui permettent de séparer les étoiles chaudes actives des étoiles chaudes « normales » dont la position sur ces diagrammes est connue.

Le diagramme de la Figure 10, représente un échantillon d'étoiles B[e] supergéantes dont la position sur le graphique est très différente de celle des étoiles normales de la même classe. Ce type de diagrammes peut être réalisé pour toutes les classes d'étoiles chaudes actives.

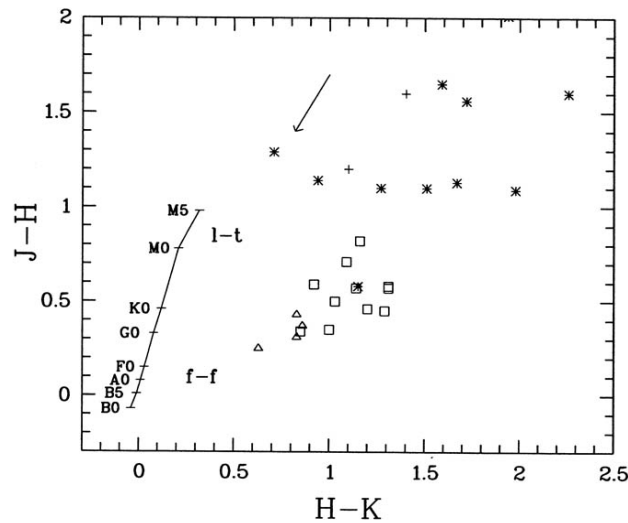


Figure 10 : Diagramme (J-H) – (H-K) pour des étoiles B[e] supergéantes du grand nuage de Magellan (carrés), du petit nuage de Magellan (triangles), et de la voie lactée (astérisques). La ligne pleine indique la position des supergéantes « normales » sur ce diagramme.

2.1.2 Etude de l'excès infrarouge

Au chapitre 1, nous avons remarqué que l'excès infrarouge des étoiles chaudes actives peut provenir de deux origines différentes, le rayonnement libre-libre et libre-lié d'une enveloppe de gaz, ou le rayonnement thermique des enveloppes de poussière. Il est naturel de penser que puisque l'excès infrarouge provient de l'environnement circumstellaire, certains paramètres de cet environnement peuvent être déduits de son étude.

Il convient avant tout de faire la différence entre deux types de milieux circumstellaires selon leur épaisseur optique : optiquement mince ou optiquement épais. En réalité, il existe de nombreux milieux pour lesquels la profondeur optique n'est ni proche de 0 ni très grande devant 1. La distinction entre ces deux extrêmes permet néanmoins de comprendre l'effet de certains paramètres sur l'excès infrarouge.

Commençons par étudier le cas d'une enveloppe de gaz optiquement mince d'une étoile Be classique. L'excès infrarouge provient du rayonnement libre-libre et libre-lié. Pour calculer la fonction source correspondant à cette émission il faut aussi tenir compte de l'absorption libre-libre et de la diffusion électronique. On obtient :

$$S_\nu = \frac{\eta_{ff} + \eta_{fb}}{\kappa_{ff} + n_e \sigma} = f(\nu, n_e, T)$$

Où η_{ff} et η_{fb} sont respectivement les coefficients d'émission libre-libre (free-free) et libre-lié (free-bound), κ_{ff} le coefficient d'absorption libre-libre, et $n_e \sigma$ la diffusion électronique.

L'émission de l'enveloppe ne dépend donc que de trois termes : la fréquence ν , la densité électronique n_e , et la température T . Or, dans le cas de l'enveloppe des étoiles Be classiques, le milieu circumstellaire est très fortement ionisé (>99%) sur de très grandes distances. Il en résulte que $n_e \sim n_H \sim \rho$.

L'excès infrarouge total ne dépend donc que de la distribution de la matière et de la température au sein de l'enveloppe circumstellaire. Dans le cas simplifié d'une enveloppe homogène en densité et en température, l'excès infrarouge ne dépendrait alors que de la masse totale de l'enveloppe et de sa température.

Il est intéressant d'étudier la dépendance de l'excès infrarouge en fonction de la masse de l'enveloppe et pour des géométries différentes. Les résultats de cette étude, menée en utilisant le code SIMECA (voir Chapitre 4) sont présentés Figure 11.

L'effet de la géométrie de l'enveloppe sur l'excès infrarouge est très faible, et la masse globale de l'enveloppe semble être le paramètre dominant l'excès infrarouge. L'estimation de la masse d'une enveloppe de gaz optiquement mince à partir de l'excès infrarouge semble donc être pertinent.

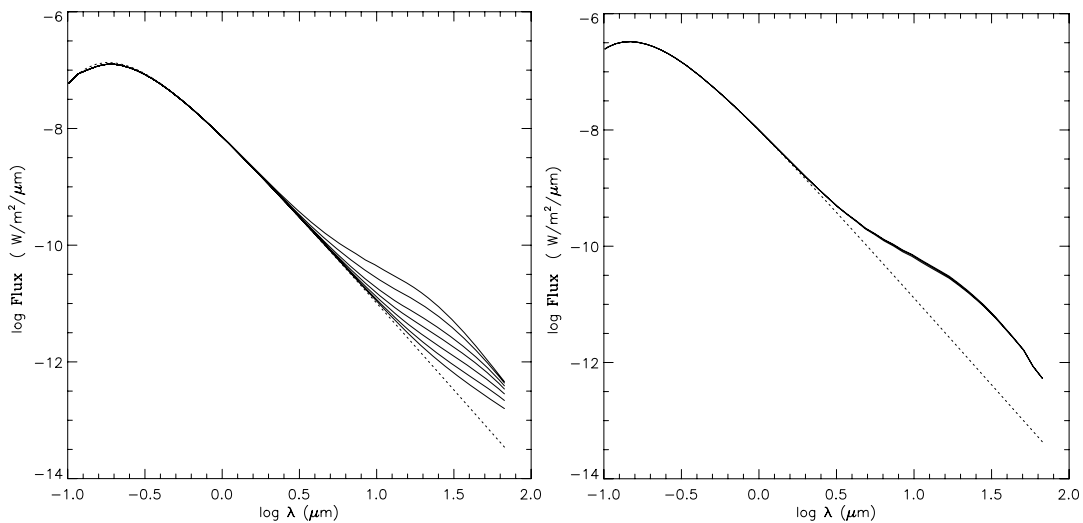


Figure 11 : A gauche : SED d'une étoile Be simulée avec SIMECA pour une masse de l'enveloppe circumstellaire de 3.2, 1.6, 0.8, 0.4, 0.2 et 0.1 $10^{11} M_\odot$ (courbes en traits pleins de haut en bas). A droite : SED d'une étoile Be simulée avec SIMECA pour trois géométries différentes ($m_1=0.1, 1$, et 10) et pour la même masse de l'enveloppe ($5.7.10^{10} M_\odot$). Pour les deux figures la contribution de l'étoile est tracée en pointillée.

Pour un milieu optiquement épais la masse totale de l'enveloppe n'est pas déterminante puisque seul le rayonnement provenant des couches superficielles de celle-ci nous parvient. On se trouve donc dans un cas similaire à celui du rayonnement émis par une étoile : l'émission dépend de la surface de l'objet. Pour un observateur, le flux reçu dépend de la surface apparente de l'enveloppe.

Dans le cas idéal d'une enveloppe homogène en équilibre thermodynamique à la température T_{env} , on peut écrire :

$$F_{\lambda} = \frac{B_{\lambda}(T) \cdot S}{\pi d^2}$$

Où F est le flux reçu à la longueur d'onde λ . Dans le cas d'une enveloppe sphérique $S = \pi R_e^2$, où R_e est le rayon de l'enveloppe.

Dans le cas d'un disque équatorial géométriquement mince, $S = \pi R_d^2 \cos i$, où R_d est le rayon du disque et i l'angle d'inclinaison du disque par rapport à l'observateur. Le flux reçu est donc maximal si le disque est observé par le pôle, et nul (minimum pour un disque dont l'épaisseur géométrique est non nulle) pour un disque observé par l'équateur. L'excès infrarouge permet donc, dans le cas d'un disque optiquement épais, de contraindre l'extension et l'angle d'inclinaison de ce disque.

Pour des milieux dont la profondeur optique est de l'ordre de l'unité, la mesure de l'excès infrarouge ne permet pas de déduire directement les paramètres physiques ou géométriques de l'enveloppe. La prise en compte d'observables d'autres natures (spectroscopie, interférométrie...), et le développement de codes de transfert radiatif deviennent indispensables à l'étude de ces objets.

2.2 Spectroscopie

Pour étudier plus précisément le spectre électromagnétique d'une étoile, il convient de disperser celui-ci à l'aide d'un prisme, d'un réseau ou de tout autre dispositif dispersif. Le précurseur de l'utilisation de la spectroscopie en physique fut sans doute Isaac Newton qui, en 1665, réalisa sa célèbre expérience de décomposition de la lumière blanche du Soleil.

En 1814, Joseph von Fraunhofer, reprenant l'expérience de Newton avec un dispositif plus élaboré permettant une plus grande dispersion de la lumière du Soleil, note la présence de raies noires dans le spectre du Soleil et établit un catalogue de celles-ci.

Leur nature ne sera découverte qu'un demi-siècle plus tard par Robert Bunsen et Gustav Kirchhoff. Ils découvrirent d'abord, en l'espace de quelques années, l'existence d'un spectre continu émis par un corps chaud, puis, le spectre discret d'un gaz sous faible pression et porté à haute température consistant en quelques lignes caractéristiques brillantes, signature de l'élément chimique constituant le gaz. Enfin ils notèrent que cette signature s'inversait lorsqu'un rayonnement continu traversait un gaz de ce même élément à basse température.

En 1859, ils appliquèrent leur raisonnement à l'étude du spectre du Soleil et déterminèrent ainsi sa composition chimique, contredisant alors Auguste Comte qui, trente ans plutôt, annonçait dans son Cours de philosophie positive que celle-ci resterait à jamais hors de portée de la connaissance humaine.

L'utilisation de la spectroscopie afin de comprendre la composition chimique des étoiles marqua par conséquent le début de la physique stellaire et sépara ainsi l'astrophysique de l'astronomie.

2.2.1 Caractéristiques physico-chimiques des étoiles et des enveloppes

L'étude de la largeur équivalente des différentes raies en absorption du spectre d'une étoile permet de déterminer l'abondance des différents éléments chimiques dans la photosphère. Cela permet entre autre d'aider à la détermination de la classe spectrale d'une étoile (température et statut évolutif). Dans le cas des étoiles chaudes actives, ces études sont essentielles pour déterminer les caractéristiques des différentes classes d'étoiles. Ainsi, savons-nous maintenant que les étoiles Be classiques sont des étoiles proches de la séquence principale alors que beaucoup de B[e] sont des supergéantes évoluées.

De plus, la spectroscopie permet d'étudier le rôle de la métallicité sur l'activité des étoiles chaudes. Nous avons vu par exemple Section 1.4.3, qu'un vent stellaire pouvait être initié par la pression de radiation des photons photosphériques. Par conséquent, l'abondance en métaux dans une photosphère d'étoile peut avoir un rôle majeur sur le vent radiatif. De plus la métallicité peut avoir un rôle non-négligeable sur l'évolution, la rotation et l'importance relative des zones convectives et radiatives d'une étoile (Meynet 2005, Maeder 2001, Hirschi 2005). Des études comparant les étoiles chaudes (B normales, Be classiques, Ae/Be de Herbig et B[e]) de la voie lactée à celle, moins métalliques, des nuages de Magellan ont été menées par Christophe Martayan au cours de sa thèse. Cette étude, ainsi que d'autres (Maeder et al. 1999) montre un accroissement de la population d'étoiles chaudes actives lorsque la métallicité diminue.

L'origine circumstellaire des raies en émission ne fait aucun doute. L'étude de ces raies permet donc de déterminer les paramètres liés au milieu circumstellaire. Nous verrons dans la section suivante que via l'effet Doppler nous pouvons étudier la cinématique de ces enveloppes. Mais l'étude de la largeur équivalente des raies permet déjà de déterminer les conditions physiques (ionisation, pression, température...) du milieu circumstellaire.

Enfin, dans le cas des étoiles possédant des enveloppes de poussière, la spectroscopie permet de déterminer la nature de ces poussières. Puisque les conditions de formations des grains de poussière dépendent fortement de la pression et de la température au sein de l'enveloppe, l'étude du rayonnement continu, des raies et des bandes d'émission permet de déterminer ces paramètres.

2.2.2 Cinématique

La largeur naturelle des raies de transition atomique est très faible devant la largeur observée de ces mêmes raies dans le spectre des étoiles. Cette largeur naturelle, qui s'explique par l'incertitude d'Heisenberg, est de l'ordre de $10^{-4}\text{\AA}$ dans le visible pour des niveaux dont la durée de vie est de 10^{-8} s . De plus la position de ces raies observées sur le spectre des étoiles diffèrent aussi souvent de celle mesurée en laboratoire. Enfin, la position, la largeur et la morphologie des raies peut varier fortement au cours du temps.

Bien que plusieurs effets physiques agissent sur la morphologie des raies (Effet Stark et Zeeman par exemple), l'effet Doppler-Fizeau (aussi appelé simplement effet Doppler) est généralement prépondérant dans le cas des étoiles et de leur environnement circumstellaire.

Lorsque la source et le récepteur d'une onde sinusoïdale sont en mouvement relatif, la longueur d'onde est décalée. Seule la composante parallèle à l'axe source-récepteur de la vitesse relative des deux corps intervient dans ce décalage. Dans le cas d'un rayonnement électromagnétique émis à une longueur d'onde λ , la longueur d'onde observée est décalée de $\Delta\lambda$ tel que :

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{v_{//}}{c}$$

Où $v_{//}$ est la composante parallèle à l'axe source-récepteur de la vitesse relative entre les deux corps et c la vitesse de la lumière.

Abordons une première conséquence de l'effet Doppler-Fizeau sur l'élargissement des raies d'absorption du spectre d'une étoile. Considérons un gaz parfait, c'est-à-dire sans interaction entre les particules le composant. Ce gaz est au repos dans le référentiel choisi. Mais chaque particule du gaz possède un mouvement propre dû à l'agitation thermique. On peut définir, une vitesse statistique appelée vitesse d'agitation thermique :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

Pour un gaz constitué d'atomes d'hydrogène dans la photosphère d'une étoile de type B2 ($T_{eff}=22000K$), $v_{th}\sim 23km/s$. De plus, le gaz étant au repos dans le référentiel choisi, les particules ont un mouvement isotrope et, par conséquent, la vitesse moyenne projetée sur l'axe source-récepteur est nulle. Il en résulte un élargissement de toute raie émise par ce gaz dont l'ordre de grandeur est $2v_{th}$. Ainsi, pour notre exemple, le décalage relatif $\Delta\lambda/\lambda$ est de l'ordre de $1.5.10^{-7}$. Pour une raie visible dont la longueur d'onde se situe autour de $6000 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda$ est de l'ordre de $1 \text{ \AA}$.

2.2.2.1 Rotation de l'étoile

De même, dans le cas d'une étoile en rotation à la vitesse v_{rot} (à l'équateur), chaque point de la photosphère possède une vitesse projetée sur l'axe source-récepteur comprise entre $-v_{rot}.\sin i$ et $+v_{rot}.\sin i$, où i est l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à l'axe source-récepteur. Il en résulte, là encore, un élargissement de toutes les raies photosphériques de l'ordre de $2v_{rot}.\sin i$.

Or, dans le cas des étoiles chaudes actives, on constate généralement que $v_{rot}\gg v_{th}$ (Figure 12 à gauche), l'élargissement thermique est donc le plus souvent négligeable devant l'élargissement rotationnel. Ainsi, il devient possible, avec un modèle de photosphère en rotation, de déterminer le $\sin i$ d'une étoile par la mesure de l'élargissement des raies photosphériques.

Il est essentiel, pour déterminer correctement la vitesse de rotation de l'étoile, de connaître, la forme de l'étoile, la dépendance latitudinale de la loi de rotation à sa surface, ainsi que les conditions de pression et de température en chaque point de la photosphère.

Dans les modèles les plus simples, l'étoile est considérée comme un corps noir sphérique de température T_{eff} . Des modèles plus complexes prennent en compte l'assombrissement centre-bord. Mais, comme nous l'avons souligné Section 1.4.3, les mesures interférométriques d'Achernar en 2003 par Domiciano de Souza et al., ont montré que certaines étoiles Be devaient être des rotateurs quasi-critiques, très aplatis, et dont la température dépend fortement de la latitude.

En 2004, Townsend et al, ont démontré que la non prise en compte de l'assombrissement gravitationnel dû à la rotation quasi-critique de certaines étoiles Be, introduisait un biais dans la mesure du $\sin i$. Ces résultats sont synthétisés Figure 12 (à droite), pour différentes inclinaisons ($\sin i = 0.25, 0.5, 0.75$ et 1). Ainsi, il y a saturation de l'élargissement des raies pour des étoiles s'approchant de la vitesse critique. Cette saturation est d'autant plus importante que l'inclinaison de la l'axe de rotation est grande.

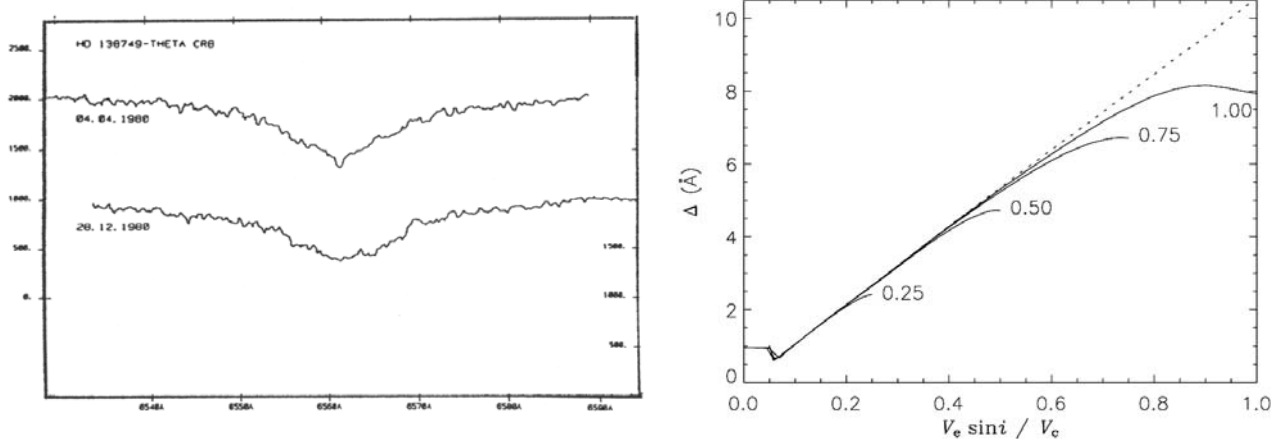


Figure 12 : A gauche : D'après Andrillat et Fehrenbach 1982. Profils de raie élargis par la rotation rapide de l'étoile HD138749. A Droite : D'après Townsend et al. 2004. Saturation de l'élargissement rotationnel des raies photosphériques sous l'effet de l'assombrissement centre bord pour différentes inclinaisons (lignes pleines). En pointillés, le cas d'une étoile pour laquelle l'assombrissement gravitationnel n'est pas pris en compte.

2.2.2.2 L'enveloppe circumstellaire

Les raies en émission des étoiles chaudes actives sont d'origine circumstellaire. En conséquence, similairement aux cas précédemment décrits, la morphologie de ces raies dépend fortement de la cinématique du milieu circumstellaire.

Or, comme nous l'avons vu Section 1.6, beaucoup de questions se posent concernant la cinématique des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives. Une de ces questions majeures concerne l'importance relative de la rotation et de l'expansion (ou de la contraction dans le cas des Ae/Be de Herbig). Une autre question importante, dans le cas d'une enveloppe en rotation pure, concerne la nature de la loi de rotation.

Il convient avant tout, afin d'étudier l'effet de la cinématique de l'enveloppe sur la morphologie des raies, de diviser l'enveloppe en zones d'isovitesse radiale (i.e. projetée sur l'axe source-récepteur). L'émission provenant de chaque zone subit un décalage spectral différent. En sommant l'intensité émise en tous les points de chacune d'elles, et en prenant en compte l'opacité de l'enveloppe dans le cas non optiquement mince, on peut ainsi reconstruire le profil de raie d'émission correspondant.

La Figure 13 (à gauche) présente une vue polaire des zones d'isovitesse radiale dans le cas d'un disque équatorial d'extension finie en rotation et vu sous une inclinaison de 90° ainsi que le profil de raie correspondant dans le cas d'une enveloppe optiquement mince. Huang (1972), démontra que dans le cas d'un disque (ou d'un anneau) uniforme l'intensité est maximale pour les zones d'isovitesse radiale présentées en rouge et bleu, Figure 13 (à droite). Les vitesses radiales dans ces zones sont de signe opposé et ont pour module $V_{Rmax} \cdot \sin i$, où V_{Rmax} représente la vitesse de rotation au rayon maximum du disque dans la raie considérée.

Ainsi la mesure de la séparation du double pic (DPS) d'un profil de raie provenant d'un disque équatorial en rotation permet de déterminer la vitesse de rotation au bord externe du disque.

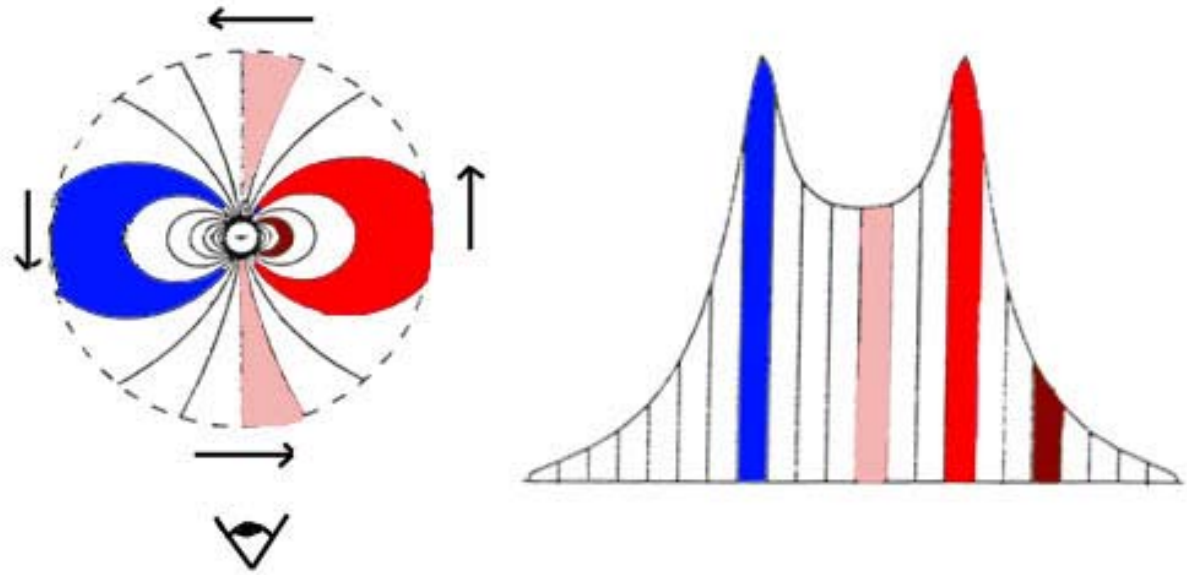


Figure 13 : A gauche : Schéma des zones d'isovitesse radiale d'une enveloppe circumstellaire en rotation. L'œil représente la position de l'observateur et l'inclinaison est 90° . Le sens de la rotation du disque est indiqué par les flèches. A droite : Raie émise par l'enveloppe. A chaque zone d'isovitesse radiale en couleur sur le schéma de gauche correspond un décalage spectral sur le profil de droite. Notons que l'intensité dans la raie est maximale pour les zones d'isovitesse radiale rouge et bleue.

Considérons que la loi de vitesse dans le disque est donnée par :

$$v(r) = v_{rot} \left(\frac{R_*}{r} \right)^\beta$$

Où v_{rot} est la vitesse de rotation de l'étoile, R_* son rayon, et β le facteur de loi de rotation ($\beta=0.5$ correspond à la rotation Képlérienne si la vitesse de rotation de l'étoile est égale à sa vitesse critique). Alors d'après la relation de Huang, il en résulte que la DPS est :

$$DPS = 2v_{R_{max}} \sin i$$

Et par conséquent le rayon maximal du disque R_{max} peut être déterminé par la mesure du DPS :

$$R_{max} = \left(\frac{DPS}{2v \sin i} \right)^{\frac{1}{\beta}}$$

Notons que la DPS dépend fortement de l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile, et qu'elle est nulle pour une étoile vue par le pôle. Dans ce cas, on se trouve en présence d'un profil simple pic théoriquement élargi uniquement par l'agitation thermique, la turbulence macroscopique et l'expansion.

Cette mesure du rayon externe du disque n'est pas directe puisqu'elle suppose une connaissance au préalable du facteur β . De plus, l'approximation du disque uniforme fini est rarement justifiée. Dans le cas plus réaliste d'un disque dont l'intensité décroît avec la distance à la photosphère, le rayon mesuré par la DPS ne représente plus le rayon maximal du disque, mais une extension caractéristique de la zone d'émission dans la raie considérée.

Les disques en expansion peuvent aussi être à l'origine de profils à double pic. Considérons donc le cas d'un disque en expansion avec une vitesse stationnaire et uniforme v_{exp} . La vitesse projetée dans la direction de l'observateur est donnée par $v_p = v_{\text{exp}} \cos \alpha$, et sa dérivée par $dv_p/d\alpha = -v_{\text{exp}} \sin \alpha$. Ainsi la variation de la vitesse projetée en fonction d' α , est d'autant plus grande que la valeur d' α est grande. Il en résulte, comme on peut le voir Figure 14, que les zones d'isovitesse radiale sont d'autant plus grandes que la vitesse projetée est importante. Par conséquent, le profil de raie d'une telle enveloppe, est lui aussi à double pic. De plus, la DPS est donnée par :

$$DPS = 2v_{\text{exp}} \sin i$$

Dans le cas où la vitesse d'expansion dépend du rayon, ou dans celui où l'épaisseur du disque n'est plus négligeable, il est beaucoup plus difficile de relier la vitesse d'expansion à la DPS. De plus, cette morphologie disparaît dans le cas d'une enveloppe sphérique.

Il n'est donc pas évident, à partir de l'étude de la morphologie des raies de déduire la part de la rotation et celle de l'expansion dans la cinématique des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives. Cette dégénérescence du nombre de solutions, est introduite par deux facteurs : la projection des champs de vitesses sur l'axe source-récepteur et l'absence de résolution spatiale.

Dans tous ces exemples nous avons négligé l'opacité du disque. Celle-ci peut pourtant avoir une grande incidence sur la morphologie des profils de raies. Citons par exemple le cas des profils Shell dans lequel l'étroite et profonde raie d'absorption superposée à la raie d'émission circumstellaire provient de l'absorption du flux de l'étoile par le disque équatorial. L'opacité intervient aussi dans la formation des profils de type P Cygni et plus encore dans le cas des Wolf-Rayet.

Dans le cas des B[e] et des Ae/Be de Herbig, le milieu circumstellaire peut être composé d'un vent (gaz) optiquement mince et d'un disque de poussière optiquement épais. Il en résulte que selon l'inclinaison, une partie du vent peut être masquée par l'opacité du disque. Au Chapitre 5, nous aborderons le cas de l'étoile Ae/Be de Herbig MWC297, dont le profil asymétrique peut-être expliqué suivant cette hypothèse.

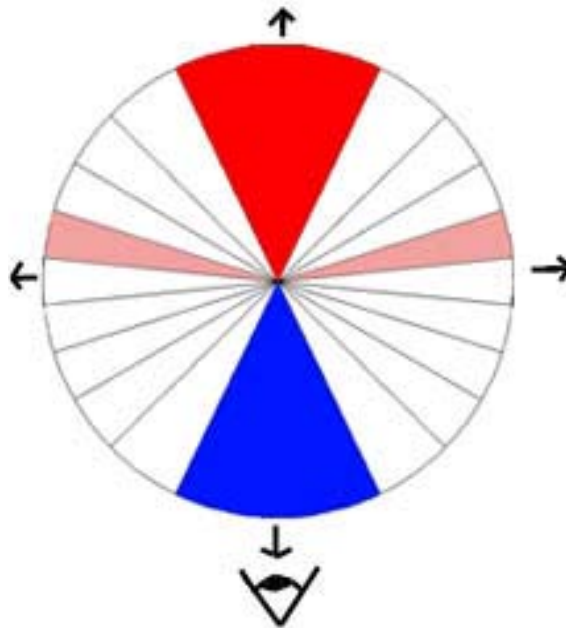


Figure 14 : Vue schématique des zones d'isovitesse radiale ($v_p = v_{p0} \pm dv_p$) dans le cas d'un disque équatorial en expansion avec une vitesse uniforme. Les zones dont le module de la vitesse projetée est maximal, en rouge et en bleu, sont les plus étendues.

2.2.2.3 Variations spectroscopiques

Presque tous les types de variabilité abordés Section 1.5 ont une conséquence sur les profils de raies. Ainsi, par l'étude des variations spectroscopiques, on peut déterminer : les modes de pulsation d'une étoile, la vitesse de propagation d'un sursaut d'éjection, la vitesse et la position d'une onde de surdensité en précession ou en rotation dans l'enveloppe, le rapport de masse et l'orbite dans le cas d'un système binaire. Le cas de la création et de la dissipation des disques équatoriaux sera abordé en détail au Chapitre 6.

2.2.2.4 Vitesse radiale et binarité

La dernière conséquence de l'effet Doppler sur les spectres des étoiles est un décalage global de toutes les raies dû au mouvement relatif entre la Terre et l'étoile observée. Plusieurs composantes interviennent dans ce mouvement. Il convient, en premier lieu, afin de déterminer la vitesse radiale propre de l'objet par rapport au système solaire, d'effectuer la correction héliocentrique (effet de la rotation de la Terre autour du Soleil).

Dans le cas des étoiles doubles ou multiples un autre décalage spectral est introduit par le mouvement relatif des étoiles autour du centre de masse. Dans le cas de deux étoiles de luminosité du même ordre de grandeur, les raies sont dédoublées et la mesure de la variation des vitesses projetées sur la direction de l'observateur au cours du temps permet de déduire les paramètres physiques (masses des étoiles, orbites). Dans le cas d'une étoile beaucoup plus brillante que son compagnon, seul le spectre de la première est visible, mais les mesures sont encore possibles via les variations de la position des raies au cours du temps.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les effets de la binarité sur les étoiles chaudes actives sont nombreux. Il est donc essentiel de pouvoir détecter les compagnons, et déterminer leur masse et leur orbite.

2.2.3 Limitations de la spectroscopie

Il existe un certain nombre de limitations concernant l'utilisation de l'effet Doppler et la correspondance décalage spectral / vitesse en spectroscopie. Comme nous l'avons vu Section 2.2.2.2, la principale d'entre elles est la dégénérescence du nombre de solutions due à l'absence de résolution spatiale. Ainsi en spectroscopie Doppler, le décalage introduit par un disque en rotation est identique à celui introduit par un disque en expansion bien que les zones d'isovitesse radiales soient différentes. Nous verrons Section 2.4 que seule l'interférométrie différentielle est actuellement capable de lever cette dégénérescence en permettant de mesurer la variation de l'extension et le déplacement du photocentre de l'objet en fonction de la longueur d'onde dans une raie en émission.

D'autres limitations perturbent aussi l'utilisation de l'effet Doppler et introduisent des biais si elles ne sont pas prises en compte lors de la modélisation des étoiles chaudes actives. Ces effets peuvent modifier sensiblement la morphologie des profils des raies circumstellaires en émission ou photosphériques en absorption. C'est le cas de la diffusion électronique multiple.

On peut aussi citer les effets Stark et Zeeman, qui provoquent un dédoublement des raies dû respectivement à l'action d'un champ électrique ou d'un champ magnétique.

2.3 Polarimétrie

Les ondes électromagnétiques sont composées d'un champ électrique et d'un champ magnétique tous deux perpendiculaires à la direction de propagation. La direction de ces deux champs oscillants n'est généralement pas constante au cours du temps. Si cette direction est fixe, on dit alors que le rayonnement est polarisé linéairement dans la direction du champ électrique. Cette direction peut également varier linéairement avec le temps, la polarisation de la lumière est alors elliptique, ou circulaire dans le cas particulier où le vecteur effectue un tour complet en une période d'oscillation. La Figure 15 regroupe des schémas de ces différents cas.

A partir des équations de Maxwell de l'électromagnétisme et de leur conséquence directe qu'est l'équation de propagation des ondes électromagnétiques, on peut définir les 4 paramètres de Stokes qui permettent une description complète de l'onde (intensité et état de polarisation). En utilisant la notation complexe du champ électrique :

$$E_x(t) = E_{ox} e^{i\delta_x} e^{i\omega t} \text{ et } E_y(t) = E_{oy} e^{i\delta_y} e^{i\omega t},$$

et en définissant également I_0° , I_{90° , I_{45° , I_{135° , respectivement l'intensité du rayonnement à travers un polariseur incliné de 0, 90, 45, 135 degrés par rapport à la direction de l'axe x, et I_{droite} et I_{gauche} l'intensité du rayonnement polarisé circulairement dans chacun des deux sens possible, on peut définir les paramètres de Stokes et en déduire leur signification physique :

$$\begin{aligned} I &= E_x E_x^* + E_y E_y^* = I_{0^\circ} + I_{90^\circ} \\ Q &= E_x E_x^* - E_y E_y^* = I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ U &= E_x E_y^* + E_y E_x^* = I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \\ V &= E_x E_y^* - E_y E_x^* = I_{droite} - I_{gauche} \end{aligned}$$

Ainsi I décrit l'intensité du rayonnement, Q et U , la polarisation linéaire dans deux systèmes inclinés de 45° l'un par rapport à l'autre, et V mesure l'état de polarisation circulaire, différence entre la polarisation circulaire droite et la polarisation circulaire gauche. On définit finalement le taux de polarisation linéaire (P_{lin}) et le taux de polarisation total (P_{tot}):

$$P_{lin} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \text{ et } P_{tot} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}$$

Les mécanismes responsables de la polarisation du rayonnement sont nombreux. On peut les diviser en trois catégories : interaction du rayonnement avec la matière en présence d'un champ magnétique (effet Zeeman, Hanle, rotation de Faraday), diffusion (Thomson, Rayleigh, Mie), et accélération des particules sous l'effet d'un champ magnétique (effet Synchrotron).

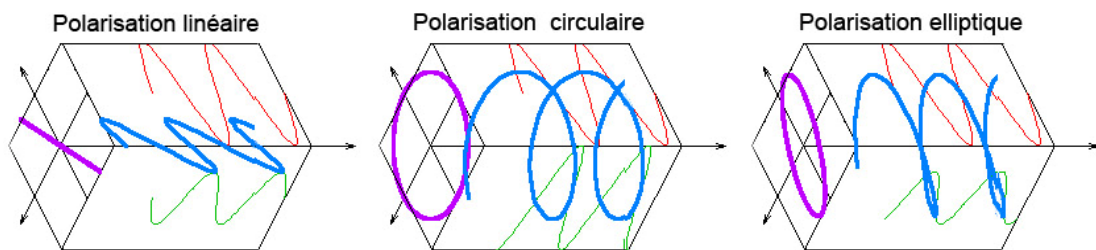


Figure 15 : Représentations schématiques de la propagation du champ électrique d'une onde électromagnétique dans les cas d'une polarisation linéaire, circulaire ou elliptique

2.3.1 Effet de la diffusion sur la polarisation du spectre continu

Présentons avant tout brièvement les différents types de diffusion qui seront abordés dans cette section. Premièrement, la diffusion Rayleigh concerne la lumière diffusée par un milieu constitué d'atomes ou de molécules dont la taille est négligeable devant la longueur d'onde. Dans la diffusion Thomson le milieu diffuseur est constitué d'électrons libres. Enfin, la diffusion de Mie concerne les molécules dans le cas où leur taille n'est plus négligeable devant la longueur d'onde.

Les conséquences polarimétriques des diffusions Rayleigh et Thomson sont similaires, et leurs cas peuvent donc être traités conjointement. Le schéma de gauche de la Figure 16 présente schématiquement ces effets. Ainsi, si on considère les deux composantes polarisées O_x et O_y d'un rayonnement incident, l'oscillation du champs suivant O_y sera intégralement transmis en $O'y'$, ce qui n'est pas le cas de la polarisation suivant O_x qui sera réduite d'un facteur $\cos \alpha$, où α est l'angle de diffusion. Par conséquent, en incidence normale ($\alpha = 90^\circ$) le rayonnement diffusé sera entièrement polarisé linéairement dans la direction Oy ($P_{lin}=1$). De même dans le cas d'une incidence parallèle à la direction de diffusion ($\alpha = 0^\circ$), la polarisation de l'onde diffusée sera égale à celle de l'onde incidente.

Dans le cas des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives, cet effet implique une polarisation perpendiculaire à la direction de l'onde incidente, formée par l'étoile centrale et le diffuseur, en chaque point de l'enveloppe comme le montre le second schéma de la Figure 16 (à droite) ainsi que l'exemple de l'étoile η Carinae présenté Figure 18. Par conséquent, si l'enveloppe est spatialement résolue lors de son observation polarimétrique, une polarisation linéaire en chaque point peut être mesurée. Dans le cas contraire, seule la polarisation linéaire globale de l'enveloppe peut être mesurée. Or dans le cas où l'enveloppe projetée est un disque (Figure 16 à droite et première image de la Figure 17), les polarisations dans les deux directions perpendiculaires se compensent parfaitement, impliquant ainsi la nullité des paramètres de Stokes Q et U , et par conséquent celle de la polarisation linéaire globale.

Si l'enveloppe projetée est une ellipse (deuxième cas de la Figure 17), la polarisation linéaire globale n'est plus nulle et sa direction est perpendiculaire au grand-axe de l'enveloppe. Ainsi la mesure du taux de polarisation et de son angle permet de déterminer l'aplatissement et l'orientation d'une enveloppe projetée sur le plan du ciel. La polarimétrie permet donc, en l'absence de résolution spatiale, d'obtenir des informations géométriques sur le milieu circumstellaire.

La Figure 17 présente également des schémas d'images en Q et U d'une enveloppe symétrique et d'une enveloppe aplatie.

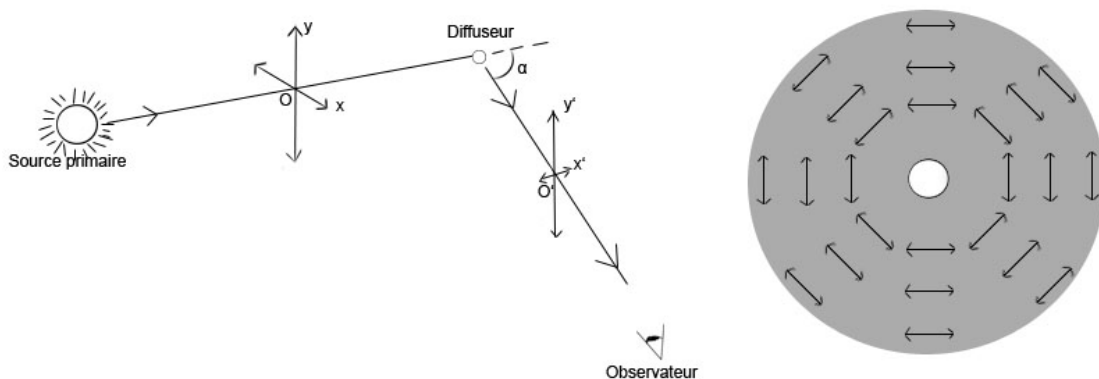


Figure 16 : A gauche : Lors d'une diffusion de Rayleigh ou de Thomson, une vibration polarisée (Oy) est diffusée plus efficacement que l'autre. A droite : Répartition des polarisations autour de l'étoile centrale dans le cas d'une enveloppe circumstellaire

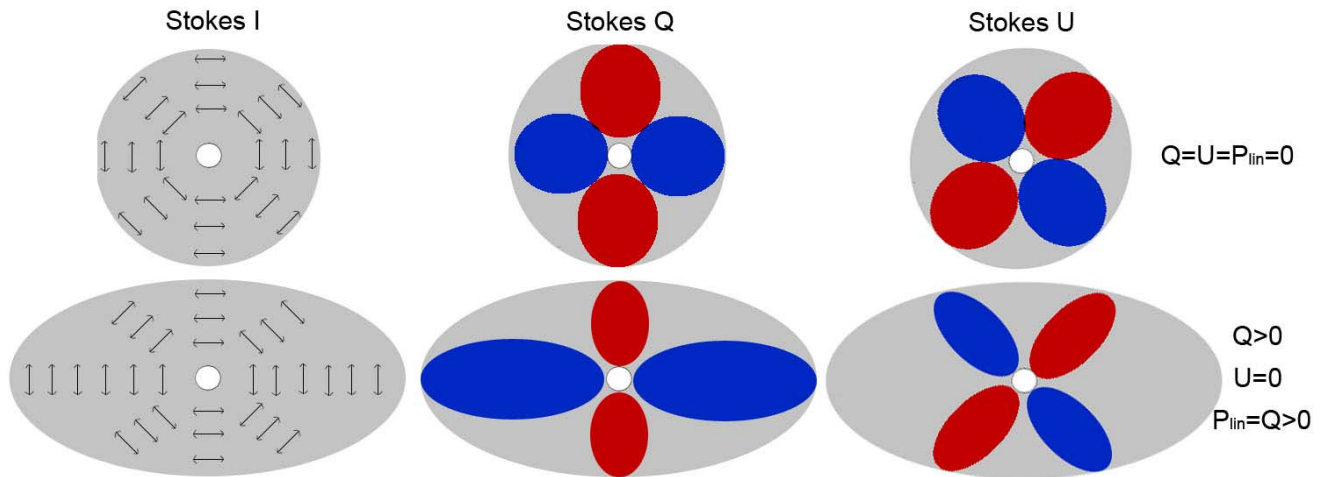


Figure 17 : De gauche à droite : Images d’une enveloppe circumstellaire dans les paramètres I, Q, et U pour une enveloppe projetée symétrique (en haut), et pour une enveloppe aplatie (en bas). Pour les paramètres Q et U, le gris correspond à la valeur 0, le bleu à une valeur positive et le rouge à une valeur négative. Dans le cas d’un disque, la valeur des paramètres de Stokes Q et U intégrés sur toute l’enveloppe est nulle, ce qui implique une polarisation nulle. Dans le cas d’une ellipse, Q est positif, par conséquent $P_{lin} > 0$.

Pour des diffuseurs dont la taille caractéristique est de l’ordre de la longueur d’onde du rayonnement incident, la diffusion Rayleigh n’est plus valable. Dans le cas des étoiles chaudes actives, cela concerne essentiellement les enveloppes de poussière des B[e] et des Ae/Be de Herbig. Lorsque les particules sont sphériques et homogènes on parle alors de diffusion de Mie. Dans ce cas la diffusion est beaucoup plus efficace pour des angles α petits, et s’effectue donc préférentiellement vers l’avant.

La polarisation de la lumière diffusée est également fortement modifiée. Dans les diffusions Rayleigh et Thomson la polarisation est toujours normale à la direction de l’onde incidente, elle est nulle pour $\alpha=0$ et totale pour $\alpha=1$. Dans la diffusion de Mie, la variation de la polarisation en fonction d’ α dépend fortement de la taille des diffuseurs et cette polarisation peut être normale ou radiale.

Cet effet complique fortement l’interprétation des mesures polarimétriques. De plus les grains de poussière peuvent être asymétriques et soumis à des champs magnétiques impliquant l’alignement de l’orientation des particules ce qui modifie également la polarisation de la lumière diffusée, et rend l’interprétation des mesures polarimétriques encore plus ardue.

Un dernier phénomène concernant la diffusion doit être pris en compte. Dans les cas cités plus haut, et dans le schéma de la Figure 16, le rayonnement reçu par l’observateur n’a subi qu’une seule diffusion. Cette situation de diffusion simple prévaut dans les milieux peu denses. Mais lorsque le nombre de diffuseurs par unité de volume devient très important, le rayonnement peut subir plusieurs diffusions avant d’atteindre l’observateur, on parle alors de diffusion multiple.

Ce phénomène peut induire, selon l’opacité du milieu diffuseur, une augmentation ou une diminution de la polarisation de la lumière diffusée. Mais d’une manière générale ce phénomène complique fortement l’interprétation des données polarimétriques.

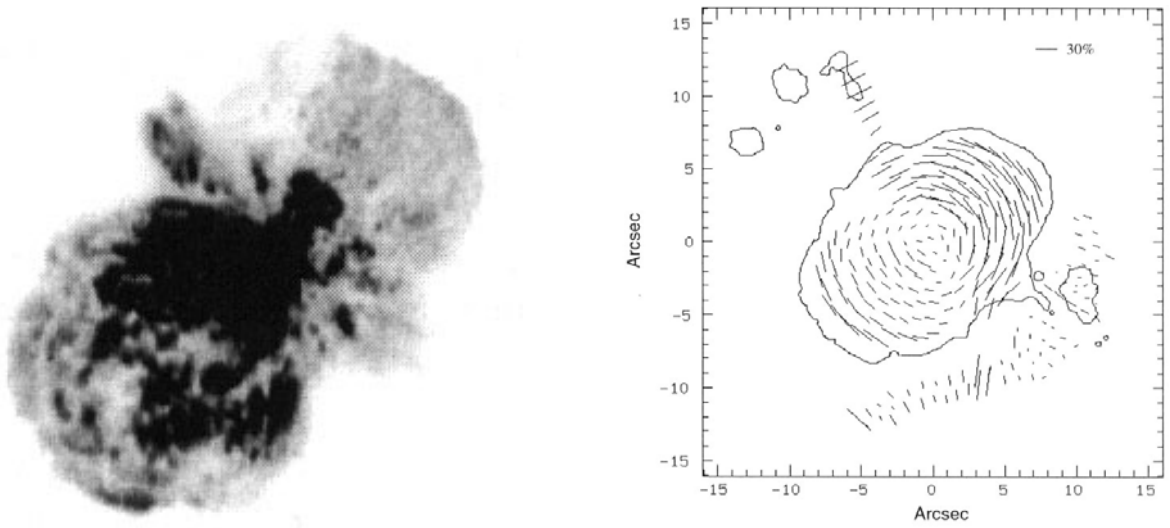


Figure 18 : Image (à gauche) et angle de polarisation (à droite) de l'Homuncule, nébuleuse entourant η Carinae prise par le HST. Notez sur l'image de gauche la polarisation perpendiculaire à la position supposée de l'étoile centrale.

2.3.2 Champs magnétiques, effet Zeeman, et spectro-polarimétrie

Les effets des champs magnétiques sur la polarisation de la lumière provenant d'un objet astrophysique peuvent être nombreux et variés. Nous nous limiterons ici à la présentation de l'effet Zeeman qui permet de mesurer l'amplitude et la direction des champs magnétiques à la surface des étoiles. Comme nous l'avons déjà abordé Section 1.4.5, l'existence de champs magnétiques importants autour de certains types d'étoiles chaudes actives pourrait avoir des conséquences non-négligeables sur l'éjection de matière depuis sa surface ainsi que sur la réorganisation de celle-ci dans l'environnement circumstellaire proche.

Afin de comprendre l'existence et les conséquences de l'effet Zeeman il est nécessaire de faire quelques très brefs rappels de mécanique quantique. En l'absence de champ magnétique le spin électronique n'intervient pas dans le calcul des niveaux d'énergie d'un atome. Ainsi il y a dégénérescence des niveaux d'énergie puisqu'à un seul niveau correspond trois états quantiques de spin différent (-1, 0, +1). Sous l'effet d'un champ magnétique, ces niveaux se séparent en plusieurs sous-niveaux. Cette séparation implique une modification des énergies de transition, et donc de la fréquence des photons émis ou absorbés lors de ces transitions. Dans le cas le plus simple, seul un des deux niveaux de la transition atomique subit une décomposition. Ainsi la raie elle-même se décompose-t-elle en trois raies distinctes souvent appelées triplet normal. Ce triplet comprend deux raies latérales dont le décalage opposé (σ_{bleu} et σ_{rouge}) correspondant aux spins +1 et -1, ainsi qu'une raie centrale π correspondant au spin 0. L'intensité de chacune des composantes du triplet dépend de l'orientation du champ magnétique par rapport à l'observateur. Dans le cas d'un champ magnétique normal à la direction d'observation, on observe toutes les composantes du triplet. Dans le cas d'un champ radial, la composante centrale π disparaît et on observe le doublet formé par σ_{bleu} et σ_{rouge} . Dans les cas intermédiaires, pour une inclinaison θ du champ magnétique par rapport à l'observateur, l'intensité relative de la composante centrale π par rapport aux composantes décalées σ est donnée par les formules suivantes :

$$I_{\pi} = \sin^2 \theta$$

$$I_{\sigma} = \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$$

De plus, la séparation des composantes latérales par rapport à la raie centrale est donnée par :

$$\Delta\lambda = 4,7.10^{-13} B\lambda^2$$

Où la longueur d'onde de la raie centrale λ et le décalage spectral des composantes latérales $\Delta\lambda$ sont exprimés en Angströms, et le champ magnétique B en Gauss (10^{-4} T). Dans le visible cela implique que les composantes du triplet ne sont vraiment séparées que pour des champs magnétiques de plusieurs milliers de Gauss.

Analysons maintenant les conséquences de l'effet Zeeman en terme de polarisation de la lumière. Les composantes latérales présentent des polarisations circulaires opposées parallèles au champ magnétique ainsi que des polarisation linéaires perpendiculaires à celui-ci alors que la composante centrale présente uniquement une polarisation linéaire parallèle au champ magnétique. Ainsi dans le cas général où le champ magnétique fait un angle θ quelconque avec la direction d'observation, la composante centrale est toujours polarisée linéairement alors que les composantes latérales seront polarisées elliptiquement.

La Figure 19 présente les conséquences de la polarisation de la lumière dues à l'effet Zeeman sur les paramètres de Stokes Q (ou U) et V . Dans le cas d'une observation radiale du champ magnétique, V mesurant la polarisation circulaire prendra une forme en « S » due au signe opposé de la polarisation circulaire des composantes latérales (σ_{bleu} et σ_{rouge}) du doublet. Dans le cas d'une observation normale au champ magnétique, il n'y a pas de polarisation circulaire de la lumière, V est donc nul. La polarisation des composantes latérales du triplet étant perpendiculaire à celle de la composante centrale, le paramètre Q (ou U , ou les deux selon l'orientation du champ par rapport à notre référentiel) varie entre deux valeurs de signes opposés.

Schématisons maintenant les informations obtenues par la mesure de tous les paramètres de Stokes. La séparation des pics nous renseigne sur la norme du champ magnétique, le rapport d'intensité des pics en I sur l'inclinaison du champ magnétique par rapport à l'observateur. Enfin les paramètres Q , U , et V permettent de déterminer la direction du champ projeté sur le plan du ciel.

Dans le cas d'un champ magnétique fort, supérieur ou de l'ordre de 1000 Gauss, celui-ci peut être mesuré directement, dans le cas contraire, on utilise alors l'approximation des champs faibles :

$$V = B \cos \theta \frac{\partial I}{\partial \lambda}, \quad Q = B \sin^2 \theta \frac{\partial^2 I}{\partial \lambda^2}, \quad \text{et } U = 0$$

en choisissant pour direction de référence la direction du champ magnétique vu en projection.

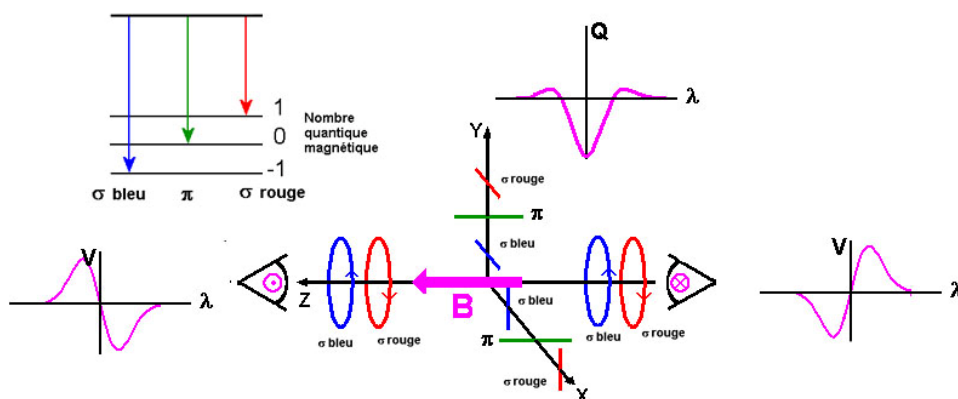


Figure 19 : Représentation schématique des conséquences polarimétriques de l'effet Zeeman.

2.4 Interférométrie

L'ensemble des techniques décrites dans les sections précédentes permet d'étudier en détail de nombreux phénomènes relatifs aux étoiles chaudes actives et de déterminer un certain nombre de paramètres. Néanmoins, il existe une grosse lacune dans l'étude de ces objets concernant la répartition spatiale de l'environnement circumstellaire et de la photosphère. L'étude de la polarisation globale du rayonnement mise à part, aucune de ces techniques ne permet d'acquérir directement, sans modèles à priori, des informations sur la géométrie des objets étudiés, et, dans le cas de la polarisation, les informations obtenues sont très modestes : direction du grand-axe dans le cas d'une enveloppe projetée aplatie.

Pour aborder les questions relatives à la répartition spatiale de la poussière et du gaz dans le cas des B[e] et des Ae/Be de Herbig, à l'angle d'ouverture d'un disque équatorial ou d'un vent polaire, ou plus simplement à l'extension de la zone d'émission dans le continu, dans une raie, ou dans une bande spectrale, il est nécessaire d'effectuer des observations à haute résolution angulaire.

2.4.1 Pouvoir de résolution angulaire

Le pouvoir de résolution angulaire d'un instrument est défini par sa capacité à séparer deux points d'une image. Celui-ci ne dépend que du diamètre de la pupille de l'instrument (miroir principal dans le cas d'un télescope), et de la longueur d'onde d'observation.

L'image d'un point au foyer d'un télescope monolithique circulaire de diamètre D est une tache d'Airy, constituée d'un disque central de diamètre $1.22\lambda/D$, et d'une infinité d'anneaux concentriques de plus en plus atténués (Figure 20 à gauche). Cette fonction est aussi appelée réponse impulsionnelle de l'instrument.

L'image d'un objet complexe est la convolution de l'objet par la réponse impulsionnelle de l'instrument. Ainsi, dans le cas le plus simple d'un objet formé de deux points d'égale intensité, on obtient la superposition de deux taches d'Airy identiques centrées sur la position des points dans l'image d'origine. Les images de droite de la Figure 20 présentent le cas de deux points dont la séparation est respectivement égale à λ/D , $1.6\lambda/D$, et $2.4\lambda/D$.

Le pouvoir de résolution d'un instrument est défini comme l'angle minimal entre deux point d'un objet qui permet d'en obtenir deux images séparées. Dans notre exemple, les points sont bien distincts dans l'image correspondant à une séparation de $2.4\lambda/D$, contrairement à ceux dont la séparation est λ/D . Une limite couramment utilisée comme définition du pouvoir de résolution (ou de séparation) d'un instrument correspond au cas de l'image centrale : $1.6\lambda/D$. On trouve aussi le diamètre de la tache d'Airy comme autre définition : $1.22\lambda/D$.

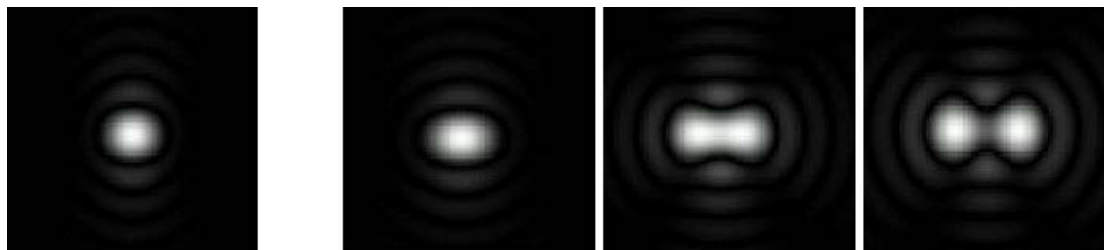


Figure 20 : A gauche : Image d'un point (étoile simple non résolue) au foyer d'un télescope (tache d'Airy). A droite : Images de 2 points (étoile double dont les deux composantes sont non résolues) au foyer du même télescope pour différentes valeurs de la séparation angulaire des 2 points (λ/D , $1.6\lambda/D$, et $2.4\lambda/D$).

La différence entre ces deux définitions provient certainement de la différence sémantique entre pouvoir de résolution (souvent $1.22\lambda/D$) et pouvoir de séparation ($1.6\lambda/D$). Nous utiliserons par la suite uniquement $1.22\lambda/D$ comme définition du pouvoir de résolution d'un télescope.

La résolution spatiale des plus grands télescopes actuels, les jumeaux de 10m du KECK et les quadruplés de 8.2m du VLT, est de l'ordre de 10 mas dans le visible et 50 mas en bande K.

Pour les Ae/Be de Herbig et certaines étoiles évoluées (B[e] supergéantes, LBV), l'environnement circumstellaire lointain (nébuleuses et jets) peut parfois être résolu au foyer d'un de ces télescopes. Mais la compréhension des mécanismes d'éjection de matière et de leur réorganisation nécessite de pouvoir résoudre des zones plus proches de l'étoile dont l'extension est bien plus modeste.

Dans le cas des étoiles Be classiques, l'objet le plus proche possédant une enveloppe circumstellaire stable est l'étoile α Arae. La taille de son enveloppe circumstellaire (mesurée récemment par les instruments AMBER et MIDI) est comprise entre 4 et 7 mas, selon l'instrument utilisé, la direction d'observation et le modèle utilisé pour interpréter les données. L'étude de cette enveloppe n'est donc pas accessible aux télescopes monolithiques actuels.

L'étude de la photosphère des étoiles, qui est essentielle pour déterminer les mécanismes dominants l'éjection de matière, nécessiterait des instruments de diamètre hors de portée des technologies actuelles. Ainsi, pour résoudre parfaitement dans le visible ($0.4\mu\text{m}$) le disque (aplatis) de l'étoile chaude active la plus proche, Achernar, dont la distance mesurée par Hipparcos est de 44pc, le diamètre du télescope devrait atteindre 60m.

Or, la construction de télescopes d'une telle taille n'est pas programmée. Celle-ci nécessiterait une maîtrise de nombreuses techniques (optique adaptative, polissage des miroirs...) avec des précisions encore jamais atteintes. Les projet d'ELT (Extra Large Telescope) dont la réalisation est prévue au environ de 2025, ne devraient pas dépasser les 50m (peut-être même 30m en considérant les nombreuses contraintes budgétaires). D'autres méthodes doivent donc être utilisées pour obtenir de la résolution spatiale sur les étoiles chaudes actives.

2.4.2 Principe de base de l'interférométrie stellaire

En 1868, l'opticien français Hippolyte Fizeau constata lors d'une expérience d'interférence à deux trous d'Young, que le contraste des franges diminuait avec l'augmentation de la taille de la source lumineuse. Il remarqua aussi qu'à taille de source constante le contraste diminuait quand la distance entre les deux trous augmentait. Ainsi, il proposa de mesurer le diamètre angulaire des étoiles en observant leurs images au foyer d'un télescope ou d'une lunette astronomique dont la pupille d'entrée serait recouverte de masques opaques ne possédant que deux petites ouvertures de séparation variable.

Cette idée fut appliquée, dès 1873, par Edouard Stephan pour tenter, en vain, de mesurer le diamètre des étoiles les plus brillantes, puis à partir de 1890, par Albert Michelson dans une série d'expériences qui le conduisit à utiliser le grand télescope de 2,5m de l'observatoire du Mont Wilson en Californie.

Schématisons la pupille des premiers interféromètres stellaires par deux ouvertures circulaires de diamètre D séparées par une distance B . Nous avons vu Section 2.4.1 que la réponse impulsionnelle d'un instrument monopupille circulaire de diamètre D était une tache d'Airy dont le disque central avait pour diamètre $1.22\lambda/D$. Cette fonction est la Transformée de Fourier (TF) d'un disque uniforme (ou porte circulaire). Dans le cas de notre interféromètre, il convient, afin de déterminer la réponse impulsionnelle de l'instrument, de calculer la TF de deux portes circulaires séparées par

une distance B , c'est-à-dire la TF de la convolution d'une porte circulaire de diamètre D et de deux Diracs (points) séparés par une distance B . Or la TF d'une convolution de deux fonctions est égale au produit des TF des deux fonctions, nous devons donc multiplier une tache d'Airy de diamètre $1.22\lambda/D$, par la TF de deux Diracs de séparation B , c'est-à-dire par une fonction sinusoïdale d'interfrange λ/B . Il en résulte que la réponse impulsionnelle de notre instrument est une tache d'Airy frangée (Image de gauche de la Figure 21).

On définit la visibilité comme le contraste des franges d'interférence. Ainsi dans le cas d'une réponse impulsionnelle, la visibilité (V) vaut 1. Fizeau avait déjà remarqué que le contraste des franges diminuait lorsque le diamètre angulaire de l'objet (α) ou la séparation des ouvertures (B) augmentait (voir Figure 21). Dans le cas d'un disque uniforme de diamètre angulaire θ , les franges disparaissent ($V=0$) pour $B=1.22\lambda/\theta$. Le contraste des franges contient donc une information sur la dimension angulaire de l'objet observé, et l'on peut définir le pouvoir de résolution d'un interféromètre similairement à celui d'un télescope monolithique en remplaçant le diamètre D du télescope par la séparation entre les ouvertures appelée couramment base de l'interféromètre.

De plus, on peut définir la phase ϕ de la visibilité à partir de la position des franges au foyer de l'instrument. ϕ est reliée à la position de l'objet dans le champ de l'interféromètre. V et ϕ contiennent donc des informations sur la répartition géométrique de l'objet (respectivement sur sa taille et sa position). On peut également définir la visibilité complexe ($V.e^{i\phi}$). La relation entre la visibilité complexe et la répartition spatiale de brillance de la source est donnée par le théorème de Van Cittert et Zernike qui peut être formulé ainsi :

Pour une source incohérente et monochromatique, la visibilité complexe est égale à la TF normalisée de la distribution d'intensité de la source à la fréquence spatiale $\lambda/\bar{B}$.

Ainsi l'interférométrie à deux télescopes ne permet que de mesurer une fréquence spatiale de l'objet contrairement à l'observation au foyer d'un télescope monolithique qui rend possible la mesure de toutes les fréquences spatiales dont le module est inférieur au pouvoir de résolution du télescope. Néanmoins la multiplication de mesures interférométriques en faisant varier la longueur et l'orientation des bases, on parle alors de couverture du plan des fréquences spatiales (u,v), permet l'échantillonnage de la TF de l'objet, qui peut être reconstruit si l'on dispose d'un nombre important de mesures.

Dans ce cas, la connaissance de la phase de la TF de l'objet, et donc de la position des franges est primordiale pour pouvoir réaliser une TF inverse. Cela pose un certain nombre de problèmes liés aux perturbations atmosphériques qui ne seront pas abordés en détail ici. Notons simplement que la détermination de la phase de la visibilité se fait par une technique appelée clôture de phase et que celle-ci nécessite des observations interférométriques à trois télescopes pour pouvoir s'affranchir de la phase atmosphériques aléatoire.

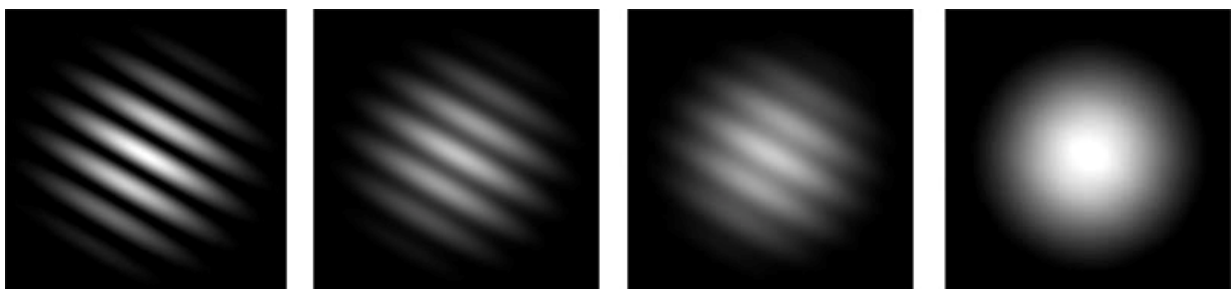


Figure 21 : Images d'une étoile au foyer d'un interféromètre. A gauche, l'étoile n'est pas résolue (on peut la considérer comme un point), l'image obtenue au foyer est la réponse impulsionnelle de l'interféromètre. Plus le diamètre angulaire de l'étoile θ augmente (ou la séparation entre les télescopes B) plus le contraste des franges diminue. Celui-ci devient nul lorsque (dans le cas où l'objet est un disque uniforme) $B=1.22\lambda/\theta$ comme dans l'image de droite.

2.4.3 Effet de l'atmosphère, traitement de Fourier et étoile de calibration

Afin d'obtenir la visibilité pour une base donnée, il est donc nécessaire de mesurer le contraste des franges, ce qui est possible en théorie, mais qui se complique fortement dans la pratique. En effet, pour les interféromètres terrestres, il convient de prendre en compte les différents effets introduits par la traversée de l'atmosphère par l'onde. Celle-ci provoque plusieurs effets nuisibles à l'observation décrits par Pierre Léna dans *Méthodes physiques de l'observation*. La scintillation est une fluctuation d'éclat observable à l'œil nu et qui correspond à un étalement ou une concentration de l'énergie du front d'onde. L'agitation de l'image dans le plan focal de l'instrument correspond à une variation de l'angle du plan tangent au front d'onde. Enfin, l'étalement de l'image est dû à une perte de cohérence spatiale sur la pupille.

Ces trois effets introduisent donc des modifications du signal d'un objet observé par un interféromètre : chute du contraste et perte de la phase réelle des franges, variation du flux de l'objet (différent pour chaque télescopes ce qui est problématique pour la recombinaison des faisceaux). Ces modifications étant variables dans le temps et aléatoires, il est nécessaire, afin d'éviter de « flouter » les franges d'interférence, d'observer l'objet en utilisant un temps de pose le plus court possible mais dont le rapport signal (SNR) à bruit est tout de même acceptable.

Le contraste des franges est rarement mesuré directement (sauf dans le cas d'AMBER, voir Chapitre 3), mais il est généralement mesuré en utilisant un traitement dans l'espace de Fourier souvent appelé méthode de la densité spectrale parce qu'il utilise cette quantité correspondant à la TF de la distribution d'intensité au foyer de l'interféromètre. La Figure 22 présente un exemple d'image de plusieurs objets plus ou moins résolus au foyer d'un interféromètre et de la densité spectrale correspondante. Celle-ci est constituée de trois pics. Le pic central correspond à la fréquence spatiale zéro de l'image et donc au flux total de celle-ci. Les pics secondaires correspondent quant à eux à la fréquence $\lambda/\bar{B}$, et ont une amplitude proportionnelle au contraste des franges. Ainsi la mesure du rapport d'énergie entre le pic central et les pics secondaires permet de déterminer ce paramètre et donc la visibilité de l'objet à la fréquence spatiale $\lambda/\bar{B}$. Celle-ci est généralement déterminée en effectuant des moyennes sur un grand nombre de poses courtes.

Malgré tout, ce traitement ne permet pas de corriger l'ensemble des perturbations introduites par l'atmosphère, en particulier celles concernant l'étalement du flux de l'objet qui provoque une surestimation de sa taille. L'interféromètre introduit également une baisse de contraste qui dépend de sa configuration. La visibilité mesurée par un interféromètre pour un objet entièrement non résolu est souvent appelée visibilité instrumentale. Celle-ci tient compte également de la chute de

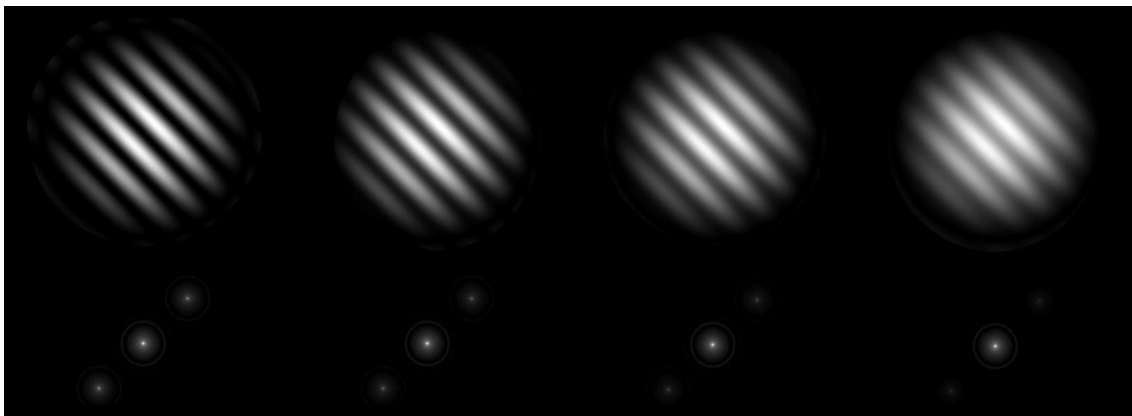


Figure 22 : En haut : images d'étoiles au foyer d'un interféromètre à deux télescopes (Tache d'Airy frangée). En bas : Densités spectrales (TF de l'intensité) correspondantes. De gauche à droite, le diamètre de l'étoile augmente, le contraste des franges diminue, de même que l'intensité des pics secondaires correspondants à la fréquence $\lambda/\bar{B}$.

visibilité due à l'atmosphère et cette grandeur est par conséquent variable dans le temps. Il convient, afin de déterminer la visibilité réelle d'un objet, de diviser sa visibilité observée par celle d'un objet non résolu. Dans la pratique, cette procédure, appelée calibration est effectuée en observant une étoile dont l'extension est connue (calibrateur) afin de déterminer la visibilité instrumentale.

2.4.4 Etude de la géométrie des objets

2.4.4.1 Estimation de la taille de l'étoile et de l'enveloppe circumstellaire.

Dans le cas des étoiles chaudes actives, l'objet possède au moins deux composantes bien distinctes : l'étoile centrale et l'enveloppe circumstellaire. Considérons tout d'abord un modèle très simple composé de deux disques uniformes de diamètres $D_\star$ et D_{env} , représentant respectivement l'étoile et l'enveloppe et dont les flux respectifs sont $F_\star$ et F_{env} . Naturellement, $D_\star < D_{\text{env}}$. Une coupe radiale de la visibilité (module de la TF de l'objet) pour chacune de ces composantes est tracée Figure 23. Il s'agit évidemment d'une tache d'Airy correspondant à la TF d'une porte circulaire. L'enveloppe seule est donc résolue pour une base de longueur λ/D_{env} , alors que l'étoile nécessite d'atteindre une longueur de $\lambda/D_\star$. La fonction de visibilité de l'objet complet est aussi présentée Figure 23. Il s'agit de la somme pondérée par le rapport de flux des visibilités des deux composantes de l'objet (TF d'une somme = somme des TF). On note ainsi l'apparition d'un palier dont la visibilité est $F_\star/(F_\star + F_{\text{env}})$. Ce palier correspond à une longueur de base résolvant entièrement l'enveloppe circumstellaire et ne résolvant pas du tout l'étoile.

Ainsi lorsqu'on effectue une mesure de la visibilité d'une étoile chaude active avec une seule base, il est très important de connaître le rapport de flux entre l'enveloppe et l'étoile à la longueur d'onde utilisée. Si l'on mesure la visibilité avec suffisamment de bases de longueurs différentes, on peut déterminer ce rapport. Cela sous-entend, bien sur, l'utilisation de bases de longueur supérieure à λ/D_{env} , ce qui n'est pas toujours possible. Dans ce cas il faut pouvoir déterminer ce rapport d'une autre manière, par exemple en utilisant des mesures photométriques (voir Section 2.1.2).

Ayant déterminé le rapport de flux, on peut alors déterminer, par la mesure d'un seul point de visibilité, l'extension de l'enveloppe dans le cas d'une étoile entièrement non résolue. Dans le cas où l'enveloppe est entièrement résolue, on peut déterminer le diamètre de l'étoile.

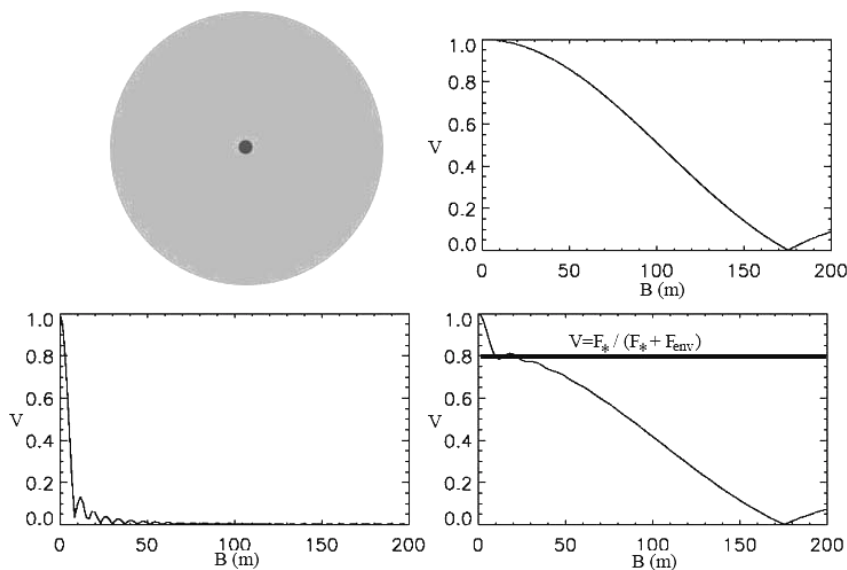


Figure 23 : En haut à gauche : étoile + enveloppe modélisées par deux disques uniformes. En haut à droite : Visibilité obtenue pour des bases de 0 à 200m pour l'étoile uniquement. En bas à gauche : Visibilité obtenue pour l'enveloppe seule. En bas à droite : Visibilité obtenue pour le modèle d'étoile + enveloppe.

2.4.4.2 Distribution radiale de l'intensité dans les photosphères et les enveloppes

Dans la section précédente nous considérons l'étoile et son enveloppe comme des disques uniformes. Dans ce cas il était possible de déterminer l'extension du disque grâce à une seule mesure interférométrique. Or il est évident que cette approximation ne convient ni à une étude détaillée de la photosphère des étoiles chaudes actives qui nécessite la prise en compte des assombrissements centre-bord et gravitationnel, ni à celle encore plus complexe de leur environnement circumstellaire.

Il est donc nécessaire de pouvoir tester différentes hypothèses sur la distribution radiale d'intensité de ces deux composantes. La Figure 24 présente les visibilitées théoriques obtenues à $0.6\mu\text{m}$ pour des bases comprises entre 0 et 300m et pour trois distributions radiales différentes : un disque uniforme, un anneau uniforme, et un disque gaussien.

Pour des bases inférieures à 90m les différences entre les trois modèles sont de l'ordre de 1% et sont donc difficilement détectables avec nos instruments actuels comme nous le verrons dans le chapitre suivant. De plus quelque soit la mesure effectuée, si celle-ci est unique, elle peut toujours être expliquée grâce à chacun des trois types de modèles cités plus haut.

Il en résulte qu'afin de discriminer ces modèles il est nécessaire d'effectuer plusieurs mesures avec des longueurs de base différentes. De plus, en l'état actuel de la précision des instruments, il est inutile d'effectuer plusieurs mesures dans l'intervalle $[0,90\text{m}]$ où les différences sont de l'ordre du pourcent.

Deux valeurs sont particulièrement importantes afin de déterminer avec précision la distribution radiale d'intensité de l'objet : la position du premier zéro de la fonction de visibilité, et le maximum du second lobe de visibilité. En effet, si la première valeur nous renseigne essentiellement sur l'ordre de grandeur de l'extension de l'objet, la seconde permet de discriminer parfaitement tout type de modèle. Dans le cas d'un disque uniforme le maximum du second lobe est 0.13, dans le cas d'un anneau il dépend de la largeur de l'anneau (0.35 dans notre exemple). Pour une fonction non bornée (par exemple dans le cas d'une gaussienne), il n'y a pas de premier zéro, et donc par conséquent pas de second lobe de visibilité.

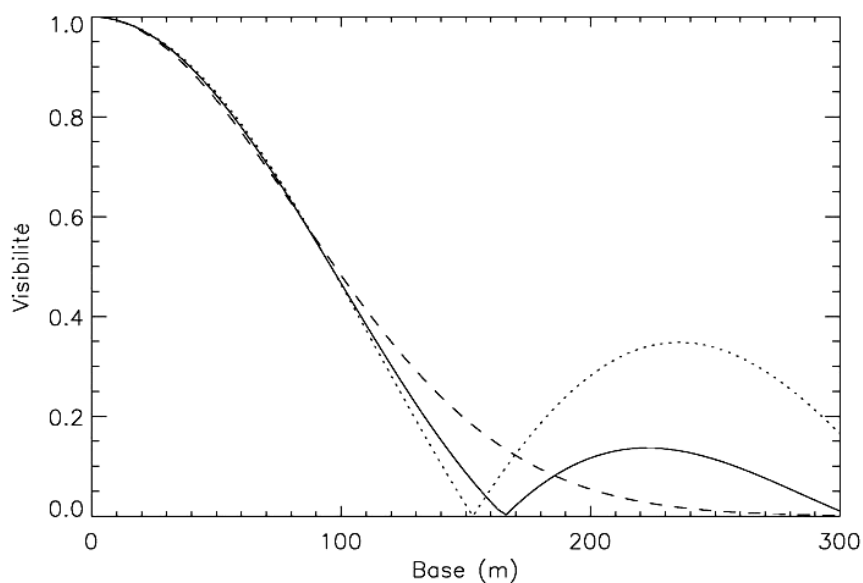


Figure 24 : Visibilités théoriques à $0.6\mu\text{m}$ pour trois modèles de distributions radiales différentes : disque uniforme de diamètre 1mas (trait plein), anneau de diamètre extérieur 0.7 mas et d'épaisseur 10^{-2} mas (pointillés), et un disque gaussien d'écart type 0.37mas (tirets).

2.4.4.3 Orientation des bases et dépendance azimutale de la visibilité

La modélisation des enveloppes circumstellaires et des étoiles par des fonctions centro-symétriques est une approximation grossière qui convient rarement à l'étude des étoiles chaudes actives. Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, l'étoile centrale peut être déformée sous l'effet de sa propre rotation, elle prend alors une forme ellipsoïdale, quand aux enveloppes, leur morphologie est très variée et dépend du type d'étoile étudiée. On retrouve souvent des disques équatoriaux et des vents polaires (Be, Ae/Be de Herbig), plus rarement des enveloppes plus sphéroïdales (Pour certaines B[e] par exemple). Il existe également, comme nous l'avons déjà abordé, une grande variété de types d'inhomogénéités. Tous ces écarts à la symétrie centrale modifient considérablement les visibilité obtenues lors de l'observation de ce type d'objet.

Nous avons vu dans les deux sections précédentes que la mesure de visibilité avec des bases de longueurs différentes permettait de sonder différentes fréquences spatiales et de déterminer avec précision la distribution radiale d'intensité d'un objet. Mais comme nous l'avons énoncé dans le théorème de Van Cittert et Zernike, et comme cela semble évident à la vue de la Figure 21, cette fréquence spatiale, dont on mesure la contribution dans l'objet, ne dépend pas uniquement de la longueur de la base mais aussi de son orientation. Ainsi deux bases de même longueur mais d'orientation différentes ne mesurent pas la même contribution.

Figure 25 sont tracées les courbes de visibilité en fonction de l'orientation de la base pour un modèle de disque uniforme et trois modèles d'ellipses d'aplatissements respectifs 1.25, 1.5 et 1.75. Dans ces trois cas non centro-symétriques la visibilité dépend fortement de l'orientation de la base, et la mesure de la visibilité pour plusieurs orientations de base permet donc de déterminer l'aplatissement de l'ellipse.

Ainsi, des mesures de visibilité ont permis de mesurer l'aplatissement d'un certain nombre d'étoiles en rotation rapide, comme nous l'avons déjà signalé Chapitre 1 dans le cas de l'étoile Achernar.

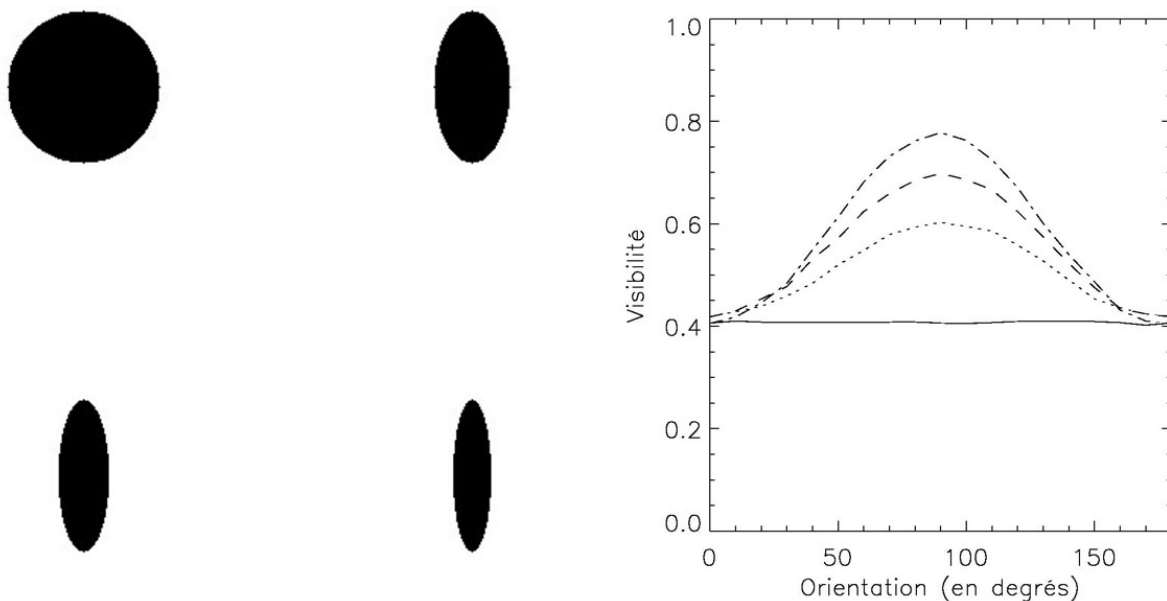


Figure 25 : Visibilité en fonction de l'orientation de la base par rapport au grand axe de l'enveloppe pour un modèle de disque uniforme (trait plein) et trois modèles d'ellipses uniformes d'aplatissements respectifs 1.25 (pointillés), 1.5 (tirets) et 1.75 (tirets et pointillés). Le grand axe (ou rayon dans le cas du disque) de l'enveloppe simulée est de 10mas, la longueur de la base de 17m, et la longueur d'onde d'observation de 2.1 μ m.

Considérons maintenant le cas d'un disque équatorial entourant une étoile chaude active. Pour commencer, prenons le cas d'un disque géométriquement mince (angle d'ouverture négligeable) perpendiculaire à l'axe de rotation de l'étoile. La projection de ce disque sur le plan du ciel est une ellipse dont l'aplatissement dépend de l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à la ligne de visée :

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{\cos i}$$

Où a et b sont respectivement le grand-axe et le petit-axe de l'ellipse, et i l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à la ligne de visée.

Dans ce cas très simple on peut alors déterminer l'angle d'inclinaison à partir de la mesure de l'aplatissement de l'enveloppe. Comme nous l'avons déjà évoqué, la détermination de cet angle est essentielle à la compréhension des étoiles chaudes actives. Il s'agit en effet de la seule manière de déduire la vitesse de rotation des étoiles en levant l'ambiguïté introduite par la mesure du vsini. Or le rôle de la rotation dans l'éjection de matière est une des questions centrales concernant les étoiles chaudes actives et l'origine du phénomène Be.

Dans le cas d'un disque géométriquement épais, il faut prendre en compte l'angle d'ouverture (o) de ce disque, qui entraîne une diminution de l'aplatissement de l'enveloppe projetée sur le plan du ciel, ainsi qu'une modification de sa distribution d'intensité radiale. Ce deuxième point, difficilement détectable, dépend fortement de l'opacité du disque, et nous ne l'aborderons pas ici. En première approximation, on obtient pour l'aplatissement :

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{\cos(i - o/2)} \text{ pour } i > o/2, \text{ et } \frac{a}{b} = 1 \text{ pour } i < o/2$$

La Figure 26 présente le schéma de ce modèle ainsi que la relation entre l'aplatissement, l'angle d'ouverture du disque équatorial, et l'inclinaison de l'axe de rotation. Dans ce cas, il devient impossible de déterminer précisément l'angle d'inclinaison de l'étoile, mais la mesure de l'aplatissement permet encore d'en fixer une limite inférieure, et donc une limite supérieure sur la vitesse de rotation de l'étoile.

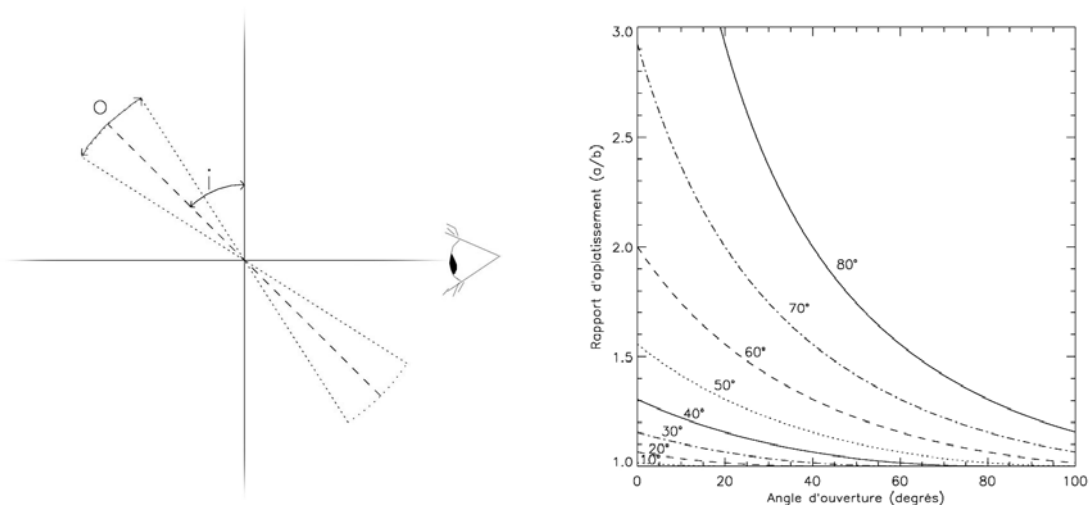


Figure 26 : A gauche : Schéma d'un disque équatorial d'angle d'ouverture (o) et d'inclinaison (i). L'observateur est représenté par l'œil sur la droite du schéma. A droite : Rapport d'aplatissement du disque projeté sur le plan du ciel en fonction de l'angle d'ouverture (o) pour plusieurs valeurs de l'inclinaison (i).

2.4.5 Reconstruction d'image

Ainsi, un grand nombre de mesures de visibilités et de clôtures de phase est nécessaire afin d'étudier un objet dans son ensemble et d'en déduire les principales caractéristiques géométriques tant en ce qui concerne la distribution radiale de brillance que sa dépendance en orientation. Mais les méthodes présentées aux deux sections précédentes nécessitent toujours l'emploi de techniques d'ajustement de modèles, et donc l'utilisation de modèles « à priori ».

Afin d'obtenir la distribution de brillance d'un objet indépendamment de l'utilisation de modèles il convient d'utiliser des techniques de reconstruction « directe » d'image à partir de mesures interférométriques. Considérant que ces mesures représentent un échantillonnage du plan des fréquences spatiales de l'objet, il est possible, en utilisant des algorithmes de transformation de Fourier inverse, de reconstruire une image, dont la qualité dépendra du nombre de points de mesure et de l'incertitude sur ceux-ci.

Cette technique, courante en interférométrie radio, a déjà été utilisée plusieurs fois en interférométrie visible et infrarouge afin d'obtenir des images de surface d'étoile et de binaire. En 1994 les premières images reconstruites (dans le continu à 550nm et dans la raie H α) de l'environnement circumstellaire d'une étoile chaude active, ξ Tauri, sont obtenues par Quirrenbach et al. (1994). Néanmoins, les observations ayant été réalisées avec un interféromètre à deux télescopes, MARK III, la phase de l'objet n'a pu être enregistrée et la reconstruction d'image a nécessité l'utilisation de l'algorithme du maximum d'entropie couramment utilisé en interférométrie radio. La Figure 27 présente la couverture du plan des fréquences spatiales ainsi que les deux images reconstruites de l'environnement circumstellaire de ξ Tauri.

Une campagne d'observation VLTI/AMBER de l'étoile α Arae, que j'ai coordonnée, a été menée durant le printemps et l'été 2007 afin de pouvoir reconstruire une image dans le continu en bande K de son environnement circumstellaire. Cette campagne présentée plus en détail Section 5.3.1.1 devrait permettre de reconstruire la première image entièrement indépendante de l'utilisation de modèles de l'environnement circumstellaire d'une étoile Be.

Ces techniques sont d'autant plus gourmandes en temps d'observation que le nombre de télescopes utilisés simultanément est faible. Ainsi, dans le cas d' α Arae 36 heures d'observations AMBER ont été nécessaires afin d'obtenir 72 modules de visibilité et 24 clôtures de phase. Le développement de nouveaux instruments pour le VLTI, recombinaison jusqu'à huit faisceaux, et mesurant ainsi 28 modules de visibilité simultanément (voir Section 3.4.6), permettra de réduire d'environ 10 fois le temps nécessaire à la réalisation d'une image. Enfin, l'imagerie directe en mode hypertélescopes sera probablement rendue possible par la construction de nouveaux interféromètres regroupant plusieurs dizaines de télescopes (KEOPS, CARLINA...)

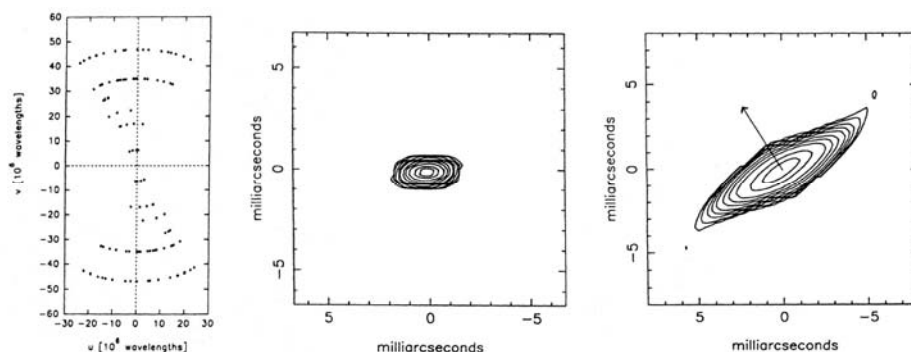


Figure 27 : D'après Quirrenbach et al. (1994). De gauche à droite : Couverture du plan des fréquences spatiales pour la campagne d'observation 1992 de l'étoile ξ Tauri, images reconstruites dans le continu à 550nm (au centre), et dans la raie H α (à droite) par la méthode de maximum d'entropie utilisée couramment en interférométrie radio.

2.4.6 Interférométrie à haute résolution spectrale

Section 2.2, nous avons abordé l'apport de la spectroscopie à l'étude des étoiles chaudes actives. L'apport principal de cette technique provient de l'existence de l'effet Doppler qui permet de relier des décalages spectraux dans les raies d'absorption et d'émission à des zones d'isovitesse radiale.

Mais, comme nous l'avons souligné, cette technique permet uniquement de mesurer le flux global émis pour chaque zone. Or, afin de discriminer entre différents modèles (expansion ou rotation de l'enveloppe par exemple, ou détermination de l'exposant de la loi de rotation), il est essentiel de pouvoir déterminer la géométrie de chacune des zones d'isovitesse radiale.

Comme nous l'avons déjà énoncé Section 2.4.1, la résolution spatiale des télescopes actuels est trop faible pour pouvoir mesurer des détails géométriques sur la plupart des étoiles chaudes actives et leur environnement circumstellaire. Par ailleurs, en utilisant des bases de longueurs suffisamment importantes, l'interférométrie permet de déterminer l'extension, la morphologie, et, en utilisant la clôture de phase afin de déterminer la phase réelle des franges, la position de ces objets.

Il semble donc naturel de penser que le couplage interférométrie et spectroscopie permette de lever les ambiguïtés relatives à la cinématique des étoiles chaudes actives et de leur environnement circumstellaire. Il convient donc d'étudier les observables caractéristiques de l'interférométrie à haute résolution spectrale, ou spectro-interférométrie différentielle.

2.4.6.1 Visibilité et phase : absolue ou différentielle ?

Les observables de l'interférométrie sont des mesures du module de la visibilité (i.e contraste des franges d'interférence) et de sa phase (i.e position des franges d'interférence). En interférométrie à haute résolution spectrale, on utilise un dispositif dispersif (réseau, prisme...) afin d'étaler les franges d'interférence en longueurs d'onde sur l'ensemble de la bande spectrale étudiée. L'observable ainsi obtenue permet de déterminer le contraste et la position des franges d'interférence en fonction de la longueur d'onde.

En effectuant les calibrations adéquates, il est possible de déduire deux fonctions de la longueur d'onde : le module absolu de visibilité $V(\lambda)$, et la clôture de phase de la visibilité $\phi(\lambda)$. La calibration du module de visibilité nécessite l'observation d'une étoile de référence dont la visibilité est connue, afin de déterminer la visibilité instrumentale et de pouvoir corriger les mesures de cette valeur. La détermination de la clôture de phase nécessite, comme nous l'avons évoqué, l'observation simultanée avec trois télescopes afin de corriger les perturbations des fronts d'onde introduites non seulement par l'instrument mais aussi par l'atmosphère.

Si on ne dispose que de deux télescopes, on ne peut pas déterminer la clôture de phase de la visibilité, néanmoins on accède tout de même aux informations concernant la variation de la phase en fonction de longueur d'onde. On fixe alors arbitrairement la phase à zéro pour une certaine longueur d'onde (souvent dans le continu lorsqu'on observe une raie en émission).

L'observable ainsi obtenue est nommée phase différentielle puisque l'information qu'elle contient ne concerne que la variation de la phase en fonction de longueur d'onde et non sa valeur absolue. Dans la majorité des problèmes qui concernent la cinématique des étoiles chaudes actives, l'obtention de la phase différentielle est suffisante pour lever les ambiguïtés introduites par l'observation spectroscopique, puisqu'il s'agit généralement de déterminer le déplacement du photocentre de l'enveloppe et non sa position absolue dans le plan du ciel.

Enfin, il est possible de définir la visibilité différentielle de la même manière que la phase différentielle. Celle-ci ne nous renseigne pas sur l'extension d'un objet à une certaine longueur d'onde mais uniquement sur la variation d'extension en fonction de la longueur d'onde. Cette observable peut être utile en cas d'impossibilité de calibration d'une mesure.

2.4.6.2 Géométrie et cinématique de l'enveloppe circumstellaire

A la Section 2.2.2.2, consacrée à l'apport de la spectroscopie à l'étude de la cinématique des enveloppes circumstellaires, nous avons étudié les exemples d'un disque en rotation et d'un disque en expansion. Ces deux cinématiques différentes peuvent produire des profils doubles pics dont la morphologie ne diffèrent que légèrement dans les ailes de la raie. Il est donc quasiment impossible de discriminer objectivement ces deux modèles en utilisant uniquement des mesures spectroscopiques. Comme nous l'avons déjà souligné, les différences entre les modèles proviennent, non pas de la répartition d'intensité entre les zones d'isovitesse radiale, mais de leurs positions et de leurs extensions relatives. La Figure 28 présente schématiquement les zones d'isovitesse radiale pour ces deux modèles.

L'étude de la variation de la phase différentielle pour ces deux champs de vitesse révèle des différences permettant de lever l'ambiguïté introduite par l'étude spectroscopique. Rappelons une fois de plus que la phase de la visibilité est reliée à la position du photocentre de l'objet dans la direction de la base interférométrique utilisée. Ainsi deux bases perpendiculaires mesureront des déplacements de photocentre dans des directions différentes.

Commençons par étudier la variation de la phase de la visibilité pour une base parallèle au grand-axe de l'enveloppe projetée sur le plan du ciel. Dans le continu proche de la raie, cette observable, est arbitrairement nulle pour les deux modèles (définition de la visibilité différentielle).

Dans le cas du disque en rotation, le photocentre se décale dans une direction (à gauche dans notre schéma de la Figure 29) dans l'aile bleue de la raie, se recentre sur l'étoile au centre de la raie, puis se décale dans l'autre direction dans l'aile rouge de la raie. Il en résulte que la phase différentielle obtenue pour cet objet varie entre deux valeurs opposées entre l'aile bleue et l'aile rouge de la raie. Cette variation en « S », présentée schématiquement Figure 29 (image en haut à gauche), est caractéristique d'un objet en rotation (pour une mesure suivant le grand-axe de l'enveloppe).

Dans le modèle de disque en expansion, les zones d'isovitesse radiale sont toutes symétriques par rapport à l'étoile centrale, par conséquent il n'y a pas de variation de la position du photocentre, et donc la phase de la visibilité en fonction de la longueur d'onde dans une raie en émission reste constante (Figure 29 image en bas à gauche).

Ainsi l'utilisation de la phase différentielle permet à elle seule de déterminer si l'objet est en rotation ou en expansion. Pour un modèle combinant à la fois l'expansion et la rotation, la variation de la phase est d'autant plus grande que la rotation domine. Cette technique permet aussi, si la distance de l'objet est connue avec précision, de déterminer la loi de rotation dans l'enveloppe qui influe aussi sur l'amplitude de la variation en « S ». Ces points seront abordés plus en détail dans le Chapitre 5 avec les observations AMBER des étoiles α Arae et κ CMa.

Considérons maintenant une base parallèle au petit-axe de l'enveloppe projetée sur le plan du ciel. Dans ces cas, aucun mouvement de photocentre ne pourra être décelé dans le cas d'un disque en rotation et une faible variation en « S » dépendant de l'angle d'inclinaison i apparaît dans le cas d'un disque en expansion (nulle pour $i=90^\circ$). D'une manière générale, pour une enveloppe en rotation, la variation de la phase est d'autant plus grande que l'orientation de la base utilisée est proche du grand axe de l'enveloppe projetée sur le plan du ciel.

D'autres différences plus faibles entre les deux modèles concernent la variation du module de visibilité en fonction de la longueur d'onde dans une raie en émission. Rappelons que le module de la visibilité est lié à l'extension de l'objet. Dans le cas du disque en rotation, et pour une base dont l'orientation est proche du grand-axe de l'enveloppe projetée sur le plan du ciel, l'extension des zones d'isovitesse radiales augmente dans les ailes de la raie et atteint son maximum pour des décalages spectraux correspondant au double pic spectroscopique. Les zones d'isovitesse radiale à décalage spectral faible ont une extension (dans le sens du grand-axe) beaucoup plus réduite. Il en résulte une remontée centrale de la visibilité, et une morphologie en « W ».

Dans le cas d'un disque en expansion, l'extension des zones d'isovitesse radiale dans la direction du grand-axe diminue avec la valeur absolue du décalage spectral. Le profil de visibilité correspondant possède une forme en « V ». Cette forme est comparable à celle obtenue pour les deux modèles dans le cas d'une base parallèle au petit-axe de l'enveloppe.

Ainsi l'interférométrie à haute résolution spectrale permet d'étudier très précisément la cinématique des enveloppes circumstellaire des étoiles chaudes actives en levant un certain nombre d'ambiguïtés. Nous verrons, Chapitre 5, que cette technique permet également de déterminer avec précision la loi de rotation dans le disque équatorial, ainsi que de caractériser les inhomogénéités présentes dans l'enveloppe circumstellaire. En outre, cette technique pourrait être appliquée, en utilisant des bases suffisamment résolvantes, à l'étude de la cinématique des photosphères d'étoiles.

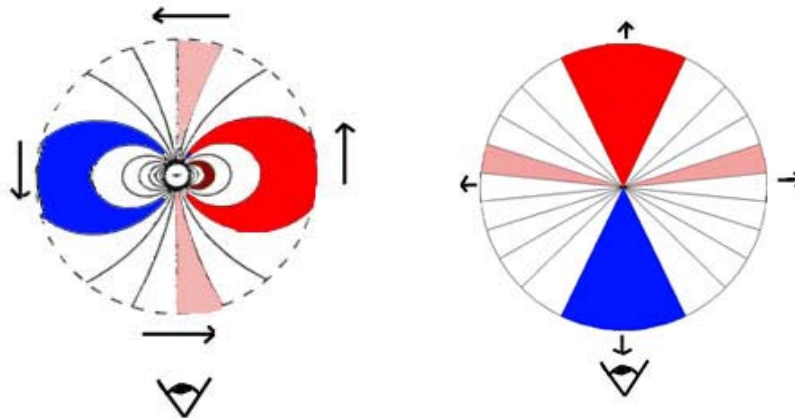


Figure 28 : Schéma des zones d'isovitesse radiale pour un disque circumstellaire en rotation (à gauche) et en expansion (à droite)

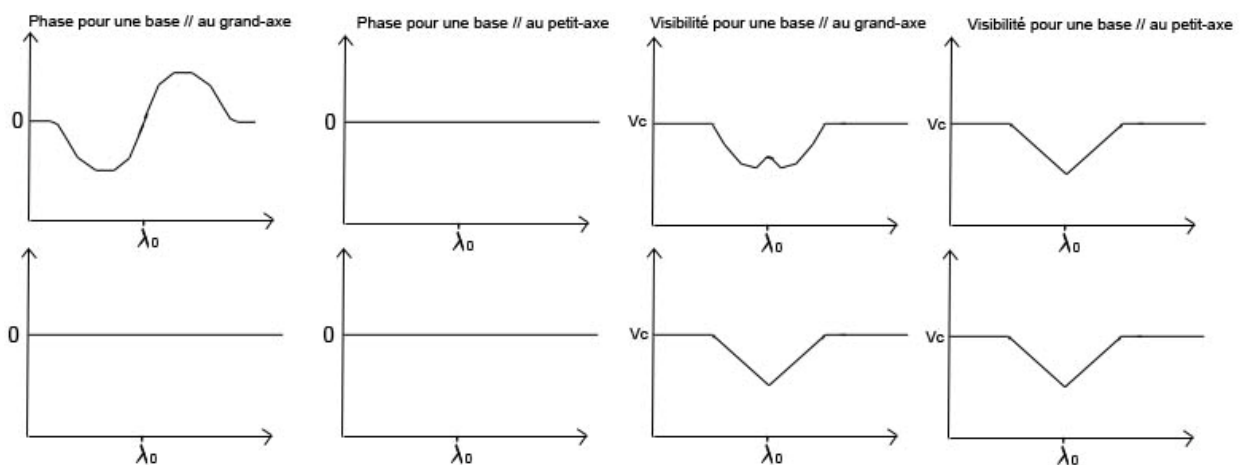


Figure 29 : Variation schématique de la phase et du module de la visibilité pour des bases parallèles au grand-axe et au petit-axe de l'enveloppe projetée ($i=90^\circ$), dans le cas d'un disque en rotation (en haut), et d'un disque en expansion (en bas). λ_0 est la longueur d'onde centrale de la raie considérée, et V_c correspond à la valeur de la visibilité dans le continu proche de la raie.

Chapitre 3

Le VLTI et les instruments AMBER et MIDI

3.1 Le VLTI

En 1983, l'observatoire austral européen (ESO) décida de construire un ensemble de télescopes de très grands diamètres sur un nouveau site d'observation. A l'origine du projet, les télescopes devaient uniquement fonctionner indépendamment les uns des autres et être équipés d'instruments photométriques, spectroscopiques et polarimétriques.

Mais au cours des années 70, de nombreux chercheurs relancèrent l'idée de Fizeau et Michelson d'augmenter la résolution angulaire des instruments en les faisant fonctionner en mode interférométrique. Ainsi les premiers interféromètres « modernes » furent construits dès la fin de la décennie (par exemple SOIRDETE et le GI2T sur le plateau de Calern). Les progrès techniques réalisés et les premiers résultats scientifiques (principalement de mesures de diamètres stellaires puis de diamètres d'enveloppes circumstellaires) incitèrent l'ESO en 1987 à adjoindre un mode interférométrique au projet VLT : le VLTI (Very large Telescopes Interferometer).

En 1990 le site du Cerro Paranal situé à 2635m d'altitude, au Nord du Chili, dans le désert d'Atacama, fut choisi pour la construction du projet VLT/VLTI. La configuration des télescopes fut déterminée afin d'optimiser le mode interférométrique et en particulier la couverture du plan des fréquences spatiales qui, comme nous l'avons abordé au chapitre précédent, dépend de la longueur et de l'orientation des bases séparant les télescopes. Il fut ainsi décidé de construire quatre télescopes principaux fixes de 8,2m de diamètre appelés couramment UT (Unit Telescopes), dont la configuration prendrait en compte les reliefs du site et éviterait la redondance de base en terme de longueur et d'orientation (voir Figure 31). Le site comprendrait également quatre télescopes auxiliaires mobiles (AT) pouvant être déplacés sur des rails et qui, contrairement au UT, seraient entièrement destinés à l'interférométrie. Ces télescopes mobiles permettraient de disposer de près de 400 bases différentes, et ainsi d'obtenir un très bon échantillonnage en fréquence spatiale, afin de pouvoir à terme, accéder à la reconstruction d'images.

Les faisceaux provenant des différents télescopes seraient d'abord dirigés à travers des tunnels, leur différence de marche sera ensuite compensée par des lignes à retard. Enfin, leur recombinaison se fera dans le « laboratoire focal » spécialement conçu à cet effet à l'aide de l'un des instruments focaux du VLTI.

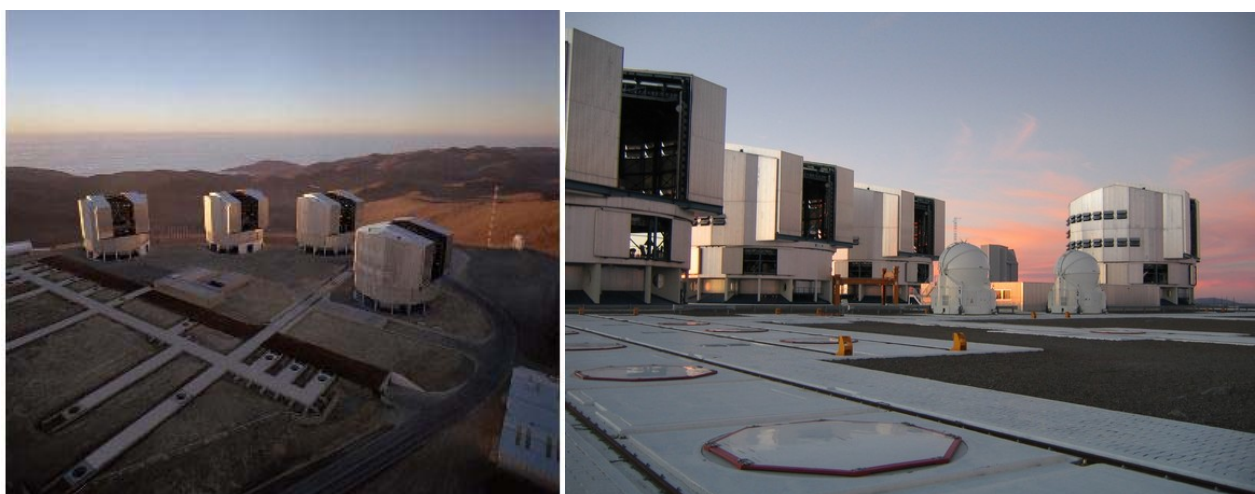


Figure 30 : A gauche : Vue d'ensemble aérienne du VLTI avec les quatre télescopes principaux (UT), les rails des télescopes auxiliaires (AT), et le labo focal. A droite : Au premier plan, les rails des AT. En arrière plan ; les quatre UT ainsi que deux AT.

Le premier « recombineur » de faisceaux du VLTI fut VINCI dont la construction fut lancée en 1998. Cet instrument devait permettre de tester le VLTI, et devait donc être simple et fiable afin de compenser le niveau de complexité du VLTI lui-même. Il fut donc réalisé comme une copie de l'instrument FLUOR qui fonctionnait alors sur l'interféromètre IOTA. Il s'agit d'un instrument fonctionnant dans le domaine du proche infrarouge

Mais VINCI, qui fut installé au VLTI en 2001, devait également permettre d'effectuer les premières observations scientifiques du VLTI. Les premières franges furent obtenues le 16 mars 2001 en utilisant des Sidérostats positionnés à la place des futurs télescopes auxiliaires. Une des plus remarquables campagnes d'observations effectuées avec VINCI concerna l'étoile Be Achernar. La mesure de près d'une soixantaine de points de visibilité avec une excellente couverture en terme d'orientation permet de déterminer l'aplatissement de la photosphère de cette étoile dont l'enveloppe circumstellaire est intermittente.

VINCI permit aussi de détecter des problèmes et des défauts du VLTI, et d'en corriger un certain nombre. Cette phase fut essentielle car l'utilisation à la première génération d'instruments focaux spécialement conçus pour le VLTI, plus complexes que VINCI, nécessitait des performances accrues et une plus grande fiabilité du VLTI.

Base (UT)	Longueur (m)	Orientation (°)
U1-U2	56.569	26.016
U1-U3	102.434	32.369
U1-U4	130.231	60.396
U2-U3	46.635	40.082
U2-U4	89.443	81.321
U3-U4	62.463	110.803

Base (AT)	Longueur (m)	Orientation (°)
B0-C0	7.989	70.973
A1-C1	15.999	70.980
B4-D2	25.299	89.448
I1-K0	46.640	11.986
C0-J2	114.556	95.784
B5-J3	152.850	28.137
B5-J6	201.916	14.707

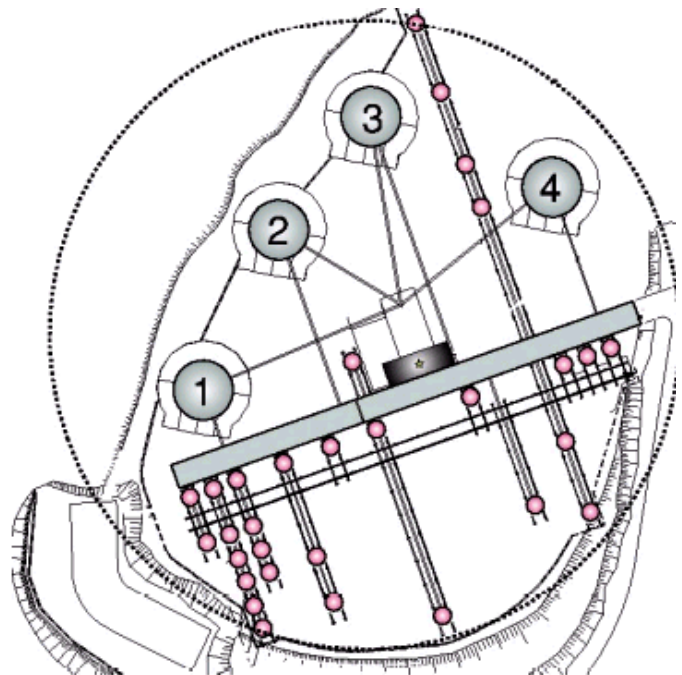


Figure 31 : A gauche : Dénomination, longueur et orientation des 6 bases du VLTI formées à partir des télescopes principaux et de quelques bases formées à partir des télescopes auxiliaires dont la base la plus courte et la plus longue. A droite : Plan du VLTI avec la position des 4 télescopes fixes (UT) de 8.2m (numéros de 1 à 4), et les positions possibles pour les télescopes auxiliaires mobiles (points roses).

3.2 MIDI

3.2.1 L'instrument

En 1997, l'ESO accepte la proposition d'un consortium réunissant douze instituts allemands, français, et néerlandais, de construire un instrument dédié au VLTI permettant de recombinaison deux faisceaux et fonctionnant dans l'infrarouge moyen, en bande N, entre 8 et 13 μ m. Cet instrument, nommé MIDI (MID-infrared Interferometer), profite ainsi de la grande qualité de la transmission atmosphérique caractéristique de cette bande photométrique.

Le concept optique de MIDI est assez différent de celui de la plupart des interféromètres et en particulier de celui présenté brièvement dans la section interférométrie du chapitre précédent. Ainsi, les deux faisceaux ne sont pas recombinaison dans le plan focal, et la figure d'interférence n'est pas une tache d'Airy frangée. Les faisceaux dont la différence de marche a été globalement corrigée par les lignes à retards du VLTI sont recombinaison de façon afocale. Il en résulte que la différence de marche est homogène dans l'ensemble du plan d'observation. Ainsi la figure d'interférence observée dans ce mode de recombinaison, appelée teinte plate, est une tache uniforme dont l'intensité dépend de la différence de marche entre les faisceaux. Pour une différence de marche nulle (modulo λ) l'interférence est constructive et l'intensité observée est maximale. Dans le cas d'une différence de marche de $\lambda/2$ (modulo λ) l'interférence est destructive et l'intensité est minimale.

En faisant varier la différence de marche entre les deux faisceaux au cours du temps à l'aide de miroirs montés sur des piézo-électriques, l'état d'interférence dans le plan d'observation varie alternativement entre des états d'interférence constructives et destructives. L'enregistrement de ces modulations permet ainsi à MIDI de reconstruire temporellement un interférogramme comme celui présenté Figure 32. Le contraste des franges de cet interférogramme est identique à celui qu'aurait formé un interféromètre fonctionnant dans le plan focal. Il est ainsi possible à partir de la mesure de ce contraste de déduire la visibilité de l'objet étudié. En pratique, le capteur enregistre le signal provenant de deux voies interférométrique (I_1 et I_2) en opposition de phase, c'est-à-dire dont la différence de marche entre les deux faisceaux est égale à $\lambda/2$. Afin de reconstruire l'interférogramme de la Figure 32, le signal provenant de I_2 est soustrait à celui provenant de I_1 .

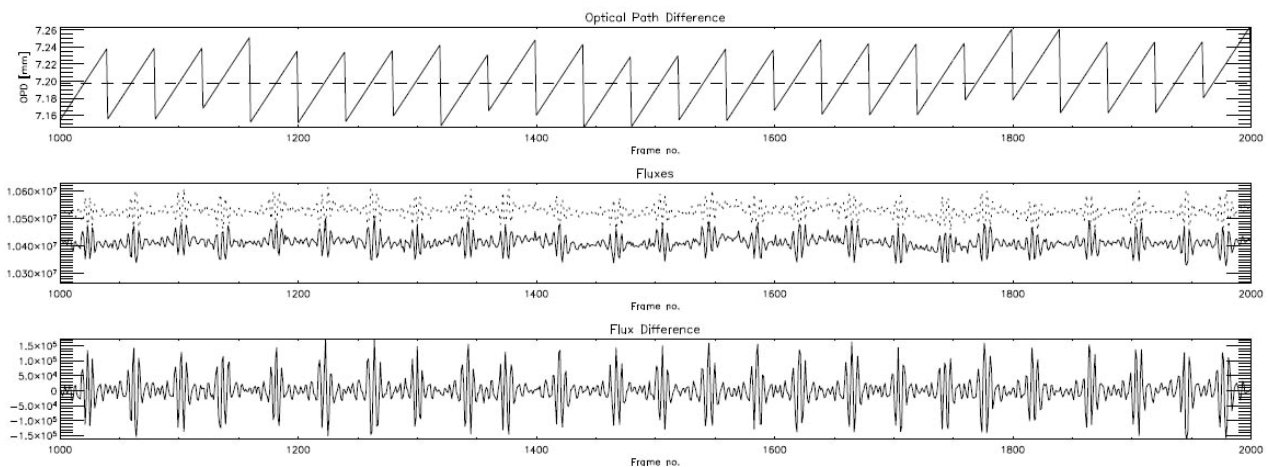


Figure 32 : Observables temporelles MIDI pour une longueur d'onde donnée. En haut : différence de marche introduite par le mouvement du miroir interne montés sur piézo-électriques. Au milieu : interférogramme formé sur chaque voie interférométrique (I_1 et I_2). En bas : interférogramme «final» formée par la soustraction des signaux provenant de I_1 et I_2 .

MIDI comporte deux modes de dispersion spectrale et fonctionne donc en mode d'interférométrie différentielle. La dispersion est effectuée par un prisme dans le mode faible résolution spectral ($\lambda/\Delta\lambda \sim 30$), et par un grisme (combinaison d'un prisme et d'un réseau) dans le mode de résolution spectrale « intermédiaire » ($\lambda/\Delta\lambda \sim 230$).

Enfin, il existe un mode haute précision photométrique permettant de minimiser les barres d'erreurs sur les mesures, appelé SCI-PHOT mode, dans lequel le flux des faisceaux est enregistré conjointement au signal interférométrique grâce à deux séparateurs de faisceaux prélevant 30% de la lumière incidente.

3.2.2 Acquisition et réduction des données

La séquence d'acquisition des données de MIDI commence par l'acquisition de la source. MIDI permet de former des images pour chacun des deux faisceaux provenant des télescopes (pour $\lambda = 8.7\mu\text{m}$). Le pointage de chaque télescope permet normalement d'amener l'objet dans le champ de vue de MIDI (2x2 secondes d'arcs).

Le problème principal de cette phase de l'acquisition des données vient de l'importance du rayonnement thermique en bande N. Pour une source de magnitude N égale à 0, le flux par secondes d'arcs provenant du ciel (« background ») est environ 10 fois supérieur à celui provenant de la source. Afin de pallier à ce problème la procédure d'acquisition de la source de MIDI utilise la technique du « chopping » qui consiste à alterner très rapidement des images parfaitement pointées sur l'objet et d'autres légèrement dépointées. En soustrayant, l'image dépointée à l'image pointée, la quasi-totalité du fond thermique est supprimée, et seul le signal provenant de l'objet persiste.

Les images de l'objet ainsi formées sont alors centrées afin de maximiser par la suite leur superposition, essentielle à l'acquisition des données interférométriques. Après avoir acquis 1000 images de l'objet pour chaque télescope avec un temps de pose de 4ms, la procédure de recherche de franges interférométriques peut alors commencer. Cette procédure nécessite l'inclusion du dispositif dispersif, qu'il s'agisse du prisme pour la faible résolution spectrale ou du grisme dans le cas de la plus grande résolution spectrale. La procédure commence alors par la recherche de la différence de marche nulle (Zero OPD en anglais).

Après avoir établi cette position, l'enregistrement du signal interférométrique peut alors commencer. Il s'agit d'une procédure d'auto-suivie des franges utilisant les miroirs montés sur piézo-électriques internes à MIDI. Ceux-ci permettent de faire varier la différence de marche entre les deux faisceaux jusqu'à $80\mu\text{m}$ autour du zéro de l'OPD par pas successif d'environ $2\mu\text{m}$ et ainsi d'enregistrer un interférogramme temporel dispersé en longueur d'onde. Après chaque scan, les lignes à retard du VLTI sont repositionnées afin de recentrer le zéro de l'OPD. Les scans sont répétés plusieurs centaines de fois afin d'accroître la précision statistique des mesures. On obtient ainsi, grâce à la variation en dent de scie de la différence de marche introduite par les miroirs montés sur piézo-électricité de MIDI, un signal interférométrique de la forme de celui de la Figure 32 pour chaque longueur d'onde.

Il existe deux modes principaux d'observation avec MIDI, indépendamment de la résolution spectrale utilisée. Le High-Sens mode n'utilise pas de séparateur de faisceaux et tout le flux participe à la formation du signal interférométrique. La photométrie est mesurée avant ou après l'acquisition de ce dernier. Cette technique permet d'observer des objets plus faibles, mais les fluctuations de photométrie de la source due à l'atmosphère étant de l'ordre de 10 à 15%, les incertitudes sur la mesure des visibilités sont du même ordre de grandeur. Le mode Sci-Phot, utilise des séparateurs de faisceaux qui prélèvent 30% du flux afin d'effectuer les mesures

interférométriques et photométrie simultanément. Ce mode réduit la sensibilité de l'instrument mais accroît sa précision qui peut ainsi atteindre 1%.

Deux ensembles de fonctions C et IDL permettent de réduire les données MIDI. MIA (Midi Interactive data Analysis), utilise l'analyse des spectres de puissance afin d'extraire les visibilités des données MIDI. Il fut, à l'origine développé afin de permettre une réduction rapide des données pendant les observations à Paranal. L'autre système, EWS (Expert Work Station), utilise une méthode de « shift and add » (superposition des franges après les avoir déplacées).

Quelque soit la méthode utilisée, le programme calcule la visibilité brute pour l'objet de science, et pour un ou plusieurs calibrateurs dont la taille est connue. La visibilité instrumentale (instrument + atmosphère) correspondant à la réponse impulsionnelle de l'instrument peut ensuite être déduite en corrigeant la visibilité du calibrateur de sa taille finie. En divisant la visibilité brute de l'objet de science par la réponse impulsionnelle, on obtient finalement la visibilité calibrée de cet objet. N'étant pas entré dans les détails de la réduction des données MIDI je ne détaillerai pas ici la procédure.

3.2.4 Apport de MIDI à l'étude des étoiles chaudes actives

Le spectre des étoiles chaudes actives est caractérisé, comme nous l'avons déjà évoqué dans les deux chapitres précédant, par la présence d'un excès infrarouge produit, soit par le rayonnement libre-libre d'une enveloppe circumstellaire de gaz (principalement d'hydrogène), soit par une combinaison de ce dernier avec l'émission thermique d'une enveloppe de poussière. Ainsi en bande N (8-13 μ m), le rayonnement de tels objets est généralement dominé par la contribution de son enveloppe. MIDI semble donc être, à priori, un excellent instrument pour étudier les environnements circumstellaires des étoiles chaudes actives.

Mais la résolution spatiale d'un interféromètre étant proportionnelle à λ , l'observation à 8 μ m, avec des bases de 200m ne permet que d'atteindre une résolution spatiale de 10 mas, soit 4 à 5 fois moins qu'une observation en proche infrarouge (bande J, H, et K). L'utilisation de MIDI ne pourra donc être utile que dans le cas des enveloppes circumstellaires très étendues, comme celles des supergéantes B[e], ou des étoiles jeunes Ae/Be de Herbig. Dans le cas des étoiles Be, nous verrons dans le Chapitre 5, que, même pour les étoiles les plus proches (α Arae, 70<d<110pc), l'environnement circumstellaire n'est que très marginalement résolu avec de très grandes bases. Mais nous verrons aussi que la mesure conjointe de l'extension des enveloppes en bande N et en bande K (avec l'instrument AMBER), impose des contraintes importantes sur leur géométrie et leur physique.

MIDI est l'instrument privilégié dans l'étude de la poussière circumstellaire. Ainsi, dans le cas d'un corps noir à la température de 300K, la loi de Wien indique que l'émission sera maximale pour une longueur d'onde de l'ordre de 10 μ m. De plus, un certain nombre de bandes d'émission caractéristiques de certains types de poussières sont présentes dans le domaine spectral accessible par MIDI. Par conséquent, en utilisant la résolution spectrale maximale de l'instrument ($\lambda/\Delta\lambda \sim 230$), il est théoriquement possible d'étudier la variation de la visibilité et de la phase entre le continu et ces différentes bandes, et ainsi déterminer la position et l'extension de ces zones d'émission dans l'environnement circumstellaire.

Le mode d'interférométrie différentielle de MIDI ne permet par contre pas d'étudier la cinématique des étoiles chaudes actives, principalement à cause de la faiblesse de la résolution, $\lambda/\Delta\lambda \sim 230$ correspond à des détails cinématique Δv de l'ordre de 1300km/s. De plus le domaine spectral de MIDI n'est pas optimisé pour l'étude des raies en émission, car généralement, l'intensité de celle-ci diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde (H α >H β >P α >P β ...).

3.3 AMBER

3.3.1 L'instrument

AMBER est un instrument fonctionnant dans le proche infrarouge (bandes J, H, et K) et permettant de recombinaison deux ou trois faisceaux. Il a été construit par un consortium réunissant 5 instituts scientifiques européens (Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Universitaire de Nice, Laboratoire Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Max-Planck Institut für Radioastronomie, et Observatorio Astrofisico di Arcetri).

Son principe de fonctionnement est résumé Figure 33. Les deux ou trois faisceaux provenant des télescopes du VLTI sont injectés dans des fibres optiques monomodes. Il s'opère alors un filtrage spatial ne conservant que la partie centrale de la tache d'Airy. Ainsi ne subsiste des déformations de front d'onde introduites par l'atmosphère qu'une variation photométrique.

Les faisceaux subissent ensuite une anamorphose effectuée par une série d'optiques cylindriques afin de concentrer l'énergie dans une direction (perpendiculaire au futur système de franges). Une partie du flux de chaque faisceau est prélevé pour effectuer la calibration photométrique. Enfin, les faisceaux sont ensuite recombinaison dans le plan focal. On obtient ainsi trois faisceaux photométriques (P_1 , P_2 , et P_3), et un faisceau interférométrique (i).

Les 4 faisceaux sont ensuite dispersés en longueur d'onde par un spectrographe. Il existe trois modes de dispersion spectrale : basse résolution (LR), $\lambda/\Delta\lambda \sim 30$; moyenne résolution (MR), $\lambda/\Delta\lambda \sim 1500$; et haute résolution (HR), $\lambda/\Delta\lambda \sim 12000$.

Les 4 faisceaux étalés en longueur d'onde sont alors enregistrés par le détecteur après avoir choisi un domaine spectral. En basse résolution, l'intégralité des bandes J, H, et K peut être enregistrée simultanément sur le détecteur. En moyenne et haute résolution, la largeur du domaine spectral accessible est plus réduite, et l'observateur doit choisir de centrer ses observations autour d'une longueur d'onde précise. La Figure 34 présente un exemple d'observable AMBER.

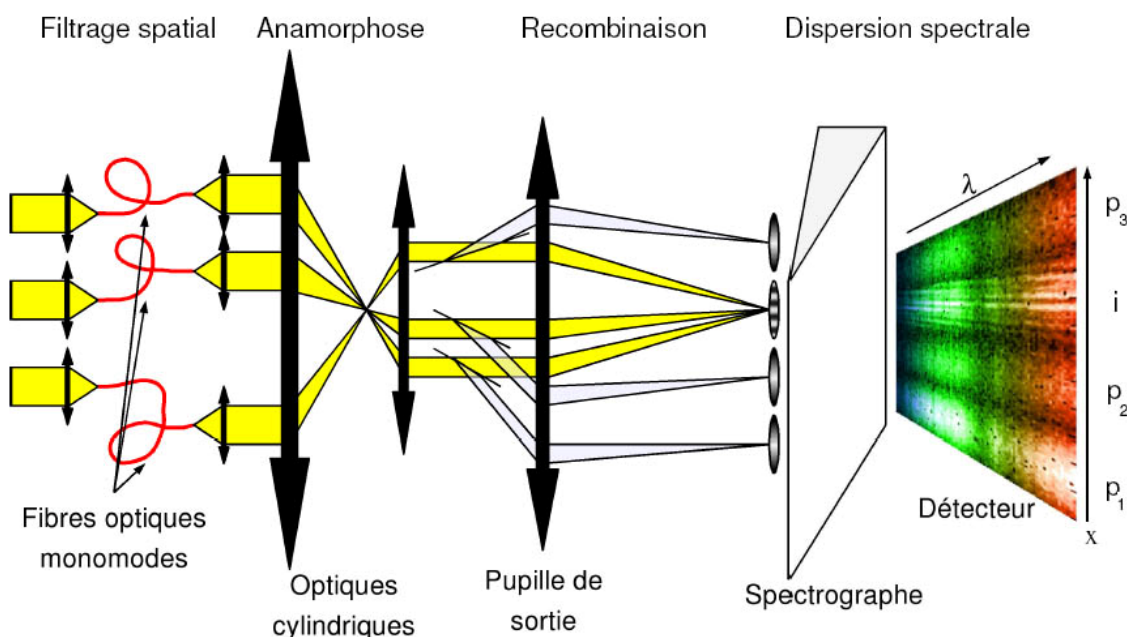


Figure 33 : Schéma de fonctionnement de l'instrument AMBER (d'après Millour 2006).

3.3.2 Acquisition et réduction des données

L'extraction de la visibilité et de la phase à partir d'une observable AMBER nécessite un certain nombre de calibrations. Citons en premier les classiques « Bad Pixel Map », « Dark Field », « Flat Field », et le « Sky » qui mesurent respectivement les pixels défectueux de la caméra, le rayonnement thermique ambiant de l'instrument, la réponse de l'ensemble des pixels de la caméra à un éclairage uniforme et le rayonnement ambiant du ciel.

De plus, tout comme pour MIDI et d'une manière générale pour l'ensemble des interféromètres, l'observation d'une étoile de calibration dont la taille et par conséquent la visibilité à la fréquence spatiale étudiée sont connues, est nécessaire à la mesure de la visibilité instrumentale (interféromètre + perturbations atmosphériques), et donc à l'extraction de la visibilité calibrée de l'objet. Ces observations s'effectuent selon la même procédure que les observations de l'objet « de science ».

Mais le cœur de la calibration des données AMBER provient de la méthode d'extraction des visibilités brutes à partir des canaux photométriques et interférométrique. Les données AMBER ne permettent généralement pas de déterminer les visibilités en mesurant le rapport entre l'énergie du pic central et celle des pics de fréquence $\bar{B}/\lambda$ dans le plan de Fourier, technique brièvement présentée Section 2.4.3. En effet, pour obtenir dans ce plan des pics franges bien séparés afin de pouvoir mesurer l'énergie totale de chacun d'entre eux, il faut que les interfranges des trois systèmes représentant les trois bases soient suffisamment espacés, ce qui nécessite un capteur de grande taille, et introduit donc un étalement du flux et par conséquent une baisse du rapport signal à bruit.

Afin de gagner un maximum en rapport signal à bruit, AMBER utilise une méthode de calibration des systèmes de franges dans le plan direct. Cette méthode, appelée P2VM (Pixel to Visibility Matrix), nécessite un certain nombre de mesures internes réalisées à l'aide d'une source cohérente présente dans l'instrument et permettant d'éclairer toutes les trois voies d'entrée. La Figure 35 présente l'ensemble de ces calibrations dans le cas à 3 télescopes. Ainsi, sont enregistrées toutes les combinaisons possibles d'éclairage d'une ou deux voies d'entrée. De plus, pour chaque mesure comportant plusieurs voies d'entrées ouvertes simultanément (et donc un système de frange dans la voie interférométrique), l'instrument effectue deux mesures, l'une avec une différence de marche nulle entre les deux faisceaux, et l'autre avec une différence de marche de $\lambda/2$. Dans le cas d'une observation à 2 télescopes, l'instrument effectue donc 4 mesures de calibration, et 9 dans le cas à 3 télescopes.

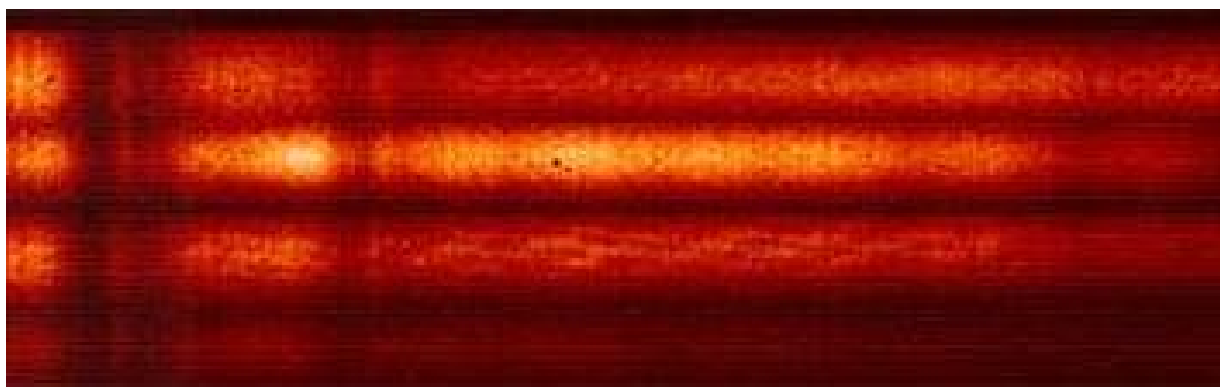


Figure 34 : Observable AMBER dans le cas d'une observation à 3 télescopes (étoile 70 Aql). De haut en bas : les canaux photométriques 1 et 2, la voie interférométrique, et le 3^{ème} canal photométrique.

Ces mesures permettent de déterminer la « Visibility to Pixel Matrix ». Cette matrice est alors inversée pour obtenir la P2VM qui permet, par ajustement linéaire des franges obtenues sur l'objet observé, de déterminer le module et la phase de la visibilité pour chaque base.

Les mesures de calibrations nécessaires au calcul de la P2VM sont effectuées à chaque changement de configuration de l'instrument AMBER (mode spectroscopique, temps d'intégration), c'est-à-dire plusieurs fois par nuit.

La réduction des données AMBER s'effectue à l'aide d'Amdlib, une librairie de fonctions C, ainsi que d'une interface graphique de plus haut niveau développée en Yorick, AmmYorick. Le concept de la réduction des données est relativement simple.

La fonction `amdlibComputeP2vm()`, calcule la matrice V2PM à l'aide des 4 ou 9 fichiers de calibrations évoqués plus haut. Cette matrice est stockée dans un fichier au format FITS injustement appelé P2VM. L'inversion de la matrice est effectuée ultérieurement par la fonction `amdlibExtractVisibilities()`. Cette fonction qui est le cœur de la réduction de donnée AMBER permet d'extraire des modules de visibilité et des clôtures de phase non calibrés mais corrigés d'un certain nombre de biais. Le calcul s'effectue soit image par image (1000 images environ par fichier d'observation), ou par « bin » c'est-à-dire par un groupe d'images ce qui permet de gagner en signal à bruit (SNR) mais entraîne une perte relative en terme de contraste des franges.

La définition de critères de sélection des images constitue un des points les plus délicats de la réduction des données AMBER. Les principaux critères utilisés concernent la photométrie ou le SNR.

Afin de compenser en partie la difficulté de déterminer avec une précision supérieure à 5% les visibilités absolues et la clôture de phase, ont été développés des algorithmes de réduction des données permettant de déterminer directement la visibilité et la phase différentielle à partir des données AMBER. Cette technique consiste principalement en une procédure de calibration de la visibilité de chaque canal spectral par la visibilité moyenne dans l'ensemble des autres canaux spectraux. Cette technique qui permet d'obtenir des barres d'erreur plus petites sur les observables différentielles (de l'ordre de 1%) ne permet pas de déterminer la visibilité absolue de l'objet.

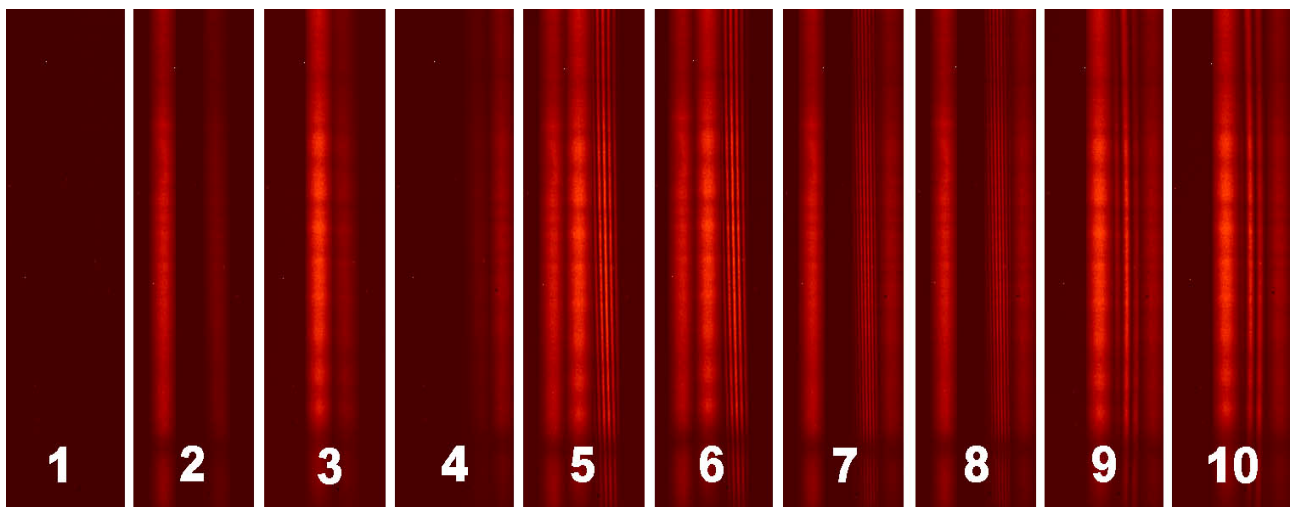


Figure 35 : Mesures de calibration utilisant la source cohérente interne d'AMBER nécessaire au calcul de la P2VM, dans le cas de observation à 3 télescopes de l'étoile α Ara. 1) Toutes les voies d'entrées sont fermées. 2) Voie 1 ouverte. 3) Voie 2 ouverte. 4) Voie 3 ouverte. 5) Voie 1 et 2 ouvertes et en phase. 6) Voie 1 et 2 ouvertes et déphasées de π . 7) Voie 1 et 3 ouvertes et en phase. 8) Voie 1 et 3 ouvertes et déphasées de π . 9) Voie 2 et 3 ouvertes et en phase. 10) Voie 2 et 3 ouvertes et déphasées de π .

3.3.3 Apport d'AMBER à l'étude des étoiles chaudes actives

Les spécifications d'AMBER ont été établies afin d'optimiser les observations pour trois programmes astrophysiques clés : les étoiles jeunes (Young Stellar Object ou YSO), les noyaux de galaxies actifs (AGN), et les planètes extrasolaires géantes et chaudes. Ainsi, les étoiles Ae/Be de Herbig qui sont à la fois des étoiles jeunes et des étoiles chaudes actives font parties des priorités de l'instrument.

Or, nous avons établi au Chapitre 1 les caractéristiques communes des étoiles chaudes actives : excès infrarouge à partir de $1\mu\text{m}$ et raies d'hydrogène en émission. Le domaine spectral accessible par AMBER a donc été défini pour permettre l'observation de cet excès infrarouge ainsi qu'une raie d'hydrogène, la raie Brackett γ (Br γ).

De plus aux longueurs d'onde d'observation d'AMBER ($1\text{--}2.5\mu\text{m}$), les contributions au flux total de l'étoile et de l'enveloppe sont généralement du même ordre de grandeur. Il en résulte que l'observation dans le proche infrarouge de la plupart des étoiles chaudes actives permet d'étudier simultanément la photosphère et l'environnement circumstellaire de ces étoiles. Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, les principales questions relatives à ces objets concernent l'éjection de la matière depuis la photosphère, ainsi que la réorganisation de celle-ci autour de l'étoile. AMBER semble donc être un instrument idéal pour mener à bien cette investigation.

De plus, la résolution spatiale maximale d'AMBER (avec les bases de 200m) est 1.5mas en bande J et 2mas en bande K. Ainsi, cet instrument permet d'étudier des détails 4 à 5 fois plus fins qu'avec MIDI. Grâce à cette résolution spatiale AMBER peut résoudre entièrement une étoile de 5 diamètres solaires à 30pc , et pour la même étoile située à 200pc (diamètre angulaire 0.25mas) la baisse de visibilité est de l'ordre de 5%. AMBER permet donc, tout comme son prédécesseur VINCI, d'étudier l'aplatissement des étoiles, et pour les plus proches ou les plus grosses, l'assombrissement gravitationnel et l'assombrissement centre-bord.

Concernant la géométrie des environnement circumstellaires des étoiles chaudes actives, la mesure de modules de visibilité avec des bases de longueurs comprises entre quelques mètres et 200m dans toutes les directions et pour une longueur d'onde de l'ordre de $1\text{ à }2\mu\text{m}$ permet de contraindre non seulement la taille des enveloppes, mais aussi l'aplatissement des disques équatoriaux, l'ouverture des vents polaires, et les distributions radiales d'intensité de ces objets. L'utilisation de 3 télescopes simultanément permet en outre de déduire la clôture de phase et d'obtenir une information sur la symétrie de l'objet, une clôture de phase nulle correspondant généralement à une symétrie sphérique de l'objet. Comme nous l'avons déjà énoncé Section 2.4.5, l'observation à 3 télescopes à l'aide de nombreuses bases permet en théorie de reconstruire des images de l'objet étudié.

Mais l'apport principal d'AMBER par rapport à son prédécesseur VINCI, outre la possibilité de mesurer des clôtures de phase, provient de sa capacité à allier haute résolution angulaire et haute résolution spectrale. Ainsi, en mode moyenne ou haute résolution spectrale, la variation du module et de la phase de la visibilité à travers les raies d'émission ou d'absorptions produite dans la photosphère de l'étoile ou dans son enveloppe circumstellaire permet d'étudier la cinématique de celles-ci. Dans le cas des étoiles chaudes actives la raie Br γ est accessible par AMBER. Nous verrons au Chapitre 5 que l'étude de la variation des observables interférométriques à travers la raie Br γ a permis la détermination de la cinématique des disques équatoriaux de 2 étoiles Be classiques ($\alpha\text{ Ara}$ et $\kappa\text{ CMa}$) ainsi que celle du vent d'une Ae/Be de Herbig (MWC297).

3.4 Limitations actuelles du VLTI et possibilités futures

Afin de conclure ce chapitre il convient d'évoquer succinctement les limites du VLTI et de ces instruments actuels MIDI et AMBER.

3.4.1 Résolution angulaire

La résolution angulaire d'un interféromètre dépend, comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, de la longueur de la base et de la longueur d'onde d'observation. Or les bases du VLTI les plus grandes ont une longueur de 130m pour les télescopes principaux (UT) et de 202m pour les télescopes auxiliaires (AT). Par conséquent les résolutions maximales sont respectivement pour MIDI et AMBER, 10 et 1.5 mas avec les AT, et 15 et 2.3 mas avec les UT.

Nous avons vu Sections 3.2.3 et 3.3.3 que ces résolutions permettaient d'étudier la géométrie des environnements circumstellaires de nombreuses étoiles chaudes actives, ainsi que la photosphère des objets les plus proches. Néanmoins nous savons aussi que les principales questions relatives aux étoiles chaudes actives concernent l'éjection de matière depuis la photosphère. Pour étudier avec une grande précision ces phénomènes il sera nécessaire « d'imager » de nombreuses surface stellaire (détermination des aplatissement, de la loi brillance à la surface), ainsi que de pouvoir résoudre des détails de l'ordre d'un dixième du diamètre stellaire pour localiser les zones d'éjection de la matière. Ainsi il faudra certainement atteindre des résolutions bien supérieures à celle actuellement accessible via les instruments du VLTI.

Il est assez peu probable que l'ESO décide de la construction de nouvelles bases plus grandes sur le site du VLTI, principalement, parce que la topologie du site ne le permettrait pas. Il est par contre possible de prévoir des recombineurs de faisceaux fonctionnant à des longueurs d'ondes plus courtes que celles d'AMBER. De tels instruments ont déjà fonctionné, c'est le cas par exemple de la table de recombinaison REGAIN de l'interféromètre GI2T installée dans l'arrière pays grassois, sur le plateau de Calern, qui fonctionnait dans le domaine visible. L'utilisation d'un tel domaine de longueur d'onde permet de gagner quasiment un facteur 3 sur la résolution spatiale.

VEGA, une version modifiée de la table de recombinaison REGAIN développée sous la direction de Denis Mourard à l'observatoire de la Côte d'Azur va être installé dans le courant de l'année 2007 sur l'interféromètre CHARA situé au Mont Wilson en Californie. La combinaison de très grandes bases (jusqu'à 330m) et de l'observation dans le visible va permettre d'atteindre une résolution angulaire de l'ordre de 0.3 mas.

3.4.2 Couverture du plan UV

Nous avons vu dans la présentation du VLTI que la position des UT et les positions possibles pour les AT avaient été déterminées afin de couvrir au mieux le plan UV (fréquence spatiale). Ainsi, la distribution des quelques 400 bases possibles du VLTI en terme de longueur de base (entre 8m et 202m) et d'orientation, est optimale. De plus, il convient d'ajouter à cette couverture l'effet de super-synthèse dû à la rotation de la Terre et donc à la variation de la longueur et de l'orientation de la base projetée sur le plan du ciel au cours d'une nuit d'observation. Ainsi en théorie la limitation de la couverture du plan UV provient essentiellement de l'existence d'une résolution angulaire maximale correspondant à la base de longueur maximale.

Mais la limitation réelle de la couverture du plan UV est en fait d'ordre technique. Ainsi la procédure de déplacement des AT est lourde et complexe, ce qui contraint l'ESO à limiter le nombre de bases accessibles pour chaque période d'observation. Pour les périodes 79 et 80

(respectivement d'Avril à Septembre 2007 et d'Octobre 2007 à Mars 2008) seuls les triplets A0-D0-H0, E0-G0-H0, A0-G1-K0, et D0-G1-K0 étaient accessibles.

De plus, les UT n'étant pas réservés exclusivement à l'interférométrie (présence de nombreux instruments spectroscopiques, photométriques et imageurs au foyer de chaque télescope), leur temps d'utilisation en interférométrie reste très limité.

Certains interféromètres précurseurs du VLTI permettaient une utilisation plus souple en terme de bases. C'était le cas du GI2T dont les deux télescopes montés sur des rails pouvaient être déplacés plusieurs fois pendant une même nuit d'observation. Mais cet interféromètre, qui ne comportait que deux télescopes ne pouvant se déplacer que sur un axe Nord-Sud, ne permettait pas d'obtenir une couverture du plan UV aussi complète que celle accessible via les 400 bases du VLTI.

La maximisation de la couverture du plan des fréquences spatiale passe peut-être par l'imagerie directe en mode hypertélescope. Mais cette technique qui permet d'obtenir des images au foyer de l'interféromètre nécessite l'utilisation de nombreux télescopes simultanément. De nombreux projet de grands réseaux de télescopes sont actuellement à l'étude (KEOPS, CARLINA).

Les projets de construction de très grands télescopes au miroir primaire non monolithique souvent appelés ELT (Extra-Large-Telescopes), représentent également une manière d'améliorer la couverture du plan (u,v), et de réaliser de l'imagerie directe à très haute résolution angulaire. Malheureusement, le diamètre des projets actuels d'ELT ne cessant de diminuer, le champ d'utilisation de ces instruments dans l'étude des étoiles chaudes actives se réduit fortement. Actuellement les différents projets (ESO, consortium d'Universités américaines) prévoient la construction d'ELT de 30 à 50m de diamètre.

3.4.3 Résolution spectrale

Nous avons abordé dans ce Chapitre et au précédent deux utilisations du couplage de l'interférométrie et de la spectroscopie. La première concerne les faibles résolutions spectrales (les deux modes de dispersion de MIDI et le mode basse résolution d'AMBER). Ces modes permettent d'étudier la variation de la visibilité (module et phase) dans le rayonnement continu émis par l'étoile et son environnement circumstellaire, ainsi que les variations entre le continu et certaines bandes d'émission suffisamment larges pour être spectralement résolues. Un certains nombres de paramètres physiques de l'enveloppe circumstellaire ou de l'étoile peuvent être déduits de telles observations.

La seconde utilisation concerne les plus hautes résolutions spectrales comme les modes moyenne (MR) et haute (HR) résolution d'AMBER qui permettent, en centrant l'observation sur une raie spectrale, d'étudier la cinématique de l'étoile (raie photosphérique) ou de l'enveloppe (raie circumstellaire). Or, la finesse des détails accessibles est ici, comme dans le cas de la résolution spatiale de l'interféromètre, limitée par la résolution spectrale de l'instrument. Ainsi, les détails « cinématiques » accessibles avec AMBER sont respectivement pour les mode MR et HR, de l'ordre de 200km/s et 25km/s .

Or la largeur typique des raies d'émission des étoiles chaudes actives varie généralement entre une centaine et un millier de km/s selon le type d'étoile et son inclinaison. Les modes MR et HR d'AMBER permettent donc d'étudier finement la cinématique de ces enveloppes. De même la rotation des étoiles, rapide dans le cas des étoiles Be classiques, peut elle aussi être étudiée avec cet instrument. Mais d'autres phénomènes physiques possèdent une contrepartie cinématique de plus faible amplitude. C'est le cas des pulsations non radiales dont les amplitudes en vitesse sont de l'ordre de quelques km.s^{-1} .

L'instrument VEGA, en cours d'installation sur l'interféromètre CHARA, possède un mode haute résolution spectrale pour lequel $\lambda/\Delta\lambda \sim 30000$. Cet instrument permettra donc d'étudier des détails cinématiques de l'ordre de 10km/s.

3.4.4 Magnitudes limites

Une autre limitation concerne la magnitude limite des objets observables. Cette limite dépend de la configuration de l'instrument (résolution spectrale choisie, mode HIGH_SENS ou SCI_PHOT pour MIDI, temps de pose ou DIT pour AMBER), et des télescopes utilisés (AT ou UT).

Ainsi, pour MIDI, la magnitude limite des objets observables en bande N varie entre 4, pour une observation avec les UT en mode HIGH_SENS et pour la faible résolution spectrale (PRISM), et -0.44 pour une observation avec les AT en mode SCI_PHOT et en utilisant la plus haute résolution spectrale de l'instrument (GRISM). Pour AMBER, les magnitudes limites pour une observation avec les UT sont respectivement pour les modes LR, MR, et HR, $K=7$, 4, et 1.5. Avec les AT seuls les modes LR et MR sont accessibles actuellement et les magnitudes limites sont respectivement $K=5.1$ et $K=1.6$.

Notons que ces magnitudes sont des magnitudes corrélées, calculées non pas avec le flux de l'objet mais avec son flux corrélé, c'est-à-dire le flux de l'objet multiplié par sa visibilité. Les sources partiellement ou totalement résolues auront donc des magnitudes limites plus basse.

Le suiveur de franges FINITO, installé dans le laboratoire focal du VLTI, permet d'augmenter la sensibilité ou le SNR des instruments MIDI et AMBER. Son utilisation avec AMBER est possible depuis la période 80. Actuellement la magnitude limite des objets pour l'utilisation de FINITO est $H=3$, et permet d'atteindre, avec les AT, et quelques soit la résolution spectrale utilisée, une magnitude limite $K=3$ pour AMBER.

Néanmoins malgré les améliorations récentes en terme de sensibilité et l'apport de FINITO, le nombre d'étoiles chaudes actives accessibles par AMBER et MIDI reste relativement faible. Ainsi, seule une dizaine d'étoiles Be classiques visibles dans l'hémisphère Sud ont une magnitude $K < 3$ permettant leur observation avec AMBER en mode HR et en utilisant FINITO.

3.4.5 Temps d'observation

Une dernière limitation de l'interférométrie en générale et des instruments AMBER et MIDI en particulier concerne le temps d'observation de chaque objet. En effet une observation AMBER (l'enregistrement d'un point de visibilité calibré) dure environ 1h30, 45min pour l'objet de science et autant pour le calibrateur, MIDI se contentant d'environ 1h pour la même procédure.

Actuellement, l'interférométrie est donc la technique d'observation la plus gourmande en temps d'observation ce qui pose un certain nombre de problèmes. Le premier d'entre eux concerne la reconstruction d'image qui nécessite de mesurer le module et la visibilité d'un objet avec de très nombreuses bases de longueurs et d'orientations différentes. Nous avons déjà évoqué le problème du déplacement des AT du VLTI plus haut qui est une limite importante à la reconstruction d'images de qualité avec le VLTI. Mais le problème principal provient du temps nécessaire à la mesure d'un point de visibilité calibré.

Pour la période 79 de l'ESO (Avril-Septembre 2007) notre équipe a effectué 2 demandes d'observations pour débiter un programme de reconstruction d'images d'environnements circumstellaires d'étoiles Be classiques. Ces demandes (72 points de visibilités chacune), détaillées

au Chapitre 5, nécessitaient chacune de mobiliser l'ensemble de l'infrastructure du VLTI pendant quatre nuits complètes. Il est ainsi très difficile de reconstruire des images avec des interféromètres à deux ou trois télescopes. Nous verrons à la fin de ce chapitre que la prochaine génération d'instruments interférométriques du VLTI prévoit de recombinaison entre 4 et 8 faisceaux, ce qui permettrait de mesurer entre 6 et 28 points de visibilité simultanément.

Autre problème majeur dû au temps d'observation, l'impossibilité d'effectuer des relevés de l'ensemble ou d'une grande partie du ciel (Survey) comme cela est le cas pour la photométrie (2MASS et DENIS par exemple) et depuis peu pour la spectroscopie (par exemple l'utilisation de FLAMES sur les Be des nuages de Magellan). Si on ajoute au problème du temps d'observation, celui du pouvoir de résolution angulaire, et celui de la magnitude limite, il devient ainsi évident qu'il sera encore pour très longtemps impossible d'effectuer des études statistiques des paramètres géométriques et cinématiques accessibles par l'interférométrie en ce qui concerne les étoiles chaudes actives et leur environnement circumstellaire.

3.4.6 La prochaine génération d'instruments du VLTI pour la physique stellaire

3.4.6.1 PRIMA

PRIMA (Phase Referenced Imaging and Micro-arcsecond Astrometry) est un ensemble de sous-systèmes installés sur le VLTI dont le but scientifique est triple : augmenter de 5 magnitudes la sensibilité des recombineurs de faisceaux de première et deuxième génération, permettre l'imagerie à haute résolution angulaire d'objets de faible magnitude, ainsi que l'astrométrie de haute précision.

Pour atteindre ces objectifs PRIMA a été conçu afin de pouvoir effectuer simultanément des observations interférométriques sur deux objets séparés par moins d'une minute d'arc. L'observation simultanée d'un objet de science très peu brillant et d'une étoile proche plus lumineuse permet d'utiliser cette seconde comme référence pour stabiliser les franges d'interférence et corriger les déformations dues aux perturbations atmosphériques.

3.4.6.2 MATISSE

MATISSE (Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment) est un projet d'instrument VLTI de deuxième génération actuellement développé par un consortium réunissant huit instituts Européens. Cet instrument permettra de recombinaison jusqu'à quatre faisceaux provenant des AT et des UT du VLTI. Il permettra la mesure du module de la visibilité et de la clôture de phase, et fonctionnera dans l'infrarouge moyen, en bande N (8-13 μ m), tout comme MIDI, mais également en bande L (3.5-4.1 μ m), M (4.6-5.5 μ m) et Q (17-23 μ m). Ainsi la résolution spatiale de MATISSE variera entre 4.5 mas en bande L et 28 mas en bande Q.

De plus, l'instrument pourra observer simultanément dans plusieurs bandes spectrales, et sera doté de plusieurs modes de résolution spectrale allant de $\lambda/\Delta\lambda=30$ jusqu'à 1500. Ainsi la résolution maximale, similaire au mode MR d'AMBER, permettra d'étudier la variation de la visibilité et de la phase dans des raies spectrales, et donc d'obtenir des informations sur leur cinématique avec une résolution de l'ordre de 200km/s.

Par conséquent, MATISSE, instrument qui peut être considéré comme le successeur de MIDI, devrait permettre de corriger les principaux défauts de ce dernier : seulement deux faisceaux recombinaison simultanément, impossibilité de mesurer la clôture de phase, et d'étudier la

cinématique des objets observés. La largeur du domaine spectral, 3.5-23 μ m pour MATISSE contre 7-13 μ m pour MIDI, permettra d'étudier la variation et l'extension des enveloppes circumstellaires, en particulier dans le cas des enveloppes de poussière (Ae/Be de Herbig et B[e]) depuis le proche infrarouge jusqu'à l'infrarouge moyen, et ainsi de déduire les paramètres physiques de l'enveloppe et en particulier les lois de température et d'opacité.

3.4.6.3 VSI

VSI (VLTI Spectro-Imager) est un autre projet d'instrument VLTI de deuxième génération. Son objectif est de permettre la synthèse d'image avec une résolution proche de la milli seconde d'arc. Dans ce but, cet instrument devrait permettre de combiner jusqu'à 6 faisceaux provenant des UT et/ou des AT, et ainsi de mesurer simultanément 15 points de visibilités soit un facteur 5 en rapidité par rapport à AMBER (3 faisceaux, 3 points de visibilités simultanés).

Le concept initial prévoit un fonctionnement dans le même domaine spectral qu'AMBER (bandes J, H, et K), et trois résolutions spectrales $\lambda/\Delta\lambda \sim 100$, ~ 1000 , et ~ 10000 . La dynamique des images reconstruites devrait être comprise entre 10 et 1000 selon le type et la magnitude de l'objet observé. De plus l'instrument prévoit également la possibilité d'obtenir des informations polarimétriques.

Tout comme MATISSE serait le parfait successeur de MIDI, VSI serait donc un excellent successeur d'AMBER, la principale amélioration étant la multiplication par 5 du nombre de bases accessibles simultanément. Ainsi, alors qu'il faut environ 4 nuits d'observations avec AMBER pour obtenir suffisamment de points de mesure pour pouvoir reconstruire une image de qualité, le but de VSI est de pouvoir reconstruire une image en une seule nuit d'observation. Néanmoins, l'instrument ne résout pas le problème du déplacement des télescopes auxiliaires que nous avons évoqué Section 3.4.2.

Enfin, les spécifications de l'instrument prévoient une magnitude limite H, K= 14 et un champ de vue réduit ($<0.2''$) qui implique l'utilisation de cet instrument pour l'observation d'objet relativement compacts (Surface d'étoile, vent stellaires de la plupart des étoiles chaudes actives, et disques équatoriaux autour des Be classiques).

3.4.6.4 VIDA

VIDA (VLTI Imaging with Densified Array) est concept d'instrument relativement différent de ceux des instruments VLTI actuels et des autres projets d'instruments de seconde génération. VIDA n'a pas pour objectif de mesurer des visibilités et des clôtures de phase dans le but de faire de l'ajustement de modèles ou de la reconstruction d'image, mais d'utiliser l'intégralité de l'infrastructure du VLTI afin de réaliser pour la première fois de l'imagerie directe en mode hypertélescope.

Les concepteurs de VIDA proposent donc un instrument permettant de recombinaison simultanément les faisceaux provenant des 4 UT et des 4 AT du VLTI. Un dispositif de densification de pupille permet de gagner en dynamique. Le domaine spectral de l'instrument est le même que pour AMBER et VSI : bandes J, H, et K.

Outre ses apports scientifiques à la connaissance des milieux circumstellaires, et des surfaces d'étoiles, cet instrument permettrait de tester le concept de densification de pupille sur des observations réelles à grande échelle. Il préparerait ainsi la science et la technologie des futurs grands réseaux de télescopes cophasés et des ELTs.

Chapitre 4

Le Code SIMECA

4.1 Description du code

Depuis les années soixante-dix de nombreux modèles empiriques ont été développés afin d'étudier les étoiles chaudes actives (Poeckert & Marlborough 1978, Waters et al. 1986). Ces modèles ont permis d'ajuster certains paramètres physiques mais ils se limitaient généralement à un seul type d'observable (SED, profil de raie, ou mesures interférométriques). De plus, les distributions de densités, de température et les champs de vitesse étaient généralement fixés de manière ad hoc. Ainsi ces codes ne permettaient pas de répondre à certaines questions essentielles concernant l'éjection de la matière depuis la photosphère et sa réorganisation dans le milieu circumstellaire.

Un pas important dans l'étude des étoiles chaudes actives a été franchi avec le développement de modèles physiques dans lesquels les distributions de densités, de température, et les champs de vitesse sont obtenus à partir de la résolution des équations régissant ces phénomènes. Ce fut le cas par exemple avec le modèle de vent radiatif de Castor, Abott et Klein (1975), plus connu sous le nom de CAK et qui inclut plusieurs milliers de raies afin de calculer la pression de radiation.

Une variante de ce modèle de vent radiatif développé par F.X de Araùjo (de Araùjo & de Freitas-Pacheco 1989, de Araùjo et al. 1994) et incluant une dépendance latitudinale de la pression de radiation, sert de point de départ au développement du code SIMECA (SIMulation d'Etoiles Chaudes Actives). Ce modèle permettant de calculer les distributions de densité, de température, et les champs de vitesse radiale et azimutale dans l'enveloppe est présenté Section 4.1.1, concernant l'hydrodynamique de ce code.

La suite du travail a été réalisée par Philippe Stee lors de sa thèse et améliorée par Jamal Bittar durant la sienne. L'objectif étant, à partir des résultats du code hydrodynamique, d'obtenir des observables directement comparables aux différents types de mesures photométriques, spectroscopiques et interférométriques.

Ainsi afin de calculer l'émission en chaque point de l'enveloppe et pour les différentes longueurs d'onde demandées (dans le continu et dans les raies), il est nécessaire de résoudre l'équilibre statistique afin de déterminer les populations de l'atome d'hydrogène. Ce travail est présenté Section 4.1.2.

Le calcul du flux provenant de l'étoile et le transfert de rayonnement dans l'enveloppe, dans le continu et dans les raies d'hydrogène, est présenté Section 4.1.3.

Finalement le calcul des différentes observables est détaillé Section 4.1.4 et une brève étude de la géométrie des enveloppes modélisable avec le code SIMECA est développée Section 4.1.5.

4.1.1 Hydrodynamique

L'objectif de ce modèle hydrodynamique est l'obtention des distributions de densité, de température et des champs de vitesse dans l'enveloppe circumstellaire.

Partons de l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v}) = 0$$

Le modèle est stationnaire et possède une symétrie axiale par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. La circulation de matière entre les pôles et l'équateur est supposée nulle pour permettre l'obtention d'une solution indépendante le long de chaque rayon à une colatitude θ donnée. On utilise les coordonnées sphériques avec l'axe de rotation de l'étoile pour axe z. La vitesse est supposée être de la forme :

$$\vec{v} = v_r(r, \theta) \hat{r} + v_\phi(r, \theta) \hat{\phi}$$

L'équation de continuité peut donc s'intégrer directement sous la forme :

$$\Phi(\theta) = r^2 \rho v_r$$

Où Φ est le flux de masse. La connaissance du champ de vitesse radiale permettra de déduire le champ de densité à partir de cette équation.

L'équation de conservation de l'énergie n'est pas introduite compte tenu du manque d'information sur les processus de chauffage et de refroidissement dans l'enveloppe. On suppose par contre que la température peut s'écrire sous la forme :

$$T(r, \theta) = t_1(\theta) \cdot t_2(r)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) + \vec{\nabla} P + \vec{F} + \vec{f} = 0$$

$\vec{f}$ est la force de viscosité, $\vec{F}$ la force extérieure totale par unité de volume (gravité effective) et P la pression du gaz déduite de l'équation d'état des gaz parfaits.

En projetant cette équation sur les trois axes en coordonnées sphériques on obtient :

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\phi^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{F}{\rho} &= 0 \\ -v_\phi^2 \cot \theta + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \theta} &= 0 \\ v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_r v_\phi}{r} &= f \end{aligned}$$

Comme la force de viscosité est inconnue on applique une solution pour la vitesse azimutale de la forme :

$$v_\phi(r, \theta) = \chi \left(\frac{GM(1-\Gamma)}{R} \right)^{1/2} \sin \theta \left(\frac{R}{r} \right)^{\beta_2} \quad \text{avec} \quad \Gamma = \frac{\sigma_e L}{4\pi G M c}$$

G est la constante de la gravitation, M, R et L la masse, le rayon et la luminosité de l'étoile, χ le rapport entre la vitesse de rotation de l'étoile et sa vitesse critique, Γ le rapport entre l'accélération radiative due à la diffusion électronique et l'accélération gravitationnelle, σ_e est la section efficace de diffusion électronique par unité de masse, β_2 le paramètre relié à la viscosité ($\beta_2 = 1 \Leftrightarrow$ conservation du moment angulaire et $\beta_2 = -1 \Leftrightarrow$ rotation solide).

En combinant la composante suivant θ de l'équation de conservation de la quantité de mouvement avec la forme choisie pour v_ϕ on obtient une contrainte sur la distribution de température :

$$T(r, \theta) = t_1(\theta) \left(\frac{R}{r} \right)^{2\beta_2}$$

Ce résultat ne doit pas être sous estimé : il relie la forme de la distribution de température à la viscosité. Ainsi une enveloppe isotherme qui implique $\beta_2 = 0$, ne peut physiquement pas conserver le moment angulaire ($\beta_2 = 1$). On supposera par la suite que la température est indépendante de θ ($t_1 = 1$).

Intéressons nous maintenant à la partie radiale de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Une première remarque est l'absence de force de viscosité dans cette direction.

La force extérieure est la somme de trois termes. A l'accélération gravitationnelle qui attire la matière vers le centre de l'étoile il faut soustraire la pression de radiation dans le continu (diffusion des électrons). On utilise le rapport Γ introduit plus haut. Il faut aussi soustraire la force radiative dans les raies que l'on note F' . On obtient donc :

$$\frac{F}{\rho} = \frac{GM(1-\Gamma)}{r^2} - \frac{F'}{\rho}$$

Trouver l'expression de F' est une tâche délicate tant le nombre de raies à prendre en compte est important (plus de 100000). Il faudrait calculer l'équilibre statistique pour toutes les espèces chimiques présentes dans le milieu. Ce problème trop complexe pour être résolu brutalement peut être simplifié par l'utilisation de l'approximation de Sobolev qui sera présentée dans la section suivante. En considérant aussi le taux d'ionisation constant dans l'enveloppe (variation de l'ordre de 5% sur 100 rayons stellaires) la force radiative peut se mettre sous la forme :

$$\frac{F'}{\rho} = \frac{\sigma_e L}{4\pi c r^2} k t^{-\alpha} g\left(r, v_r, \frac{dv_r}{dr}\right) \quad \text{avec } t = \frac{\sigma_e \rho v_{th}}{\frac{\partial v_r}{\partial r}} \quad (\text{profondeur optique de Sobolev})$$

v_{th} est la vitesse thermique des ions dans le milieu et g une fonction connue tenant compte de la dimension finie de l'étoile.

Les paramètres α et k , étant respectivement le nombre de raies optiquement minces et le nombre total de raies produisant le vent, doivent dépendre de la latitude stellaire pour prendre en compte l'effet Von-Zeipel. Une variation de la force radiative en fonction de la latitude est introduite dans ce modèle appelé bi-stabilité (Lamers et al. 1991). On utilise donc un développement en harmoniques sphériques au premier ordre :

$$\begin{aligned} \alpha(\theta) &= \alpha_p + (\alpha_e + \alpha_p) \sin \theta \\ k(\theta) &= k_p + (k_e + k_p) \sin \theta \end{aligned}$$

Les indices e et p désignent les valeurs à l'équateur et aux pôles des différents paramètres.

L'introduction de toutes ces hypothèses permet d'obtenir l'équation gouvernant la vitesse radiale dans l'enveloppe :

$$\left[v_r - \frac{a^2 \left(\frac{R}{r} \right)^{2\beta}}{v_r} \right] \frac{dv_r}{dr} + \frac{GM(1-\Gamma)}{r^2} \left[1 - \chi^2 \sin^2 \theta \left(\frac{R}{r} \right)^{2\beta_2-1} \right] = 2 \frac{a^2}{R} (1+\beta) \left(\frac{R}{r} \right)^{2\beta_2+1} + \frac{C \left(\frac{r}{R} \right)^{\beta\alpha}}{r^2} + \left(r^2 v_r \frac{dv_r}{dr} \right)^\alpha g \left(r, v_r, \frac{dv_r}{dr} \right)$$

$$\text{où } C = \frac{\Gamma GMk}{(\sigma_{evh} \Phi(\theta))^\alpha}$$

La résolution numérique de cette équation qui suit la méthode standard CAK (Castor Abott et Klein) permet de déterminer la distribution de vitesse radiale dans l'enveloppe.

Le code SIMECA utilise les solutions exacte de cette équation au pôle, et des fonctions analytiques extrapolées afin d'obtenir une solution en chaque point de l'enveloppe.

On peut donc obtenir grâce à cette méthode les distributions de vitesse (ses deux composantes), de température et de densité dans l'enveloppe.

Il est nécessaire de connaître les conditions aux limites du problème :

- la vitesse terminales (à l'infini) au niveau du pôle et de l'équateur notés respectivement V_∞ (pôle) et V_∞ (eq).
- Le flux de masse au pôle et son rapport avec le flux de masse à l'équateur notés respectivement $\Phi_{\text{pôle}}$ et C_1 .
- Les paramètres de l'étoile : rayon, masse, densité photosphérique ρ_0 , vitesse de rotation.

Deux paramètres libres m_1 et m_2 sont introduits pour rendre compte de la loi de variation entre le pôle et l'équateur pour la vitesse d'expansion et pour le flux de masse. Un paramètre fixe $\gamma=0.86$ est déduit du modèle hydrodynamique. De plus le paramètre β_2 , lié à la viscosité, est généralement fixé à 0.25 (rotation sub-Képlérienne).

On obtient finalement les équations suivantes qui régissent les distributions de densité, de vitesses et de température dans l'enveloppe :

$$\rho(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\left(\frac{R}{r} \right)^2 v_r(r, \theta)}$$

$$v_r(r, \theta) = \frac{\Phi_{\text{pôle}} [1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1} \theta]}{\rho_0} + \left[V_\infty(\text{pôle}) + (V_\infty(\text{eq}) - V_\infty(\text{pôle})) \sin^{m_2} \theta - \frac{\Phi_{\text{pôle}} [1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1} \theta]}{\rho_0} \right] \left(1 - \frac{R_*}{r} \right)^\gamma$$

$$v_\phi(r, \theta) = \chi \left(\frac{GM(1-\Gamma)}{R} \right)^{1/2} \sin \theta \left(\frac{R}{r} \right)^{\beta_2}$$

$$T(r) = \left(\frac{R}{r} \right)^{2\beta_2}$$

Le gradient de vitesse est aussi calculé en chaque point de l'enveloppe afin de pouvoir résoudre l'équation d'équilibre statistique dans l'approximation de Sobolev.

4.1.2 Equilibre statistique

Afin d'obtenir des observables directement comparables aux mesures effectuées, il convient de résoudre le transfert de rayonnement dans l'enveloppe circumstellaire. Il est par conséquent indispensable de connaître la population des niveaux de l'atome d'hydrogène en chaque point du milieu. L'enveloppe n'étant pas en équilibre thermodynamique local, la luminosité de l'étoile étant trop importante et la densité trop faible pour permettre à cet équilibre de s'instaurer, il est nécessaire de résoudre l'équation d'équilibre statistique.

Sobolev a montré à la fin des années cinquante que lorsqu'un milieu possède un gradient de vitesse important l'équation d'équilibre statistique peut être grandement simplifiée et se ramène à un système d'équations algébriques non-linéaires. En effet, cette approximation est possible parce qu'un photon émis dans l'enveloppe voit sa longueur d'onde modifiée par effet Doppler durant son libre parcours moyen et ne peut plus être réabsorbé par le milieu. Le seul point délicat est le calcul de la probabilité d'échappement des photons en chaque point de l'enveloppe.

Introduisons donc l'équation d'équilibre statistique dans l'approximation de Sobolev :

$$n_i \left(\sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ki} + B_{ic} \rho_{ic} \right) = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \beta_{ik} + n_e^2 C_i(T_e)$$

n_i est le nombre d'atomes dans l'état i et n_e le nombre d'électrons libres par unité de volume. B_{ic} , A_{ik} , et C_i sont les coefficients d'absorption, d'émission spontané et de recombinaison. ρ_{ic} est la densité de rayonnement au delà de la i ème série. Elle dépend du rayonnement de l'étoile, de la distance entre la photosphère et le point considéré, et de l'absorption du milieu.

La probabilité d'échappement introduite par l'approximation de Sobolev est β_{ki} . Elle peut être calculée par la formule suivante :

$$\beta_{ik} = \frac{1}{4\pi} \int \beta_{ik}^0 \left(1 - e^{-\frac{1}{\beta_{ik}^0}} \right) \quad \text{avec} \quad \beta_{ik}^0 = \frac{1}{2u} \frac{dv}{ds} \frac{1}{\alpha_{ik}}$$

u est la vitesse thermique moyenne des atomes, dv/ds le gradient de vitesse le long de la ligne de visée. α_{ik} est le coefficient d'absorption dans la raie considérée qui s'écrit :

$$\alpha_{ik} = \frac{n_i B_{ik}}{c \Delta \nu_{ik}} \left(1 - \frac{g_i n_k}{g_k n_i} \right) h \nu_{ik}$$

Le code SIMECA limite le nombre de niveaux de l'atome d'hydrogène à sept plus le continu. La résolution du système d'équation est effectuée par itération jusqu'à convergence. Pour la première itération les populations sont fixées à l'ETL en utilisant les équations de Maxwell-Boltzmann et de Saha. n_1 est recalculé à partir des populations des autres niveaux et de l'équation statistique, puis n_2 , ... n_7 et ce processus est réitéré jusqu'à convergence des valeurs des n_i . Si les populations ne convergent pas, les valeurs à l'ETL sont alors utilisées. Nous verrons Section 4.2.1 que ce dernier point introduisait d'importantes erreurs et qu'un processus de « lissage » des courbes de populations des niveaux a dû être introduit durant ma thèse.

4.1.3 Transfert de rayonnement

Afin de pouvoir calculer les différentes observables, (distribution spectrale d'énergie, profils de raies et des cartes de brillance dans les raies et dans le continu), il est nécessaire de résoudre l'équation de transfert de rayonnement dans l'enveloppe circumstellaire. Cette équation est donnée par :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu$$

Où κ_ν et ε_ν sont respectivement l'opacité et l'émissivité du milieu et où τ représente la profondeur optique ($d\tau = \kappa_\nu dz$). On se place dans un repère cartésien centré sur l'étoile avec l'axe Oz comme ligne de visée avec l'observateur. La forme générale de la solution de cette équation est :

$$I_\nu(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_\nu e^{-\int_z^{+\infty} \kappa_\nu dz'} dz$$

Il convient à partir de ce point de séparer le calcul de l'émission dans le continu prenant en compte les émissions libre-libre et libre-lié ainsi que l'absorption libre-libre et la diffusion électronique, de celle de la raie ne prenant en compte que la transition atomique correspondant à la raie de l'hydrogène étudiée. Commençons donc par considérer cette seconde contribution.

4.1.3.1 Transfert de rayonnement dans les raies

Nous avons vu Section 2.2.2 que la largeur naturelle d'une raie était généralement très petite devant la largeur due à l'agitation thermique (dans le cas d'un corps « chaud »). Ainsi nous pouvons modéliser en première approximation le profil de la raie étudiée comme étant, rectangulaire, centré en ν_0 , et de largeur $\Delta\nu_0 = \nu_0 u/c$, où u et c sont respectivement la vitesse thermique moyenne et la vitesse de la lumière.

Dans un milieu circumstellaire sans mouvement macroscopique, un photon émis lors d'une transition entre deux niveaux atomiques peut être réabsorbé lors d'une transition atomique inverse en n'importe quel point de l'enveloppe. Il peut aussi être absorbé lors d'un processus libre-libre ou libre-lié, mais la probabilité est bien plus faible car l'opacité est généralement plus forte dans la raie que dans le continu.

Mais si les atomes émetteurs et les récepteurs sont en mouvement macroscopique l'un par rapport à l'autre, l'absorption du rayonnement par un processus lié-lié ne sera possible que si les photons émis n'ont subi qu'un décalage en fréquence inférieur à $\pm\Delta\nu/2$, qui correspond à une différence en vitesse entre l'émetteur et le récepteur inférieur à $\pm u/2$. Dans le cas contraire, le milieu sera quasiment transparent au rayonnement (il reste tout de même l'opacité dans le continu).

Si on considère une enveloppe dont le gradient de vitesse suivant la ligne de visée (axe Oz) est monotone, ce qui est généralement le cas pour les étoiles chaudes actives, que ce soit dans le cas d'enveloppe en rotation, en expansion, ou même en contraction, le rayonnement reçu à la fréquence de la transition atomique ne peut provenir que d'une zone comprise entre deux points z_1 et z_2 définis par :

$$\frac{V_z(x, y, z_1)}{c} = -\frac{\Delta\nu_0}{2\nu_0} \text{ et } \frac{V_z(x, y, z_2)}{c} = \frac{\Delta\nu_0}{2\nu_0}$$

Où V_z est la vitesse projetée dans la direction de la ligne de visée. On obtient donc :

$$V_z(x, y, z_2) - V_z(x, y, z_1) = \frac{c \Delta \nu_0}{\nu_0} = u$$

Or, si le gradient de vitesse dans l'enveloppe est important, z_1 et z_2 sont voisins et la formule précédente devient :

$$(z_1 - z_2) \approx \frac{u}{\left| \frac{\partial V_z}{\partial z} \right|}$$

En considérant κ_ν et ε_ν constant entre z_1 et z_2 on peut intégrer totalement l'équation sur I_ν :

$$I_\nu(x, y) = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} \left(1 - e^{-\kappa_\nu \frac{2u}{\left| \frac{\partial V_z}{\partial z} \right|}} \right)$$

Si la raie est formée par la transition entre deux niveaux i et k alors :

$$\nu = \frac{E_k - E_i}{h}, \quad \varepsilon_{ik} = \frac{n_k A_{ki} h \nu_{ik}}{4 \pi \Delta \nu_{ik}} \quad \text{et} \quad \kappa_{ik} = \frac{n_i B_{ik} h \nu_{ik}}{\Delta \nu_{ik} c} \left(1 - \frac{g_i n_k}{g_k n_i} \right)$$

On obtient donc une expression de $I_{ik}(x, y)$ dans l'approximation de Sobolev :

$$I_{ik}(x, y) = \frac{2 h \nu_{ik}^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_k n_i}{g_i n_k} - 1} \left(1 - e^{-\kappa_{ik} \frac{2u}{\left| \frac{\partial V_z}{\partial z} \right|}} \right)$$

4.1.3.2 Transfert de rayonnement dans le continu

Revenons maintenant au calcul du rayonnement continu. Comme nous l'avons déjà évoqué Section 2.1.2 concernant l'étude de l'excès infrarouge des étoiles chaudes actives, le rayonnement continu émis par l'enveloppe circumstellaire provient des rayonnements libre-libre et libre-lié. Le code SIMECA prend en compte ces deux contributions pour l'émission ainsi que l'absorption libre-libre et la diffusion électronique. Les processus d'absorption liés-libres ne sont pas pris en compte. Ainsi la fonction source dans le continu est :

$$S_\nu = \frac{\eta_{ff} + \eta_{fb}}{\kappa_{ff} + n_e \sigma}$$

η_{ff} est le coefficient d'émission libre-libre donnée par :

$$\eta_{ff} = 5.441 \cdot 10^{-39} n_e T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

η_{fb} le coefficient d'émission libre-lié qui est pour une fréquence $\nu > \nu_{ic}$:

$$\eta_{fb} = \sum_i 2.14 \cdot 10^{-32} n_e^2 i^{-3} T^{-3/2} e^{\frac{h(\nu_{ic}-\nu)}{kT}}$$

κ_{ff} le coefficient d'absorption libre-libre dont la formule est :

$$\kappa_{ff} = 3.69 \cdot 10^8 n_e^2 T^{-1/2} \nu^{-3} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right)$$

Enfin, $n_e \sigma$ est le coefficient de diffusion électronique.

Contrairement au cas du rayonnement provenant d'une transition atomique, l'approximation de Sobolev n'intervient pas ici et un rayonnement émis en un point de l'enveloppe peut être réabsorbé en toute autre point indépendamment de la vitesse relative entre l'émetteur et le récepteur. Il convient donc, pour chaque point de l'enveloppe, d'intégrer l'opacité sur l'intégralité du chemin optique afin de déterminer la profondeur optique τ .

Cette procédure, mal adapté à la grille de calcul sphérique utilisée dans le code SIMECA, nécessite de « suivre » le trajet d'un hypothétique rayon lumineux entre chaque point de l'enveloppe et l'extérieur en suivant la direction de la ligne de visée. La quadruple boucle nécessaire pour réaliser ce calcul (sur r , θ , ϕ , et z), est très coûteuse en terme de temps de calcul. De plus cette opération doit être effectuée pour chaque longueur d'onde étudiée.

4.1.3.3 Contribution de l'étoile

Afin de compléter la modélisation du rayonnement émis par les étoiles chaudes actives, il convient de prendre en compte la contribution de l'étoile. Le rayonnement continu de l'étoile est modélisé dans le code SIMECA par un rayonnement de corps noir dont la température est la température effective de l'étoile. Dans les calculs des observables spatialement intégrés (densité spectrale d'énergie et profils de raies), la contribution de l'étoile est donnée par la formule suivante :

$$I_*(\lambda) = \pi R^2 \frac{2h^2 \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Dans le cas des cartes de brillance cette contribution est répartie uniformément sur le disque représentant l'étoile. Nous verrons, dans la section 4.2.4, que cette modélisation simpliste a du être modifiée afin de rendre compte avec réalisme du cas des rotateurs critiques comme l'étoile Achernar.

Il convient également de prendre en compte l'absorption photosphérique dans le cas du calcul des profils de raie. Ainsi la contribution de l'étoile pour une longueur d'onde dans une raie de l'hydrogène n'est pas égale au I_* de la formule précédente mais $I_* P_{\text{phot}}(\lambda)$ où $P_{\text{phot}}(\lambda)$ correspond à la valeur normée de l'intensité du rayonnement dans la raie photosphérique à la longueur d'onde λ . Cette valeur est comprise entre 0 et 1.

Les profils de raie photosphériques utilisés dans SIMECA sont calculés à l'avance pour différentes valeurs de la température et de la gravité effective, à l'aide des codes TLUSTY et SYNSPEC développés Ivan Hubeny et Thierry Lanz. Le code SIMECA prend ensuite en compte l'élargissement de ces profils via l'effet Doppler dû à la rotation de l'étoile qui dépend du $V \sin i$.

4.1.4 Calcul des observables

La densité spectrale d'énergie (SED) est la première observable reconstruite par le code SIMECA. Pour 50 longueurs d'onde comprises entre 0.1 et 88 μm , les contributions de l'étoile (corps noir) et du continu de l'enveloppe (libre-libre, libre-lié et diffusion électronique) sont calculées en tenant compte de l'opacité du disque dans le continu. La Figure 36 présente un exemple de SED modélisée pour une étoile Be « classique ».

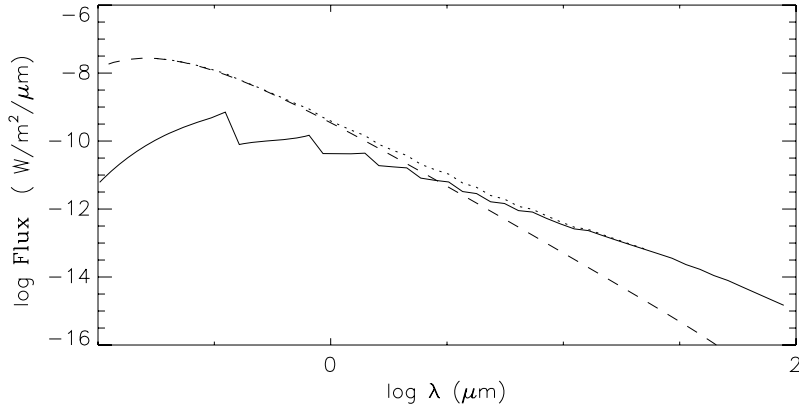


Figure 36 : Exemple de distribution spectrale d'énergie (SED) calculée avec le code SIMECA. La courbe en tirets représente la contribution de l'étoile (corps noir), la courbe en traits pleins celle de l'enveloppe, et la courbe en pointillés le flux total.

Le code SIMECA permet également de calculer des profils de raie. Puisque l'équilibre statistique a été résolu pour un atome d'hydrogène à 7 niveaux plus le continu, il est en théorie possible de modéliser toutes les raies provenant d'une transition entre les niveaux 1 et 7. Jusqu'à récemment seul le calcul des raies H α (transition entre les niveaux 2 et 3), H β (2 et 4), et Br γ (4 et 7) était implémenté dans le code. Une de mes premières tâches fut d'adapter le code au calcul de la raie Pa β afin de pouvoir utiliser des spectres en bande J de l'étoile α Arae provenant de l'observatoire do Pico dos Dias au Brésil. Une version actuellement en développement en collaboration avec Damien Mattei, Samer Kanaan, et Philippe Stee permettra à terme de calculer toutes les transitions possibles entre les sept premiers niveaux de l'atome d'hydrogène.

Le calcul des profils de raie nécessite la détermination des zones d'isovitesse dans la direction de visée en projetant les vitesses radiale et azimutale sur l'axe de visée (inclinaison i entre l'axe de rotation et l'observateur). L'émission d'une zone est décalée en longueur d'onde via l'effet Doppler, et ce décalage est égal à $\lambda \cdot V_z/c$, où λ est la longueur d'onde de la transition atomique considérée, V_z la vitesse projetée dans la direction de l'observateur et c la vitesse de la lumière.

En intégrant sur chaque zone l'intensité du rayonnement on reconstruit le profil de raie circumstellaire. On normalise le profil par la valeur du continu obtenu lors du calcul de la SED en prenant en compte également le profil photosphérique en absorption élargi par la rotation de l'étoile. La Figure 37 présente un exemple de profils de raies dans le cas d'une étoile Be « classique » observée sous une inclinaison de 45°.

Le code SIMECA permet également de calculer des cartes de brillance dans le continu et dans les raies. L'utilisateur choisit, pour chaque carte, la longueur d'onde d'observation et la largeur spectrale en angstrom. Le code détermine alors pour chaque point de l'enveloppe (r, θ, ϕ) la position (x, y) correspondante dans une grille projetée sur le plan du ciel (perpendiculairement à la ligne de visée). La carte de brillance est construite en intégrant l'intensité émise par tous les points possédant les mêmes coordonnées projetées (x, y).

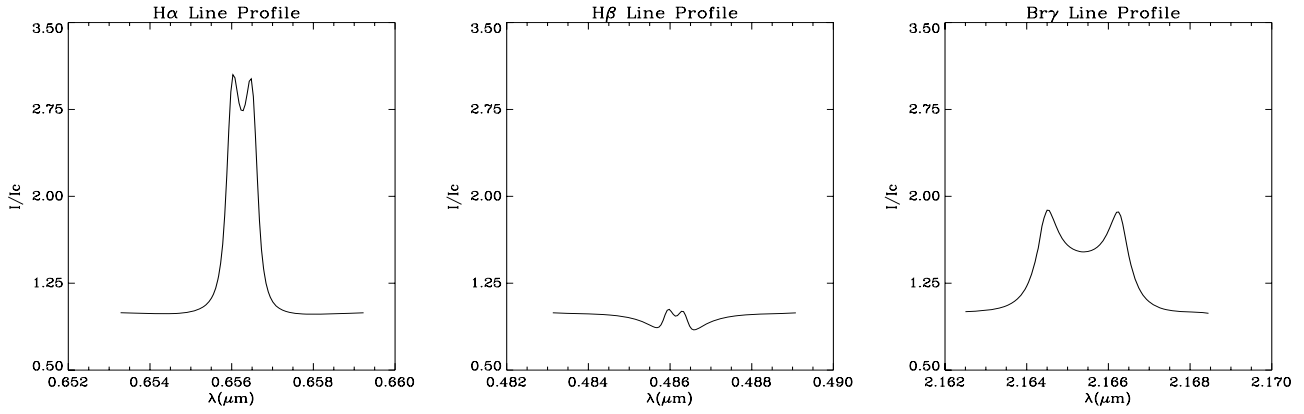


Figure 37 : Exemples de profils de raies calculés pour un même modèle avec le code SIMECA. De gauche à droite : H α , H β , et Br γ . Notons que la raie photosphérique en absorption élargie par la rotation rapide de l'étoile est visible dans le profil de la raie H β .

Dans le cas des cartes de brillance dans le continu, les rayonnements libre-libre, libre-lié, et la diffusion électronique sont pris en compte. La profondeur optique τ de chaque point de l'enveloppe est aussi calculée. Enfin, comme nous l'avons déjà évoqué, l'émission de l'étoile est modélisée par un disque uniforme dont l'émission est un corps noir. Notons que l'absorption de l'émission de l'étoile par l'enveloppe est prise en compte, et que la zone de l'enveloppe cachée par l'étoile est exclue du calcul. La Figure 38 présente deux cartes de brillance (en bande H et K) pour un modèle d'étoile Be « classique ».

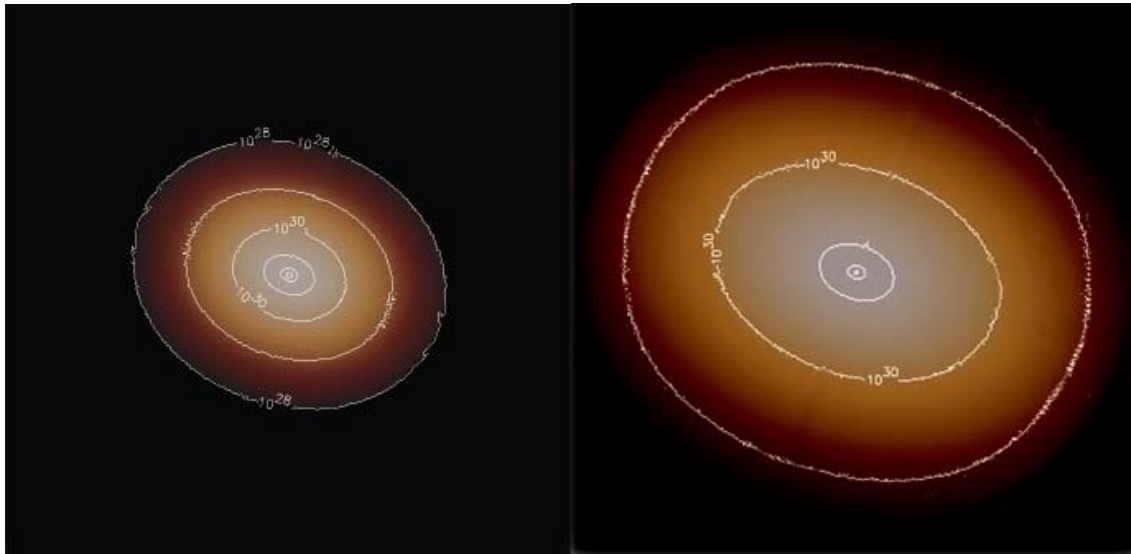


Figure 38: Deux cartes de brillance d'un même modèle d'étoile Be « classique » calculées dans le continu, l'une en bande H (à gauche) et l'autre en bande K (à droite).

Pour le calcul des cartes de brillance dans les raies il faut ajouter au rayonnement continu de l'enveloppe et de l'étoile, le rayonnement provenant de la transition atomique considérée. Or, contrairement au rayonnement continu qui n'est pas affecté par l'effet Doppler puisque sa dépendance en longueur d'onde est négligeable sur le domaine spectral de la raie, il convient ici de prendre en compte cet effet, et de vérifier, pour chaque point (r, θ, ϕ) de l'enveloppe, si la longueur d'onde du rayonnement émis, décalée par effet Doppler, appartient à la bande spectrale choisie par l'utilisateur. Ainsi le code détermine, avant de remplir la grille (x, y) la zone d'isovitesse radiale correspondant à cette bande spectrale.

La Figure 39 présente un exemple de 9 cartes de brillance calculées dans la raie Bry pour différentes longueurs d'onde et avec une bande spectrale de $15\text{\AA}$. Afin d'accroître le contraste de ces cartes de brillance seule la contribution de la raie a été prise en compte dans cet exemple.



Figure 39: Cartes de brillance calculées dans la raie Bry avec une bande spectrale de $15\text{\AA}$. Pour accroître le contraste de l'image, les contributions de l'étoile et du continu de l'enveloppe ont été soustraites. Seule subsiste la contribution provenant de l'émission de la raie.

Nous avons déjà détaillé aux Chapitres 2 et 3, l'impossibilité de réaliser des observations en imagerie directe de la plupart des étoiles chaudes actives avec les instruments actuels. Ainsi, il n'est pas possible de comparer directement les cartes de brillance réalisées avec le code SIMECA aux observations.

Le moyen actuel le plus efficace afin d'obtenir des informations sur la répartition spatiale des objets étudiés provient de l'utilisation de techniques interférométriques. Il convient donc d'extraire des cartes de brillance des observables interférométriques directement comparables avec les données provenant des différents instruments interférométriques (VINCI, AMBER, MIDI, CHARA...). Ces observables sont généralement des modules et des phases de la visibilité tracés en fonction de différents paramètres : longueur ou orientation de la base projetée sur le plan du ciel, longueur d'onde, et, dans le cas de certains objets variables, la date d'observation.

La Figure 40 présente un exemple de module visibilité tracé en fonction de la longueur de la base et de son orientation pour un modèle de disque en rotation généré avec SIMECA. Deux exemples de comparaisons entre des modèles générés par SIMECA et des observations MIDI et AMBER sont présentés dans la Figure 41.

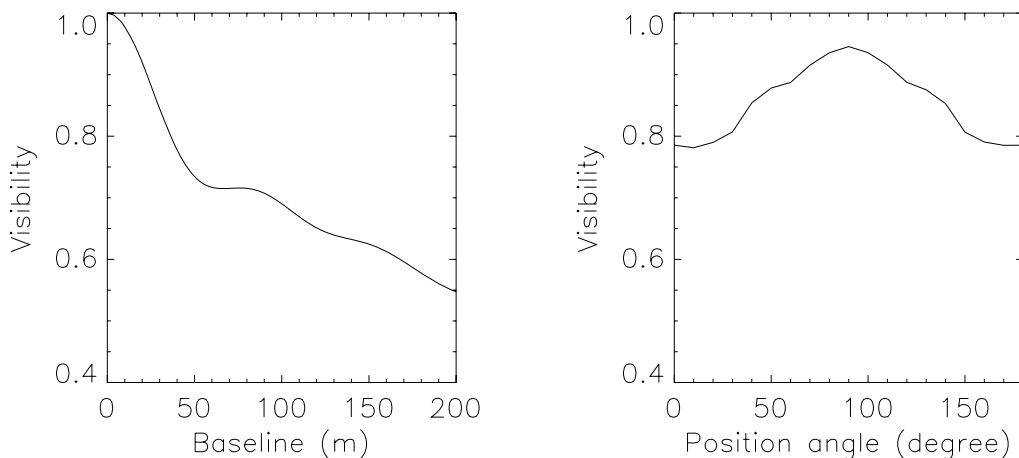


Figure 40: Module de la visibilité tracé en fonction de la longueur de la base pour une orientation parallèle au grand-axe de l'enveloppe projetée (à droite), et en fonction de l'orientation de la base pour une base de 38.7m (à gauche). Le modèle utilisé est un disque de Be « classique ».

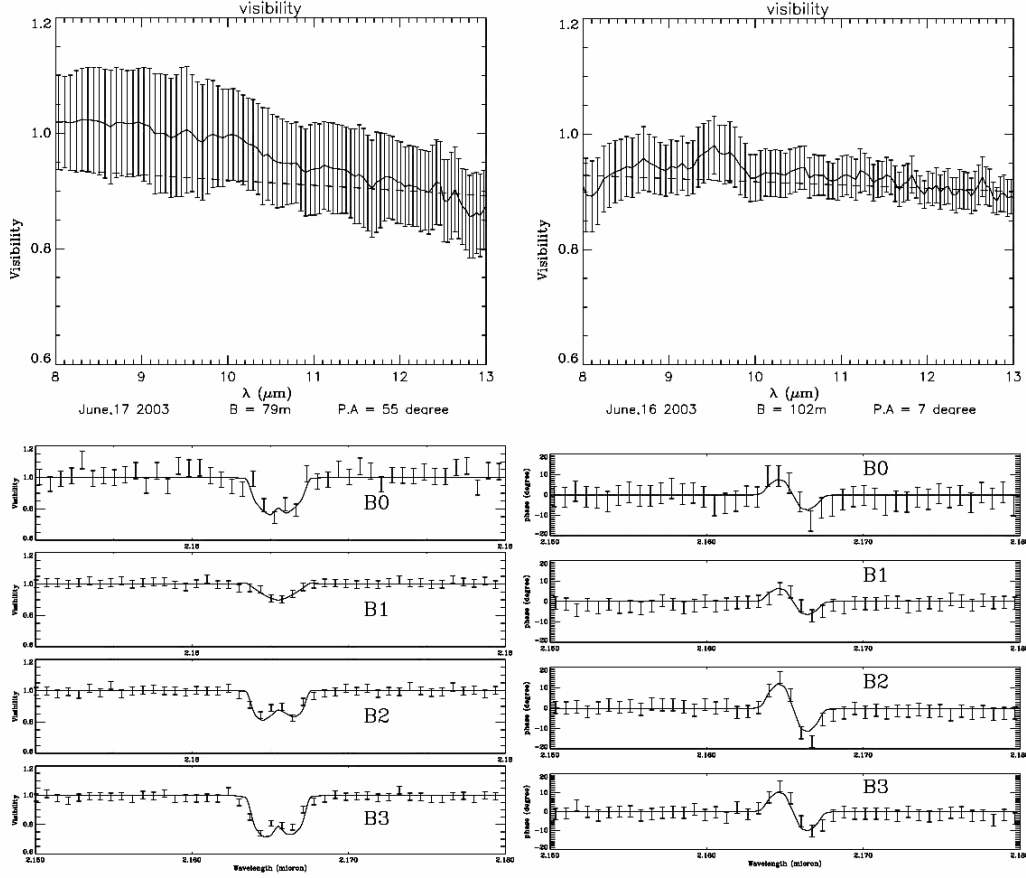


Figure 41: Exemple de modélisation des données MIDI et AMBER de l'étoile α Ara à l'aide du code SIMECA. En haut : Module de visibilité en fonction de la longueur d'onde pour les observations MIDI (Traits pleins et barres d'erreurs), et pour le modèle SIMECA (tirets). En bas : Module (à gauche) et phase (à droite) de la visibilité tracés en fonction de la longueur d'onde dans la raie $\text{Br}\gamma$ pour quatre bases différentes. Les barres d'erreurs représentent les observations AMBER et les courbes en traits pleins le modèle SIMECA.

4.1.5 Géométrie des enveloppes modélisées avec SIMECA

La géométrie des enveloppes circumstellaires modélisées avec SIMECA dépend principalement de la distribution de masse au sein de l'enveloppe. Tant que l'opacité reste faible et que l'enveloppe peut-être considérée comme optiquement mince, ce qui est généralement le cas pour les étoiles Be classiques à l'exception de étoiles Be-shell, l'émissivité en un point de l'enveloppe est une fonction croissante de la densité en ce point.

Or, la densité dans l'enveloppe est donnée par l'équation de continuité :

$$\rho(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\left(\frac{R}{r}\right)^2 v_r(r, \theta)}$$

La densité ρ dépend donc uniquement du rayon r , ainsi que du flux de masse Φ et de la vitesse d'expansion v_r dont les expressions explicitées Section 4.1.1 sont données par les formules suivantes :

$$\Phi(\theta) = \Phi_{\text{pôle}} [1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1} \theta]$$

$$v_r(r, \theta) = v(0, \theta) + \left[V_{\infty}(\text{pôle}) + (V_{\infty}(\text{eq}) - V_{\infty}(\text{pole})) \sin^{m_2} \theta - v(0, \theta) \right] \left(1 - \frac{R_*}{r} \right)^{\gamma}$$

Ainsi, pour une valeur de θ donnée, la distribution radiale de densité dépend uniquement de r , de la vitesse d'expansion à la base de la photosphère $v(0, \theta)$ et du paramètre fixe $\gamma=0.86$. La géométrie radiale de l'enveloppe est donc entièrement déterminée par le modèle de vent radiatif de type CAK (Castor, Abott et Klein).

La dépendance latitudinale de la géométrie est quand à elle déterminée par la dépendance en θ du flux de masse et de la vitesse terminale et donc par les paramètres C_1 , m_1 , $V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})$ et m_2 . Le rapport de densité entre le pôle et l'équateur $\rho_{\text{pôle}}/\rho_{\text{eq}}$ dépend uniquement du paramètre $C_1.V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})$, mais la densité des latitudes intermédiaires dépend également des paramètres libres m_1 et m_2 .

Ainsi pour obtenir une enveloppe sphérique il faut que $\Phi(\theta)/V_\infty(\theta)$ soit constant pour toutes les valeurs de θ , ce qui est possible uniquement pour $m_1=m_2$ et $C_1.V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})=1$. L'enveloppe à géométrie sphérique la plus simple est obtenue pour $m_1=m_2=C_1=V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})=1$, ce qui implique également une symétrie sphérique pour le champs de vitesse radiale.

La modélisation d'une enveloppe aplatie aux pôles (disque équatorial) nécessite évidemment $C_1.V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})>1$ pour que $\rho_{\text{pôle}}>\rho_{\text{eq}}$, de même qu'une enveloppe aplatie à l'équateur (vent polaire) est obtenu avec $C_1.V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})<1$. Afin de s'assurer de la monotonie de la variation de la densité en fonction de la latitude il convient également de prendre $m_1=m_2$, sauf dans le cas où les variations de $\Phi(\theta)$ et $V_\infty(\theta)$ entre le pôle et l'équateur sont des sens opposé (l'une croissance et l'autre décroissante), soit $C_1>1$ et $V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})>1$ dans le cas d'une enveloppe aplatie aux pôles et $C_1<1$ et $V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})<1$ dans le cas d'une enveloppe aplatie à l'équateur.

De la valeur de m_1 et m_2 dépend l'aplatissement de l'enveloppe modélisée. Ainsi m_1 (ou m_2) $\ll 1$ signifie une variation rapide autour de l'équateur du flux de masse (ou de la vitesse terminale) entre sa valeur polaire et sa valeur équatoriale, une valeur proche de 1 signifie une variation lente entre les deux valeurs, enfin m_1 (ou m_2) $\gg 1$ implique que la variation est brutale et se produit proche du pôle. La Figure 42 présente des exemples de variation de la densité entre le pôle et l'équateur pour différentes valeurs des paramètres C_1 , m_1 , $V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})$ et m_2 dans le cas d'enveloppes aplaties aux pôles ou à l'équateur.

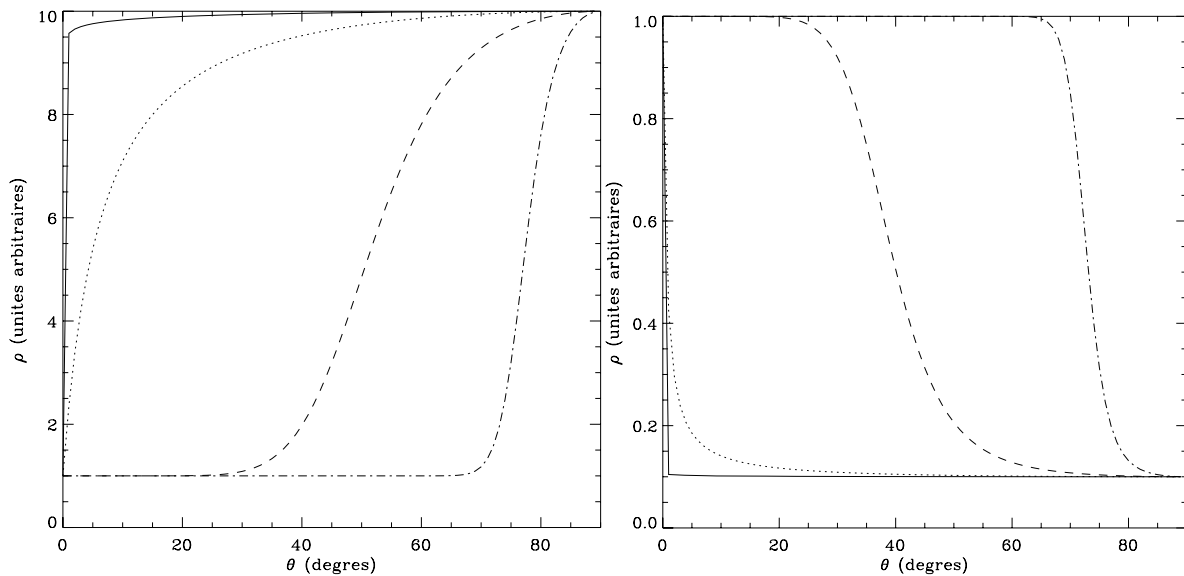


Figure 42 : Variation de la densité (en unités arbitraires) en fonction de la latitude θ pour différentes valeurs des paramètres C_1 , m_1 , $V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})$. A gauche : enveloppes aplaties aux pôles, avec $C_1=100$ et $V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})=0.1$, $m_1=m_2= 0.1$ (trait plein), 1 (pointillés), 10 (tirets), 100 (tirets pointillés). A droite : enveloppes aplaties à l'équateur, avec $C_1=10$ et $V_\infty(\text{pôle})/V_\infty(\text{eq})=0.01$, $m_1=m_2= 0.1$ (trait plein), 1 (pointillés), 10 (tirets), 100 (tirets pointillés).

Si $m_1 \neq m_2$, et si la variation de $\Phi(\theta)$ et $V_\infty(\theta)$ entre le pôle et l'équateur est de même sens (croissant ou décroissant), alors $\rho(\theta)$ n'est plus monotone. La Figure 43a présente un exemple d'un tel modèle. Dans cet exemple $m_1 < m_2$, il en résulte que la variation de $\Phi(\theta)$ est plus rapide que celle de $V_\infty(\theta)$. Il existe alors une zone intermédiaire pour laquelle $\Phi(\theta) = \Phi_{eq}$ et $V_\infty(\theta) = V_\infty(pôle)$. La Figure 43b présente un schéma simplifié de ce type de modèle. Si $\Phi(\theta)$ et $V_\infty(\theta)$ sont décroissant alors la valeur de $\rho(\theta)$ dans la zone intermédiaire est inférieure à celle des régions polaires et équatoriales.

L'enveloppe modélisée prend alors la forme de la Figure 43c, un disque équatorial et un vent polaire dont l'ouverture dépend respectivement de m_2 et m_1 . La Figure 43d présente trois modèles de ce type pour différentes valeurs de m_1 et m_2 .

Il est donc possible de modéliser avec le code SIMECA, des enveloppes sphériques, des disques équatoriaux et des vents polaires plus ou moins ouvert, ainsi qu'une combinaison de ces deux derniers types de modèles. Notons également que le SIMECA respecte une symétrie axiale.

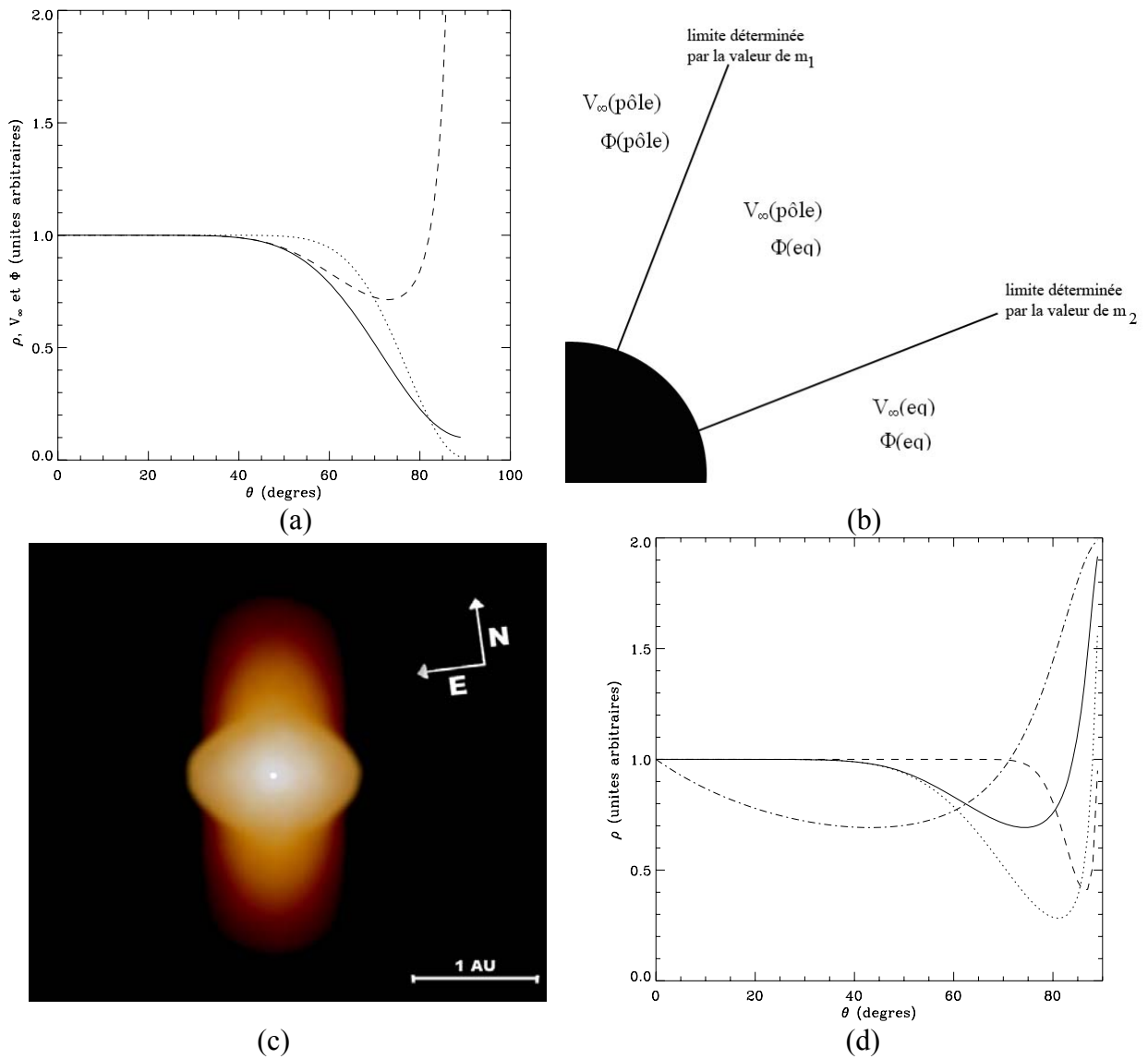


Figure 43 : (a) Variation du flux de masse (trait plein), de la vitesse terminale (pointillés), et de la densité (tiret) entre le pôle et l'équateur pour un modèle avec $C_1=0.1$, $V_\infty(pôle)/V_\infty(eq)=100$, $m_1=10$ et $m_2=20$. (b) Schéma correspondant à un modèle de ce type. (c) Modèle SIMECA de l'étoile α Ara. (d) Modèles possédant une zone de latitudes intermédiaires à faible densité pour différentes valeurs de m_1 et m_2 respectivement : 10 et 20 (trait plein), 10 et 100 (pointillés), 100 et 500 (tirets), et 1 et 2 (tirets-pointillés). $C_1=0.1$, $V_\infty(pôle)/V_\infty(eq)=20$

4.2 Modifications effectuées durant ma thèse

4.2.1 Peuplement des niveaux

Section 4.1.2 nous avons abordé le calcul de la population des niveaux de l'atome d'hydrogène effectué itérativement jusqu'à convergence par le code SIMECA. Les valeurs des niveaux (n_1 , n_2 , ..., n_7 et n_e) sont calculées successivement à l'aide des valeurs précédentes. Les valeurs issues de l'équilibre thermodynamique local (ETL) sont utilisées pour la première itération. Deux types de problèmes peuvent survenir dans ce calcul : la non convergence des valeurs ou des erreurs numériques.

Initialement le code SIMECA fixait les niveaux à l'ETL en cas de non convergence. Les enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives étant généralement fortement hors-ETL, cette solution était peu judicieuse et elle occasionnait la formation de discontinuité dans la distribution de la population des niveaux. Il en résultait l'apparition de zone de sur(ou de sous)-émission dans les cartes de brillance. Certaines erreurs numériques impliquaient elles aussi l'apparition de tels phénomènes. J'ai donc développé une procédure permettant de corriger ces défauts en éliminant les « décrochages ».

La Figure 44 présente des courbes de population de niveaux présentant des défauts dus à des erreurs de calculs (à gauche) et des courbes ayant subi un processus de lissage (à droite).

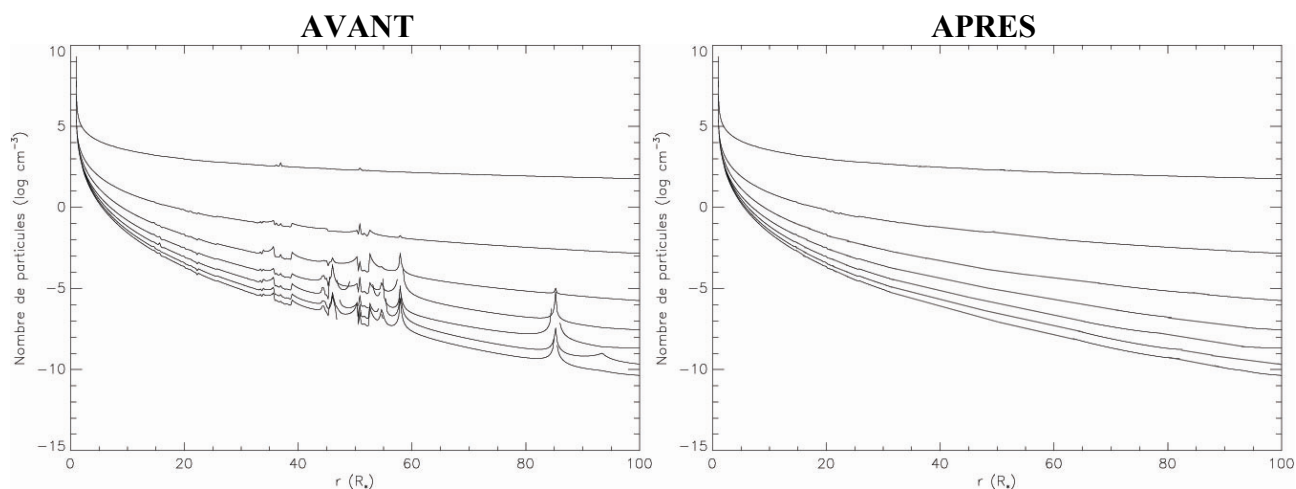


Figure 44: Population des niveaux (n_1 ... n_7), en fonction de r , avant le processus de lissage (à gauche) et après (à droite).

4.2.2 Utilisation des données dans l'infrarouge lointain

Le code SIMECA a été originellement développé afin d'interpréter les données interférométriques provenant du GI2T (Grand Interféromètre à 2 Télescopes) installé sur le plateau de Calern dans l'arrière pays Grassois. Cet instrument fonctionnait dans le visible et permettait d'obtenir des mesures de module et de phase différentielle de la visibilité dans les raies $H\alpha$ et $H\beta$ ainsi que dans leur continu voisin. Par conséquent, le code originel ne modélisait que ces deux raies, et que le rayonnement continu visible. Ainsi n'était pris en compte dans le calcul de l'émission libre lié uniquement les transitions entre le continu et les 7 premiers niveaux de l'atome d'hydrogène.

Or chaque terme de l'émission libre-lié est en $1/i^3$, où i est le niveau atomique. C'est ainsi la contribution de la plus grande transition possible qui domine l'émission, soit pour une longueur d'onde λ comprise entre λ_{i-1c} et λ_{ic} la contribution concernant la transition entre le niveau i et le continu. Ainsi, en prenant en compte uniquement les transitions entre les 7 premiers niveaux, le code SIMECA ne pouvait modéliser de manière satisfaisante le rayonnement libre-lié au delà de $\lambda_{7c} \sim 44954 \text{ \AA}$. Dans la pratique, comme le montre la Figure 45, SIMECA surestimait l'émission libre-lié au delà de cette longueur d'onde en rendant cette transition possible pour toutes les longueurs d'onde.

Afin de pouvoir modéliser les données provenant du VLT/MIDI, les mesures photométriques IRAS (entre 10 et 100 μm), ainsi que les courbes de flux ISO, l'ajout de toutes les transition jusqu'à celle entre le niveau 33 et le continu ($\lambda_{33c} \sim 99.9 \mu\text{m}$). Le rayonnement libre-lié étant indépendant de la population des niveaux atomiques, cet ajout n'impliquait pas la modification de la procédure de peuplement décrite Section 4.1.2. Finalement les 50 premiers niveaux sont pris en compte dans la version actuelle du code SIMECA pour le calcul du rayonnement libre-lié ($\lambda_{50c} \sim 229 \mu\text{m}$)

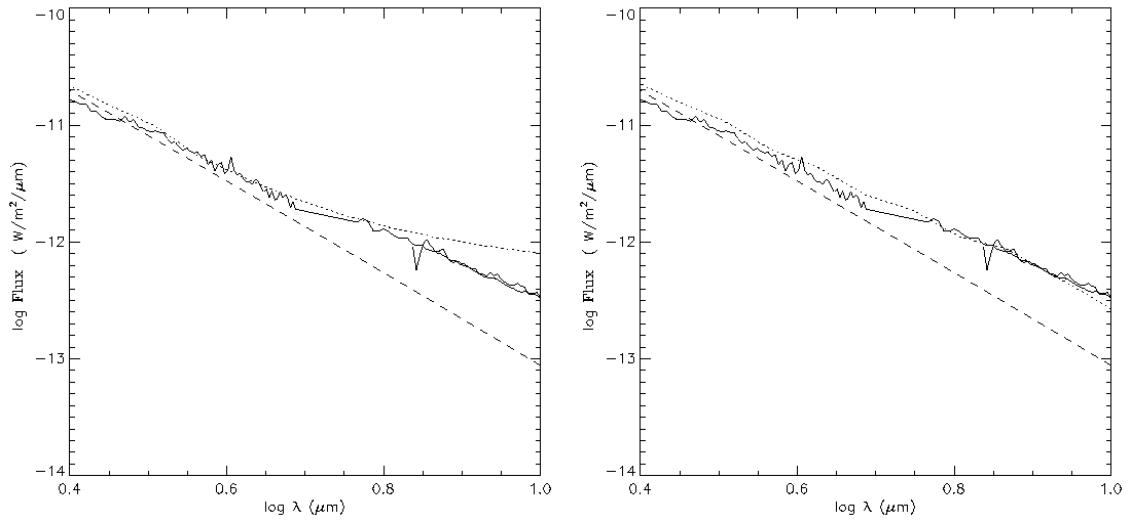


Figure 45: SED de l'étoile Be classique α Ara (en trait plein) et modélisation avec SIMECA : étoile (tiret), étoile+enveloppe (pointillée), avant l'ajout du calcul du rayonnement libre-lié jusqu'aux niveaux 50 (à gauche : surestimation du flux dans l'IR moyen) et après (à droite).

4.2.3 Couplage avec un code de poussière

Comme nous l'avons évoqué Section 4.1, le code SIMECA a été originellement développé pour modéliser l'environnement circumstellaire des étoiles Be classiques. Ainsi le code ne prend en compte que l'émission provenant de l'hydrogène. Afin de pouvoir utiliser également ce code pour la modélisation d'étoiles chaudes actives de type Ae/Be de Herbig ou B[e] supergéantes dont l'environnement contient aussi de la poussière, il est nécessaire de coupler le code SIMECA avec un code modélisant l'émission de la poussière circumstellaire des étoiles chaudes actives.

Le rayonnement continu de ces objets provient de trois sources distinctes : L'étoile centrale, le gaz circumstellaire, et l'enveloppe de poussière. Il convient de prendre en compte également l'opacité du gaz et plus encore de la poussière. Le rayonnement provenant des raies circumstellaires est lui aussi modifié fortement. Deux phénomènes distincts interviennent. Comme le montre la Figure 46 dans le cas de l'étoile MWC297, le disque de poussière généralement optiquement épais « cache » certaines zones de l'enveloppe de gaz ce qui implique une modification morphologique des profils

de raies en émission, ainsi que des cartes de brillance. Il faut aussi considérer la contribution du rayonnement continu provenant de la poussière lors de la normalisation des raies.

Ce travail peut être réalisé de deux manières différentes, soit en utilisant deux codes distincts (SIMECA et un code de poussière) et en effectuant le couplage de manière ad hoc, ce qui fut le cas pour la modélisation de l'étoile Ae/Be de Herbig MWC297 qui sera développé dans le Chapitre 5, soit en couplant intégralement deux codes, en produisant par exemple des cartes d'opacité et d'émissivité avec le code poussière et en utilisant ces données dans SIMECA. Cette seconde méthode, plus complète et plus flexible, fait actuellement l'objet d'un co-développement entre l'équipe de Philippe Stee et celle de Gerd Weigelt et fait partie des objectifs de la thèse de Samer Kanaan.

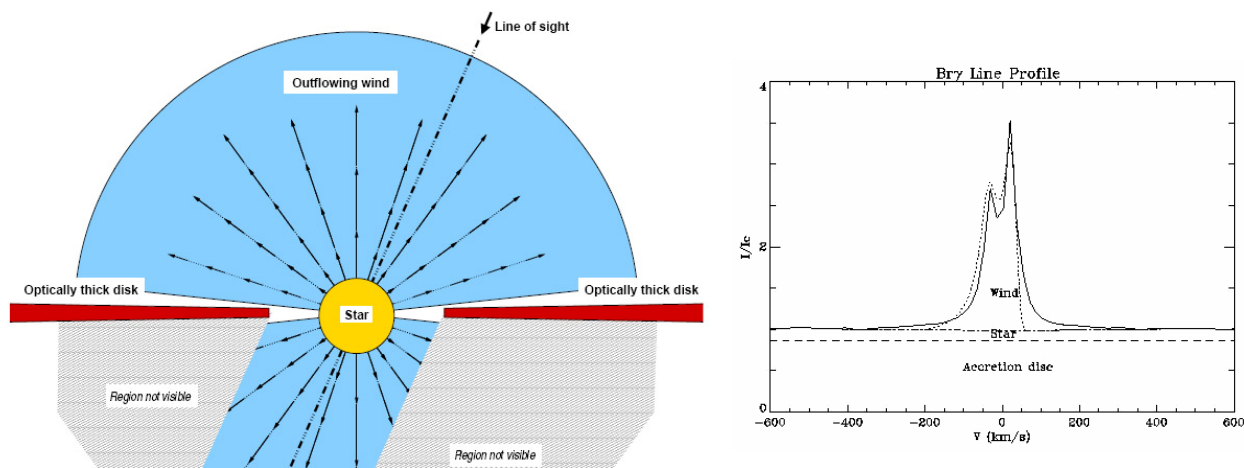


Figure 46: A gauche : Schéma de l'environnement circumstellaire de l'étoile Ae/Be de Herbig MWC29 avec, en gris, les zones « cachées » par le disque de poussière opaque (en rouge). A droite : profil de raie Br γ observé pour cette étoile (en trait plein), et modélisé à l'aide de la version modifiée de SIMECA (en pointillés).

4.2.4 Géométrie de l'enveloppe

Comme nous l'avons détaillé Section 4.1.5, la géométrie des enveloppes circumstellaires modélisée avec le code SIMECA est radialement déterminée par un modèle de type CAK (Castor Abbott et Klein), la dépendance latitudinale est fixée par les rapports de flux de masse et de vitesse entre les pôles et l'équateur ainsi que par les paramètres m_1 et m_2 . Enfin, l'enveloppe est à symétrie axiale. Ainsi, il est possible avec le code originel d'obtenir des enveloppes sphériques, des disques équatoriaux, des vents polaires, ou une combinaison de ces deux derniers modèles (voir par exemple les modèles développés pour l'étoile Be α Ara dans le Chapitre 5). De plus tous les modèles obtenus sont stationnaires.

Or nous avons évoqué Section 1.5 l'existence d'un grand nombre de variabilités d'origine circumstellaire caractéristiques des étoiles chaudes actives. Dans la plupart des cas leur ampleur est relativement faible, et elles peuvent être étudiées comme des perturbations d'un modèle stationnaire. C'est par exemple le cas des ondes de gravité en précession dans les disques circumstellaires d'un nombre important d'étoiles Be classiques. Nous évoquerons ce cas dans le Chapitre 5 pour les modèles concernant l'étoile κ CMa.

Dans d'autres cas, comme par exemple en ce qui concerne l'alternance de phase Be-shell, Be et Be normale pour certaines étoiles Be classiques due à la formation et à la dissipation des enveloppes circumstellaires, l'amplitude de la non stationnarité peut devenir trop importante, et l'étude de ces phénomènes nécessite alors l'utilisation de modèles hydrodynamiques particuliers.

Dans le cas de la dissipation d'un disque circumstellaire, plusieurs cas peuvent apparaître. Si la perte de masse diminue suffisamment lentement par rapport à la vitesse de propagation des informations dans l'enveloppe ($\sim$ vitesse d'expansion), alors l'enveloppe peut être considérée à chaque instant comme étant stationnaire, et le phénomène peut être étudié en calculant une série de modèles SIMECA stationnaires avec une perte de masse décroissante.

Mais dans un cas extrême où la perte de masse chute instantanément à 0, une cavité centrale se crée dans l'enveloppe et se propage vers les couche extérieures à la vitesse d'expansion. La géométrie de l'enveloppe circumstellaire est alors fortement modifiée. Dans le cas d'un disque équatorial, la propagation d'un bord interne crée alors un anneau.

Malgré la non stationnarité du phénomène, il est possible d'étudier son évolution et ses conséquences sur les différents types d'observables (photométriques, spectroscopiques, et interférométriques) en utilisant des modèles stationnaires SIMECA et en créant de manière ad hoc un vide central dont l'étendu dépend du stade de la dissipation et évidemment de la vitesse d'expansion. Ce travail, qui a fait l'objet d'un article publié dans *Astronomy&Astrophysics* (Meilland et al. 2006), sera développé Chapitre 6. Mais afin d'étudier de manière plus satisfaisante l'évolution des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives, j'ai développé un code cinématique permettant de simuler la création et la dissipation des enveloppes avec des échelles de temps variées. Les premiers résultats de ce code concernant la modélisation de l'évolution du milieu circumstellaire d'Achernar sont également présentés dans le Chapitre 6. Le couplage de ce code avec SIMECA permettra à terme de modéliser avec plus de précision ces phénomènes.

D'autres modifications de la géométrie des enveloppes circumstellaires simulées avec le code SIMECA ont été introduites afin de mieux contraindre la géométrie de certains environnements circumstellaires. Plusieurs types de modèles SIMECA à la géométrie modifiée sont présentés dans la Figure 47.



Figure 47: Trois types de modèles ayant nécessités des modifications de la symétrie ou de la géométrie du code SIMECA. De gauche à droite : Dissipation de l'enveloppe et formation d'un anneau, surdensité à un bras en précession dans l'enveloppe de l'étoile κ CMa, et vent polaire contraint et aplatissement de la photosphère de l'étoile Achernar

4.2.5 Adaptation aux rotateurs rapides et critiques

Ce travail, que j'ai supervisé, constituait un des points centraux du stage de master 2^{ème} année que Samer Kanaan a effectué en 2006 dans notre équipe.

Au Chapitre 1 a été abordée l'importance de la rotation dans l'éjection de matière de certains types d'étoiles chaudes actives, et en particulier dans le cas des Be classiques dont la vitesse de rotation moyenne est au moins de l'ordre de 70% de la vitesse critique. Il convient donc de prendre en compte les effets dus à la rotation rapide dans notre modélisation du milieu circumstellaire et de l'étoile elle-même.

En ce qui concerne l'étoile, nous avons déjà abordée Section 1.4.2 les principales modifications qu'impliquait une rotation rapide. L'étoile est alors aplatie aux pôles, cet aplatissement dépendant de la vitesse de rotation et atteignant $R_{eq}/R_{pôle}=1.5$ pour la vitesse critique dans l'hypothèse de Roche (rotation solide et masse de l'étoile concentrée en son centre). L'étoile peut alors être modélisée en première approximation par un ellipsoïde. Nous avons introduit cette dépendance du rayon de l'étoile en fonction de la latitude dans le code SIMECA :

$$R(\theta) = R_{pôle} R_{eq} \left(R_{pôle}^2 \cos^2(\theta) + R_{eq}^2 \sin^2(\theta) \right)^{-1/2}$$

De plus par effet Von Zeipel, un assombrissement gravitationnel des zones équatoriales apparaît. Il convient donc de prendre en compte également la dépendance latitudinale de la température $T_s(\theta)$ à la surface de l'étoile. Nous avons testé deux méthodes d'introduction de cette dépendance dans le code SIMECA. Toutes deux découlent de modèles d'atmosphères développés par Armando Domiciano de Souza.

Dans un premier temps, nous avons utilisé des polynômes d'ordre 5 pour modéliser la variation de la température entre les pôles et l'équateur, il a donc fallu introduire cinq nouveaux paramètres dans le fichier d'entrée de SIMECA. Finalement nous avons opté pour l'utilisation d'un fichier texte contenant une série de valeurs de la température en fonction de la latitude. La Figure 48 présente un exemple d'étoile en rotation quasi-critique, aplatie par la rotation et subissant un fort effet d'assombrissement gravitationnel.

Considérons maintenant les modifications à apporter dans le calcul du milieu circumstellaire. Section 4.1.1, nous avons supposé que la température pouvait s'écrire sous la forme :

$$T(r, \theta) = t_1(\theta) \cdot t_2(r)$$

Nous utilisons alors $t_1(\theta)=1$. Il convient maintenant de propager la dépendance latitudinale de la température de surface dans toute l'enveloppe. En prenant $t_1(\theta) = T_s(\theta)$, on surestime cette dépendance en considérant que chaque point de l'enveloppe n'est éclairé que par le point de la surface de l'étoile de même latitude. En fait, il faut prendre en compte l'ensemble de la surface de l'étoile visible par le point de l'enveloppe considéré et calculer la température moyenne de celle-ci.

La modification morphologique de l'étoile implique elle aussi un certains nombre de modifications de l'enveloppe circumstellaire. Dans SIMECA nous avons implémenté les modifications du rayon de l'étoile en conservant la même grille de calcul, et en considérant que le rayon polaire n'était pas affecté. Seul le rayon équatorial et celui des latitudes intermédiaires sont modifiés afin de donner à la nouvelle étoile une forme ellipsoïdale. Il convient alors d'exclure du calcul de l'enveloppe circumstellaire la zone comprise entre la sphère de rayon $R_{pôle}$, et l'ellipsoïde de demi grand axe R_{eq}

et de demi petit axe $R_{\text{pôle}}$. Il est également nécessaire de fixer les valeurs limites de $T(r, \theta)$ et de V_r et V_ϕ à la surface de la nouvelle étoile et non à celle de l'ancien étoile sphérique. Enfin, il convient finalement de prendre en compte la dépendance du rayon de l'étoile en fonction de la latitude dans le calcul de V_r et V_ϕ .

La Figure 49 présente schématiquement les principales modifications effectuées dans le code SIMECA afin de pouvoir modéliser les rotateurs rapides.

Puisque la déformation de l'étoile dépend de la vitesse de rotation, une dernière étape devrait être incorporée dans le code : calculer une grille de modèles pour différentes valeurs de V_{rot}/V_c comprises entre 0 et 1 avec le code d'Armando Domiciano de Souza afin de pouvoir utiliser ces modèles automatiquement dans SIMECA sans devoir entrer la valeur de l'aplatissement ainsi qu'un fichier texte contenant la dépendance latitudinale de la température à la surface de l'étoile. Le seul paramètre à prendre en compte serait alors la vitesse critique (ou la masse de l'étoile) afin de calculer V_{rot}/V_c et de déterminer l'aplatissement et l'assombrissement gravitationnel.

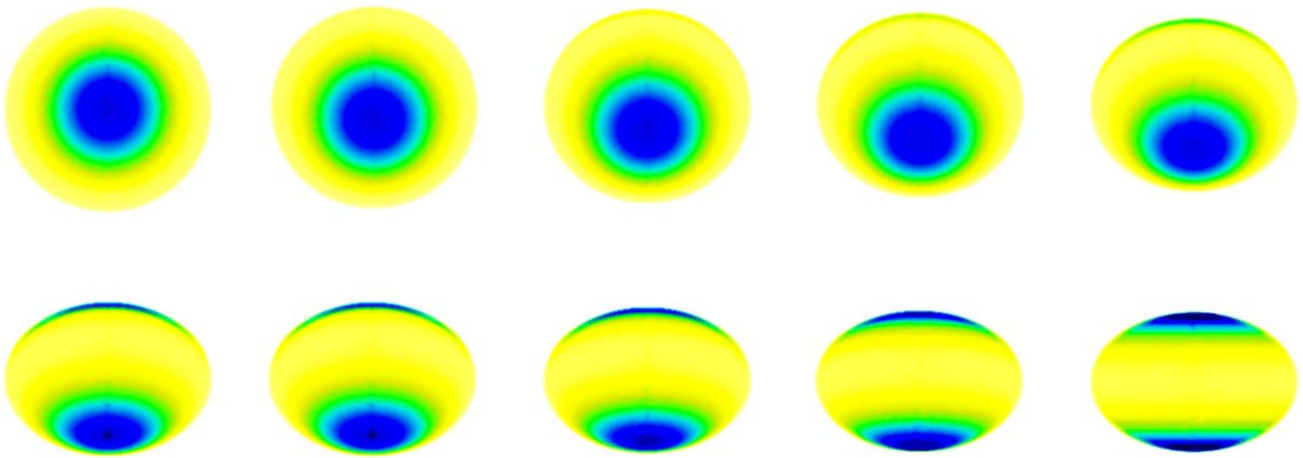


Figure 48: Etoile aplatie par une rotation quasi-critique et subissant un fort assombrissement gravitationnel dû à l'effet Von Zeipel, représentée avec une inclinaison de 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, et 90°.

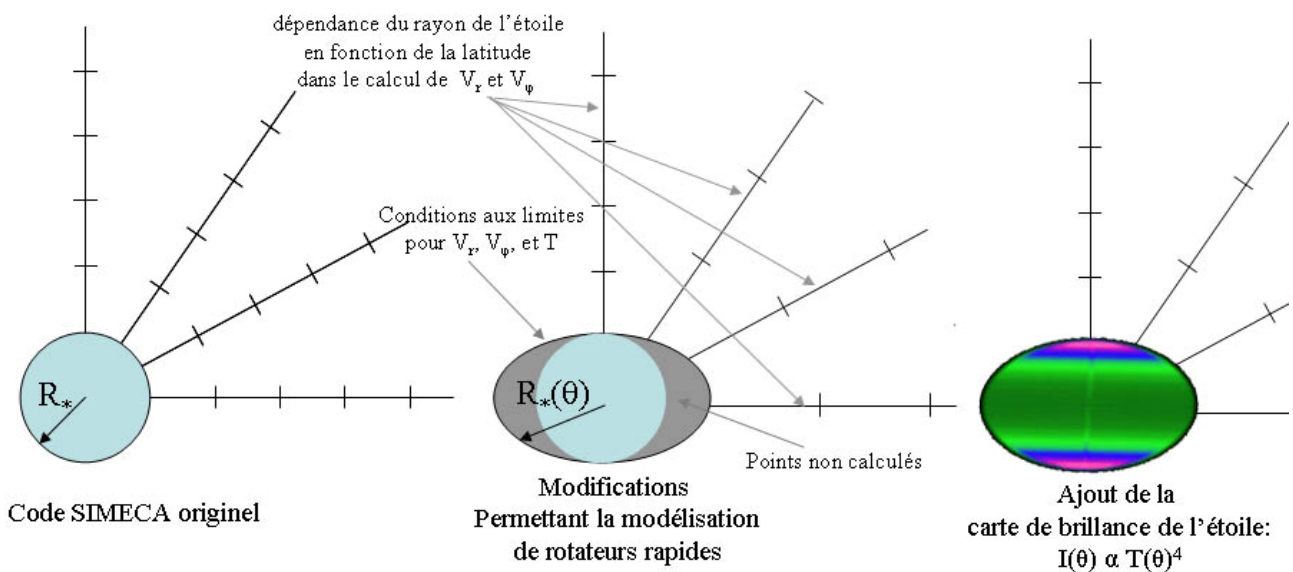


Figure 49: Schéma récapitulatif de l'ensemble des modifications effectuées dans le code SIMECA afin de pouvoir modéliser les rotateurs rapides et critiques.

Chapitre 5

Modélisation de l'environnement circumstellaire de quelques étoiles chaudes actives

Dans ce chapitre sont regroupés les résultats que j'ai obtenus concernant la modélisation d'un certain nombre d'étoiles chaudes actives en utilisant les premières observations VINCI, AMBER et MIDI ainsi qu'un grand nombre de données spectroscopiques et photométriques. Parmi ces modèles différentes classes d'étoiles chaudes actives sont représentées : plusieurs étoiles Be classiques (α Ara, κ CMa, et Achernar), une Ae/Be de Herbig (MWC297), et une B[e] supergéante (HD62623).

La plupart des résultats présentés ici ont fait l'objet d'une ou plusieurs publications dans le journal *Astronomy & Astrophysics* dont des copies sont présentées en annexe de cette thèse :

- First VLTI observation of a Be star : α Arae
- First direct detection of a Keplerian rotating disk around the Be star α Ara
- An asymmetry detected in the disk of κ CMa with the AMBER/VLTI
- Disk and wind interaction in the young stellar object MWC297

Les résultats concernant Achernar présentés dans ce chapitre sont issus à la fois de travaux antérieurs effectués par Armando Domiciano de Souza et Pierre Kervella (Domiciano de Souza et al. 2003, Kervella et Domiciano de Souza. 2006), et d'un article en cours de publication : Disk and Wind evolution of the fast rotator Achernar (Kanaan, Meilland et al.) également présenté en annexe de cette thèse.

Concernant les B[e], n'ayant jusqu'à présent que peu travaillé sur ce type d'objet, je présente uniquement des travaux préliminaires effectués à partir des observations MIDI de l'étoile HD62623, ainsi qu'une comparaison avec ceux obtenu par Domiciano de Souza et al. (2007) concernant l'étoile CPD-57° 2874.

En plus des travaux déjà effectués, sont introduits dans ce chapitre certains projets et demandes d'observations interférométriques effectués ces derniers mois afin d'avancer dans la compréhension des étoiles chaudes actives. Ces projets ne concernent pas uniquement les étoiles évoquées ci-dessus mais également deux autres étoiles Be classiques : α Col et δ Cen, et une B[e] non-classée : HD 50138.

Les résultats présentés dans ce chapitre ne sont ni regroupés par étoile, ni par classe d'étoile chaude active, mais classés par type de paramètres : physiques (stellaires puis circumstellaires), géométriques, et cinématiques. Outre le fait que cela permet d'éviter une trop grande redondance avec les articles présentés en annexe, cela permet également de dégager plus facilement les similitudes et les différences entre les différentes étoiles étudiées.

De plus, cela permet également d'introduire la procédure type de modélisation que j'ai suivie pour la plupart de ces objets. En effet pour chaque objet il convient de commencer par vérifier les paramètres physiques fondamentaux, ainsi que la distance de l'étoile, afin de pouvoir modéliser convenablement son flux, il est ensuite nécessaire de modéliser l'excès infrarouge qui, comme nous l'avons expliqué Section 2.1.2, peut être fonction de la masse de l'enveloppe ou de sa surface visible. Vient ensuite la modélisation de la géométrie de l'enveloppe reposant généralement sur les observations interférométriques dans le continu (voir section 2.4.4), et enfin la cinématique déduite à partir des observations spectroscopiques et interférométriques différentielles effectuées dans les raies d'hydrogène en émission (respectivement présentés Sections 2.2.2 et 2.4.6).

5.1 Vérification de la valeur des principaux paramètres stellaires

5.1.1 Reconstruction de la SED

Afin de modéliser convenablement le flux stellaire de l'objet étudié, il convient de connaître les paramètres physiques fondamentaux de l'étoile ainsi que sa distance. En effet, en considérant l'étoile comme un corps noir en première approximation, le flux reçu sur Terre (F_λ) ne dépend que du rayon de l'étoile (R_*), de sa température effective (T_{eff}), et de sa distance d :

$$F_\lambda = \frac{2h^2 \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \frac{R_*^2}{d^2}$$

Le rayon de l'étoile et sa température effective sont généralement déterminés par une étude spectrophotométrique, et la distance, soit déduite de cette étude, on parle alors de distance photométrique, soit calculée à partir de mesures de parallaxes, comme celles réalisées par le satellite Hipparcos (High Precision PARallax Collecting Satellite).

Il arrive que les valeurs présentes dans la littérature soient assez disparates, il convient alors de sélectionner un ensemble de valeurs permettant de reproduire correctement le flux de l'étoile. De plus il convient de vérifier la cohérence de celles-ci. Ainsi, par exemple, une étoile de classe B2V doit avoir un rayon moyen de l'ordre de $5R_\odot$. Des valeurs de l'ordre de 3 ou 15 $R_\odot$ sont donc à proscrire.

Afin de vérifier les valeurs de ces paramètres et de sélectionner un ensemble satisfaisant, chaque modélisation présentée ici débute par une reconstruction de la distribution spectrale d'énergie (SED) de l'étoile étudiée. Comme nous l'avons évoqué Section 2.2, dans la plupart des cas, la partie bleue du spectre (environ jusqu'à $1\mu\text{m}$), est entièrement dominée par la contribution de l'étoile, alors que la partie rouge (au delà de quelques microns) est généralement dominée par le rayonnement d'origine circumstellaire.

La SED est reconstruite en utilisant le plus de données disponibles dans la littérature. Ainsi sont généralement utilisées les mesures de magnitude U, B, V, R, I, J, H, K, L, M, et N issues des différents catalogues disponibles (Johnson et al. 1966, 2MASS,...), les flux ultraviolets provenant des catalogues de Jamar et al. (1976) et Thompson et al. (1978), les flux IRAS, les spectres ISO, ainsi que les flux du VLTI/MIDI pour les étoiles ayant été observées avec cet instrument. La SED ainsi reconstruite couvre alors un domaine spectral compris entre 0.13 et $100\mu\text{m}$.

Seule la température de l'objet détermine la répartition spectrale du rayonnement, le maximum de la distribution étant fixée par la loi de Wien et se décalant vers les petites longueurs d'onde avec l'augmentation de la température. Ainsi, en théorie il est possible de déterminer aisément la température effective de l'objet étudié sans connaître sa distance ou son rayon. Néanmoins, cela nécessite des mesures très précises dans le domaine spectral entourant le maximum d'émission, et comme le montre la Figure 50, ce maximum se situe dans l'UV pour des étoiles dont la température est comprises entre 10000 et 30000K. Or l'approximation du corps noir convient généralement mal dans ce domaine spectral pour lequel de nombreuses structures d'origine photosphérique apparaissent. Ainsi, généralement, la détermination de la température doit s'effectuer conjointement à celle du rayon et de la distance dont les effets opposés, dépendance du flux en R^2 et $1/d^2$ pour toutes les longueurs d'onde, sont également présentés Figure 50.

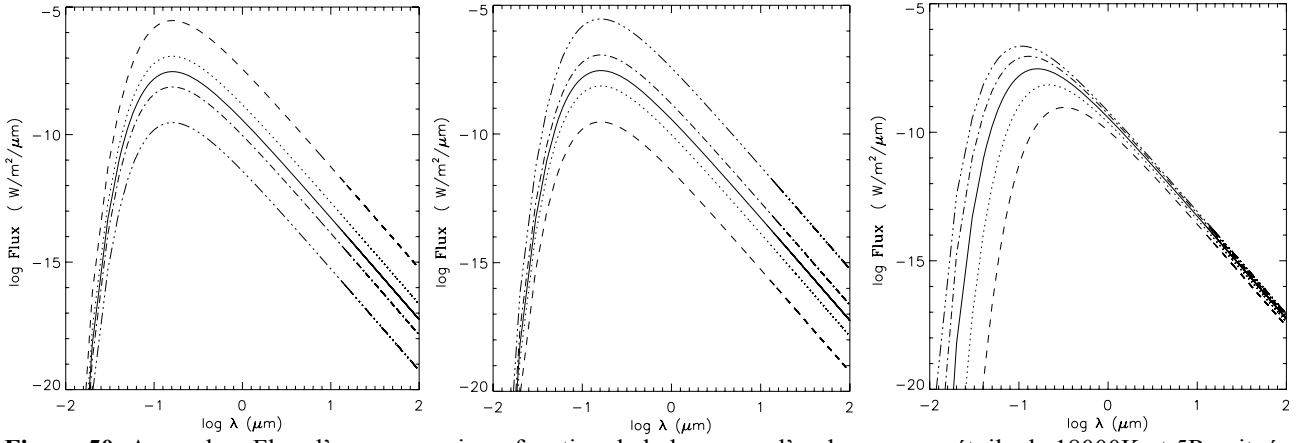


Figure 50: A gauche : Flux d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde pour une étoile de 18000K et $5R_{\odot}$ située à 100pc (trait plein), 50pc (pointillés), 10pc (tirets), 200pc (1 point-tirets) et 1000pc (3 points-tirets). Au milieu : étoile de 18000K à 100pc avec un rayon stellaire de $5R_{\odot}$ (trait plein), $2.5R_{\odot}$ (pointillés), $0.5R_{\odot}$ (tirets), $10R_{\odot}$ (1 point-tirets) et $50R_{\odot}$ (3 points-tirets). A droite : étoile de $5R_{\odot}$ située à 100pc pour une T_{eff} de 18000K (trait plein), 13500K (pointillés), 9000K (tirets), 22500K (1 point-tirets) et 27000K (3 points-tirets).

5.1.2 Cas simples : κ CMa, Achernar, α Col, et HD62623

Pour plusieurs étoiles modélisées durant ma thèse, la détermination des paramètres stellaires et de la distance de l'étoile en utilisant la méthode explicitée à la précédente section a été relativement aisée. C'est le cas de trois étoiles Be classiques, κ CMa, Achernar, et α Col, ainsi que, dans une moindre mesure, d'une supergéante B[e] : HD62623.

La distance de κ CMa, déduite de la mesure de parallaxe réalisée par le satellite Hipparcos est 230 ± 30 pc. Sa classe spectrale et sa température effective sont assez bien définies : variant respectivement entre B1.5IV et B2V, et 20000K (Popper 1980) et 25800K (Fremat et al. 2005). En se plaçant dans l'hypothèse d'une étoile de la séquence principale (classe V), et en adoptant les valeurs typiques de rayon stellaire de pour des étoiles de type B (Allen's Astrophysical Quantities), ce dernier est compris entre $4.8 R_{\odot}$ pour une B3 et $7.4 R_{\odot}$ pour une B0. Sont présentées Figure 51 la SED reconstruite de κ CMa ainsi que la modélisation de la contribution de l'étoile. Les paramètres utilisés pour le meilleur ajustement sont : $d=230$ pc, $T_{\text{eff}}=22500$ K, et $R=6R_{\odot}$. Ainsi, le rayon déterminé par cette méthode est supérieur à celui d'une étoile de classe B2V, ce qui tend à situer κ CMa légèrement au dessus de la séquence principale, à la limite entre les naines et les sous-géantes (classe IV).

Les SED reconstruites pour Achernar, α Col, et HD62623, ainsi que les meilleurs ajustements de la de la contribution stellaire au flux de l'objet sont également présentés Figure 51. Les valeurs des paramètres stellaires correspondants sont présentées Tableau 1. Dans le cas d'Achernar et d' α Col, la distance a également été déduite des mesures de parallaxe d'Hipparcos, la détermination de la température effective et du rayon stellaire provenant de diverses sources de la littérature et de l'ajustement lui-même. Dans le cas de la supergéante B[e] HD62623, la distance n'ayant pu être déterminée par des mesures Hipparcos de parallaxe, il s'agit uniquement d'une estimation photométrique, établie afin d'obtenir le meilleur ajustement possible en utilisant les valeurs de $R_{\star}$ et T_{eff} de Stee et al. (2004).

Les ajustements présentés ici sont évidemment de qualité médiocre, en particulier en ce qui concerne le domaine UV, et une modélisation plus fine nécessiterait inévitablement l'utilisation d'un modèle d'atmosphère. Mais le but de ce chapitre n'est pas la modélisation de la photosphère des étoiles chaudes actives, mais de leur environnement circumstellaire. Seule la détermination des paramètres fondamentaux de l'étoile est nécessaire aux travaux présentés aux sections suivantes.

Nom de l'étoile	d (pc)	Classe spectrale	$R_\star (R_\odot)$	$T_{\text{eff}} (K)$
κ CMa	230	B1.5IVe	6	22500
Achernar	44	B3Vne	6.5	18000
α Col	82	B8Ve	4.5	11500
HD 62623	900	A3Iabe	55	9000

Tableau 1 : Classe spectrale, valeur des paramètres stellaires T_{eff} et $R_\star$ et de la distance d obtenus pour les meilleurs ajustements d'un modèle de corps noir dans le cas des étoiles κ CMa, Achernar, α Col et HD 62623.

De plus, notons que l'écart entre les modèles de corps noir et les SED reconstruites (dans la partie bleue du spectre) est plus important pour la supergéantes B[e] HD 62623 que pour les Be classiques. Néanmoins, même dans le cas de cette étoile, l'écart concerne essentiellement le domaine UV. L'excès infrarouge dû au rayonnement de l'enveloppe circumstellaire ne débutant qu'à partir de $1.5\mu\text{m}$ (présence d'un point d'inflexion dans la courbe de la SED), le domaine spectral compris entre $0.4\text{-}1.5\mu\text{m}$ nous permet de déterminer convenablement les paramètres stellaires.

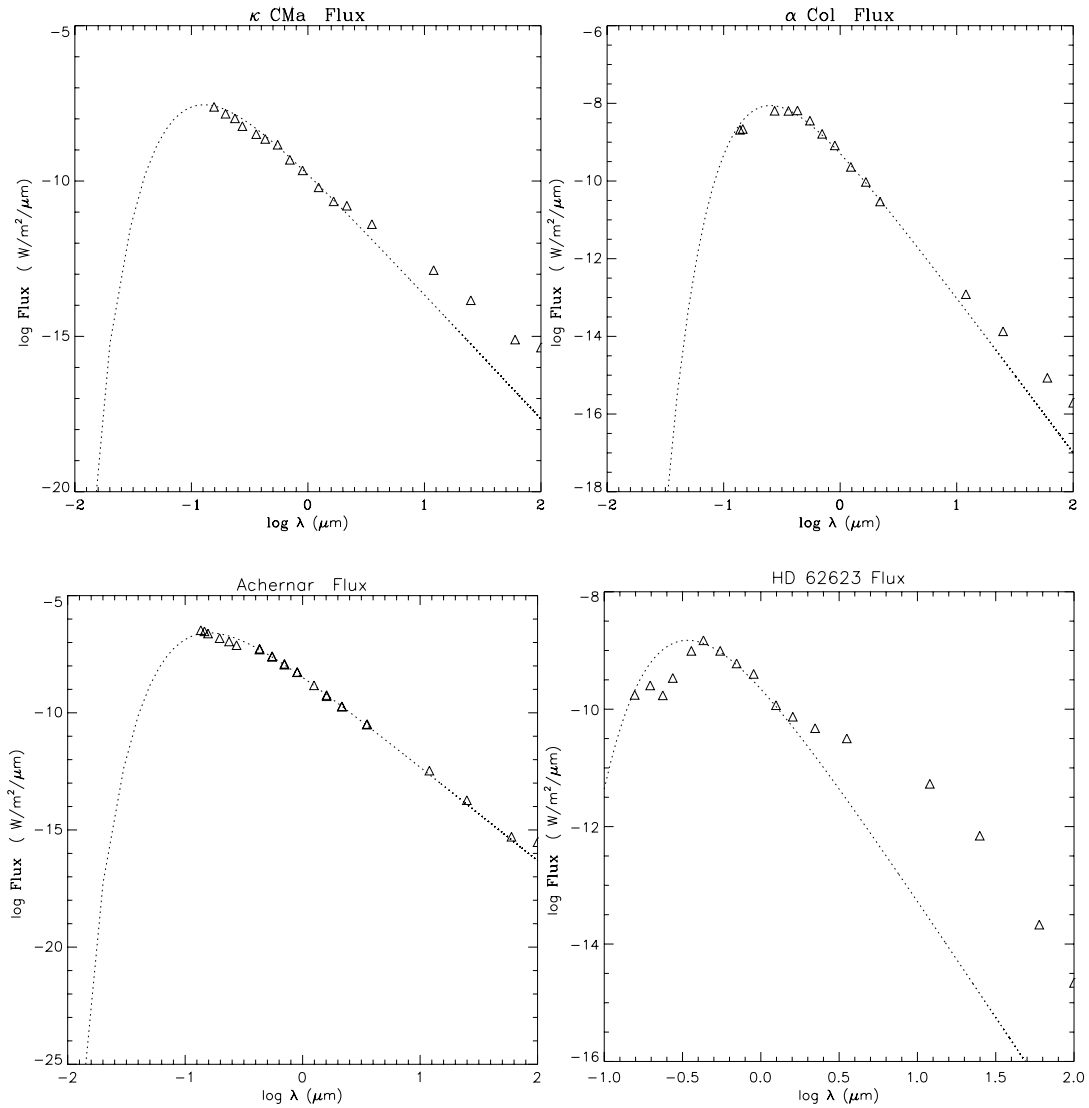


Figure 51: Triangles : SED reconstruite à partir des magnitudes disponibles dans la littérature, des flux UV, et des mesures de flux IRAS pour κ CMa, α Col, Achernar, et HD 62623. Pointillés : Meilleur ajustement d'un modèle de corps noir pour chaque étoile. Les paramètres correspondants sont présentés Tableau 1.

5.1.3 α Arae : un problème de distance ou de rayon?

Selon l'ensemble des sources disponibles dans la littérature, la classe spectrale d' α Ara est comprise entre B2V et B3V ce qui implique une température effective comprise entre 18000 et 22000K. Sa distance, déterminée à partir de la mesure de parallaxe Hipparcos est 74 ± 6 pc. En utilisant ces paramètres pour l'ajustement de la SED présenté Figure 52, il en résulte que le rayon stellaire doit être compris entre $2.2R_{\odot}$ ($T_{\text{eff}}=22000\text{K}$ et $d=68\text{pc}$), et $3.5R_{\odot}$ ($T_{\text{eff}}=18000\text{K}$ et $d=80\text{pc}$).

Or, ces valeurs sont très inférieures aux valeurs typiques du rayon d'une étoile de classe B2V ou B3V. Dans ce dernier cas, comme cela a déjà été mentionné Section 5.1.2, le rayon est de l'ordre de $4.8R_{\odot}$. Une autre solution consisterait à considérer l'étoile comme une B4V avec $T_{\text{eff}}=17000\text{K}$ et $R_{\star}=4.3R_{\odot}$, mais l'ajustement, présenté Figure 52, n'est alors plus satisfaisant. Il semble, par conséquent, impossible de déterminer un couple $T_{\text{eff}} - R_{\star}$ qui soit à la fois réaliste, et qui permette d'ajuster correctement une courbe de corps noir sur la partie bleue de la SED reconstruite.

En considérant donc l'hypothèse d'une étoile de type B3V, avec $T_{\text{eff}}=18000\text{K}$ et $R_{\star}=4.8R_{\odot}$, le flux qui serait obtenu si cette étoile était située à une distance de 74pc est environ 2 fois supérieur au flux réellement reçu dans le cas d' α Arae (Figure 52). De plus, il est ici impossible d'invoquer une extinction interstellaire, ni même une extinction circumstellaire, dont l'effet chromatique provoquerait, comme nous le verrons dans la section suivante, un rougissement de l'ensemble de la SED.

En conservant les paramètres stellaires typiques d'une étoile de classe B3V, il convient de placer l'étoile à environ 1.4 fois la distance mesurée par Hipparcos, soit environ 105 pc. L'ajustement correspondant est présenté Figure 52. Cette hypothèse, utilisée dans le reste de la modélisation d' α Ara n'est pourtant pas totalement satisfaisante. Aucune donnée ne permet d'expliquer cette hypothétique erreur de mesure de parallaxe Hipparcos dans le cas d' α Ara, erreur qui serait alors de l'ordre de 5σ . Néanmoins des erreurs du même ordre ont déjà été détectées pour d'autres étoiles. A partir de mesures de parallaxe réalisés avec le HST sur les Pléiades, Soderblom et al. (2005) ont démontré que la distance de cet amas déterminée par Hipparcos était sous-estimée, l'erreur étant de l'ordre de 16pc soit environ 4.5σ . D'autres erreurs ont été relevées, en particulier dans le cas d'étoiles doubles.

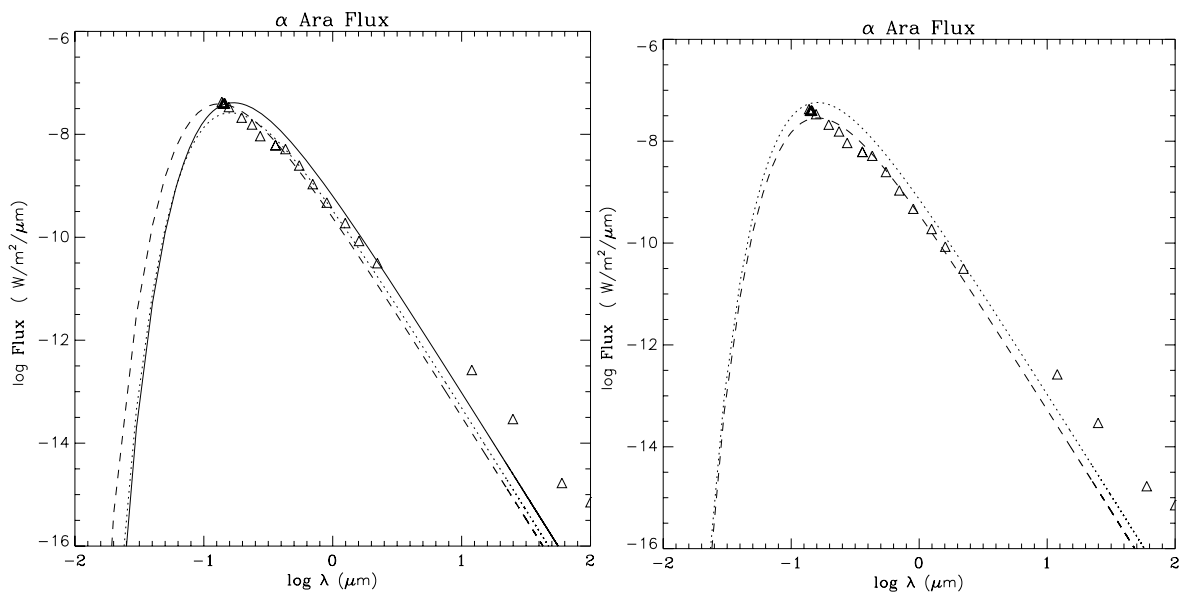


Figure 52: Triangles : SED reconstruite pour α ara à partir de différentes mesures disponibles dans la littérature. A Gauche : modèle de corps noir avec $T_{\text{eff}}=22000\text{K}$, $R_{\star}=2.2R_{\odot}$ et $d=68\text{pc}$ (tirets), $T_{\text{eff}}=18000\text{K}$, $R_{\star}=3.5R_{\odot}$ et $d=80\text{pc}$ (pointillés), $T_{\text{eff}}=17000\text{K}$, $R_{\star}=4.3R_{\odot}$ et $d=74\text{pc}$ (trait plein). A droite : même type de modèle avec $T_{\text{eff}}=18000\text{K}$, $R_{\star}=4.8R_{\odot}$ et $d=105\text{pc}$ (tirets), $T_{\text{eff}}=18000\text{K}$, $R_{\star}=4.8R_{\odot}$ et $d=74\text{pc}$ (pointillés).

5.1.4 Absorption interstellaire : MWC297

L'étoile Be de Herbig MWC 297 est située dans une zone nébulaire : le Rift d'Aquila. Son rayonnement subit donc une absorption chromatique due à la matière interstellaire (principalement la poussière dont l'opacité est très supérieure à celle du gaz) qui induit un rougissement important.

On définit généralement la loi d'extinction pour la poussière interstellaire en fonction du paramètre $R_V = A_V/[A_B - A_V]$, où A_B et A_V sont respectivement l'absorption en bande B et V en magnitude. Pour un milieu interstellaire diffus typique $R_V=3.1$, dans un nuage dense $4 < R_V < 5$. La dépendance en longueur d'onde de l'extinction interstellaire pour $R_V=3.1$ et $R_V=5$, mesurée par Cardelli et al. (1989), est présentée Figure 53 (à gauche). Elle est de l'ordre de $\lambda^{1.4 \pm 0.2}$ sur l'ensemble du domaine de longueur d'onde étudié (0.3-100 μ m). A cette dépendance globale vient s'ajouter deux zones de sur-absorption caractéristiques des poussières centrées autour de 10 et 15 μ m.

Afin de pouvoir corriger une SED de l'absorption interstellaire il convient donc uniquement de déterminer l'absorption à une longueur d'onde, généralement en bande V. Ceci ajoute néanmoins un paramètre à notre problème d'ajustement de la SED et rend impossible la détermination de la classe spectrale par des méthodes photométriques (magnitude, indices de couleurs, SED reconstruite). Seule une analyse spectroscopique (présence et largeur équivalente des raies photosphériques) est possible.

En utilisant cette technique sur une portion du spectre visible de MWC 297, Drew et al. (1997) ont démontré que la classe spectrale de cette étoile était B1.5V, sa température effective 23700K, et son rayon stellaire 6.12 $R_\odot$. Ils ont ensuite déterminé la distance de l'étoile, $d=250 \pm 50$ pc et estimé l'absorption interstellaire dans le visible, $A_V \approx 8$.

La SED mesurée et la SED dérougée en utilisant la loi d'extinction de Cardelli pour $R_V=3.1$, et $A_V=8.3$ sont présentées Figure 53 (à droite) conjointement à l'ajustement de la contribution de l'étoile en utilisant les paramètres stellaires et la distance déterminés par Drew.

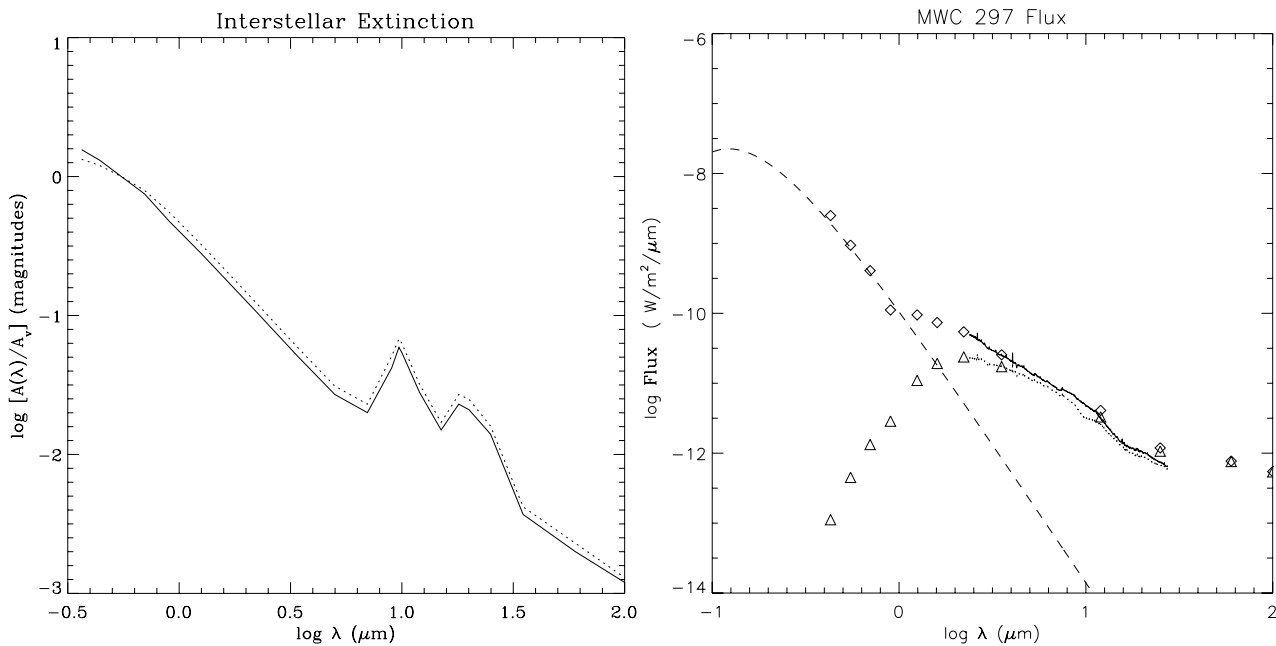


Figure 53: A gauche : Extinction interstellaire $A(\lambda)/A_V$, mesuré par Cardelli et al. (1989), pour $R_V=3.1$ (trait plein) et $R_V=5$ (pointillés). A droite : Reconstruction de la SED de MWC 297 : les triangles représentent différentes mesures de flux et de magnitudes (UV, Johnson, IRAS), et la courbe en pointillés un spectre ISO. La SED dérougée en utilisant la loi d'extinction de Cardelli et al. pour $R_V=3.1$ est représentée avec les losanges et la courbe en trait plein. En pointillés, est tracé un modèle de corps noir avec $T_{\text{eff}}=23700\text{K}$, $R_*=6.12R_\odot$ et $d=250\text{pc}$.

5.1.5 Une énigme : HD 50138

Au Chapitre 1, nous avons abordé la diversité des étoiles chaudes actives en termes de processus physiques responsable du phénomène Be, de géométrie, de composition chimique, et surtout de statut d'évolution. Ainsi nous avons vu qu'il existait parmi ces objets, des étoiles jeunes, les Ae/Be de Herbig, des étoiles proches de la séquence principale, les Be classiques, ainsi que des étoiles évoluées, les B[e] supergéantes. Pour un certain nombre d'étoiles, la classification parmi l'un de ces groupes est difficile. La plupart de ces étoiles possèdent néanmoins un très fort excès infrarouge caractéristique de la présence de poussière et des raies de transitions interdites. Pour ces raisons ces étoiles sont généralement classées parmi les « unclassified B[e] ».

HD 50138 est une de ces étoiles. D'après Jaschek et al. (1992), il s'agit d'une étoile de classe B5III dont le stade d'évolution serait compris entre une Be classique et une B[e] supergéante. Mais Pogodin et al. (1997) ont détecté des indices d'accrétion de matière en observant la variabilité de certaines raies spectrales, ce qui leur laisse supposer qu'HD50138 est un objet pré-séquence principale du type Ae/B[e] de Herbig.

Néanmoins, sa distance ayant été déterminée par Hipparcos, $d=290\pm80\text{pc}$, et l'absorption interstellaire semblant être négligeable d'après la forme de la SED, il est possible de contraindre fortement la température effective et le rayon de cette étoile en utilisant un modèle simple de corps noir.

D'après la photométrie visible, et malgré la structure complexe de la SED dans l'UV typique des B[e], La T_{eff} de l'objet doit être comprise entre 12000 et 13000K ce qui correspond à un type spectral B7 ou B8. Le rayon de l'étoile permettant d'ajuster correctement le modèle de corps noir est compris entre $2.5R_{\odot}$ ($d=360\text{pc}$, et $T_{\text{eff}}=13000\text{K}$), et $5R_{\odot}$ ($d=210\text{pc}$ $T_{\text{eff}}=12000\text{K}$). La SED reconstruite ainsi que ces deux modèles sont présentés Figure 54.

Le rayon typique pour une B8V est de l'ordre de $3R_{\odot}$ et plutôt $6-7R_{\odot}$ pour une géante B8III. (Allen Astrophysical Quantities 2000). Ainsi HD50138 semble être un objet proche de la séquence principale (classe IV ou V), ce qui exclu qu'il s'agisse d'une B[e] supergéante et même d'une géante.

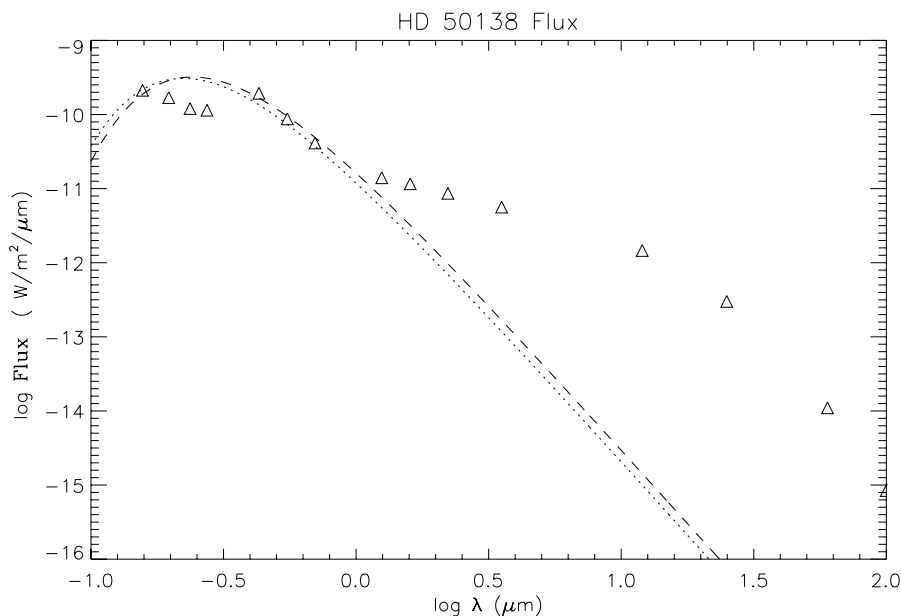


Figure 54: SED reconstruite pour HD 50138 (triangles), modèle de corps noir avec $T_{\text{eff}}=12000\text{K}$, $R_{\star}=5R_{\odot}$ et $d=210\text{pc}$ (tirets), et $T_{\text{eff}}=13000\text{K}$, $R_{\star}=2.5R_{\odot}$ et $d=360\text{pc}$ (pointillés).

5.2 Caractérisation de l'excès infrarouge

5.2.1 Profondeur optique et paramètres déterminables

Comme cela a été évoqué Section 2.1.2, l'excès infrarouge présent dans la SED des étoiles chaudes actives est produit dans leur environnement circumstellaire, soit par le rayonnement libre-libre et libre-lié d'un gaz ionisé, soit par le rayonnement thermique de la poussière, soit par une combinaison de ces deux phénomènes lorsque poussière et gaz ionisé sont simultanément présent dans l'enveloppe.

La profondeur optique d'une enveloppe est un paramètre important. Dans le cas d'une enveloppe optiquement mince, le rayonnement produit est, en première approximation, fonction du volume ou de la masse (rayonnement libre-libre et libre-lié dans un milieu entièrement ionisé) de l'enveloppe, alors qu'il est fonction de la surface visible de l'enveloppe dans le cas optiquement épais. Dans les cas intermédiaires, il est alors difficile de modéliser le rayonnement produit sans l'aide de modèles physiques complexes.

Le rayonnement infrarouge des étoiles chaudes actives dont le milieu circumstellaire contient de la poussière est généralement dominé par la contribution de cette dernière dont l'opacité est très supérieure à celle d'un plasma d'hydrogène. Ainsi, les enveloppes circumstellaires des Ae/Be de Herbig et des B[e] sont généralement optiquement épaisses. Dans le cas des étoiles Be classiques, l'opacité globale de l'enveloppe dépend fortement de l'inclinaison de l'étoile par rapport à l'observateur. Ainsi, la plupart des étoiles observées par l'équateur sont des Be-Shell, c'est-à-dire dont la profondeur optique est suffisamment importante pour permettre une absorption d'une part non négligeable du flux stellaire, les étoiles observées par des latitude inférieures à 80° sont généralement considérées comme optiquement mince ou d'opacité intermédiaire.

Les résultats présentés dans ce chapitre seront donc divisés en deux catégories. Dans le cas des Be classiques (α Arae, κ CMa, et Achernar), qui sont observées par des latitudes intermédiaires (sauf Achernar mais cette étoile possède un environnement circumstellaire très ténu), l'excès infrarouge a permis de contraindre la masse de l'enveloppe en la modélisant à l'aide du code SIMECA. Dans le cas de MWC 297, HD 62623 et HD50138, l'excès infrarouge fournit des informations sur la surface visible de l'enveloppe, et donc indirectement sur l'inclinaison de celle-ci (dans le cas non sphérique), ainsi que sur la distribution de température dans l'enveloppe dont dépend fortement le rayonnement thermique de la poussière.

5.2.2 Cas des Be classiques : α Arae, κ CMa, et Achernar

Dans le cas des étoiles Be classiques, l'environnement circumstellaire étant composé entièrement de gaz, il est possible de modéliser son émission avec le code SIMECA. Section 2.1.2, nous avons montré que l'excès infrarouge produit par le rayonnement libre-libre et libre-lié d'une enveloppe de gaz ionisé dépend principalement de la loi de température et surtout de la masse de l'enveloppe, la géométrie de cette dernière n'ayant que peu d'influence sur la SED de l'objet.

Dans le code SIMECA nous utilisons une loi de température radiale de la forme $T_{\text{eff.}}(R_*/r)^{-\omega}$, où ω est généralement compris entre 0.5 et 1. Pour les trois étoiles modélisées ici une valeur de 0.75 a été utilisée.

Les meilleurs ajustements de la SED des étoiles α Arae, κ CMa, et Achernar sont présentés Figures 54 et 55. La masse de l'enveloppe correspondante est présentée Tableau 2. Notons que dans le cas d'Achernar dont l'enveloppe est très ténue, seul une borne supérieure a pu être fixée.

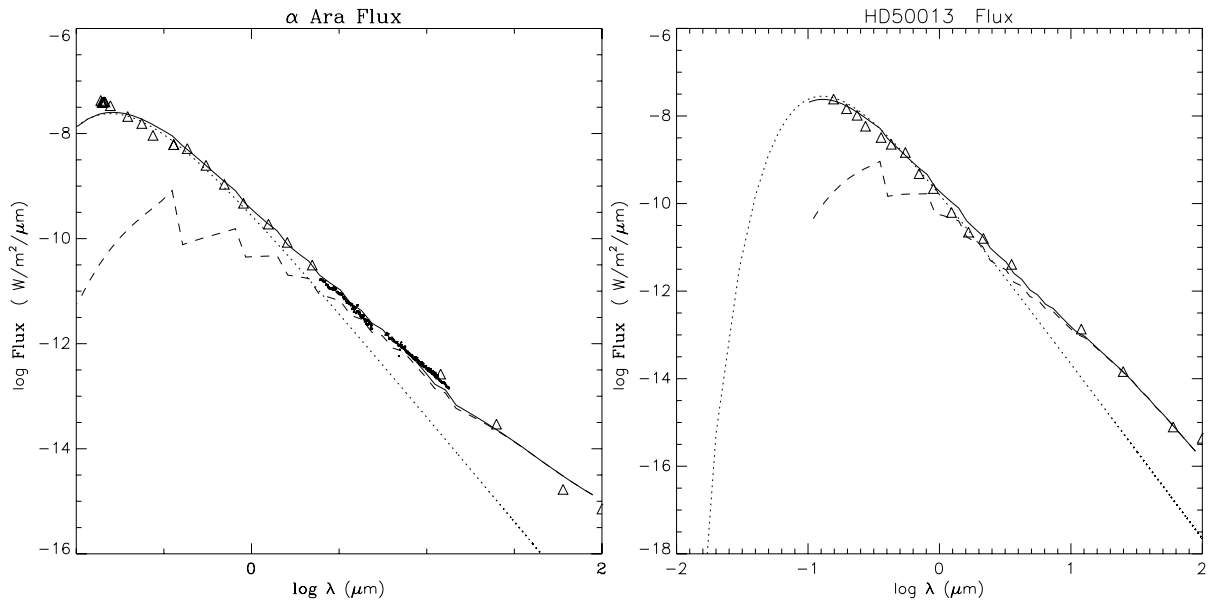


Figure 54: Triangles : SED d' α Arae (à gauche), et de κ CMA (à droite) reconstruites à partir des mesures de flux et de magnitude disponibles dans la littérature. Points noirs : Flux ISO et MIDI pour α Ara. Pointillés : Contribution de l'étoile au Flux (corps noirs). Tirets : contribution de l'enveloppe circumstellaire (rayonnement libre-libre et libre-lié) modélisée avec SIMECA. Traits pleins : Flux total (étoile + enveloppe) modélisé avec SIMECA.

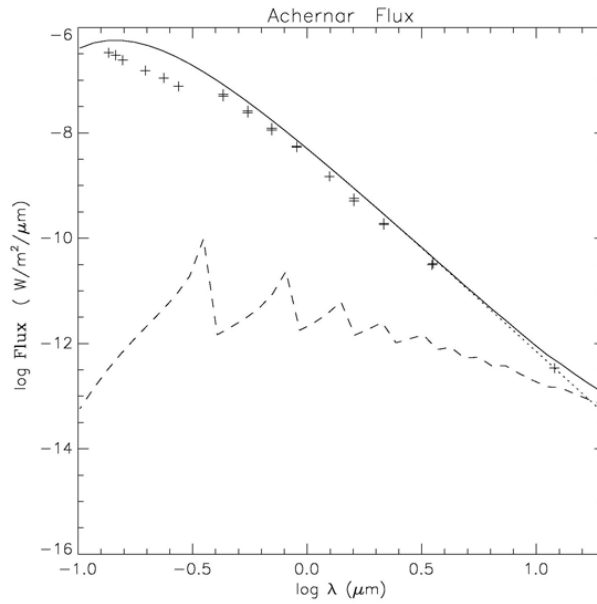


Figure 55: Croix : SED reconstruite pour Achernar à partir des mesures de flux disponibles dans la littérature. Pointillés : contribution de l'étoile. Tirets : contribution de l'enveloppe. Trait plein : Flux total modélisé avec SIMECA

Nom de l'étoile	$M_{\text{env}} (M_{\odot})$	Incertitude ($M_{\odot}$)
α Ara	4.1×10^{-10}	$\pm 2 \times 10^{-10}$
κ CMa	1.6×10^{-9}	$\pm 5 \times 10^{-10}$
Achernar	$< 10^{-11}$	/

Tableau 2 : Masse de l'enveloppe circumstellaire de trois étoiles Be classiques déterminée en modélisant le rayonnement émis à l'aide du code SIMECA. Les ajustements correspondant sont présentés Figures 54 et 55

5.2.2 Cas des B[e] et Ae/Be de Herbig

5.2.2.1 Modèles géométriques de corps noirs

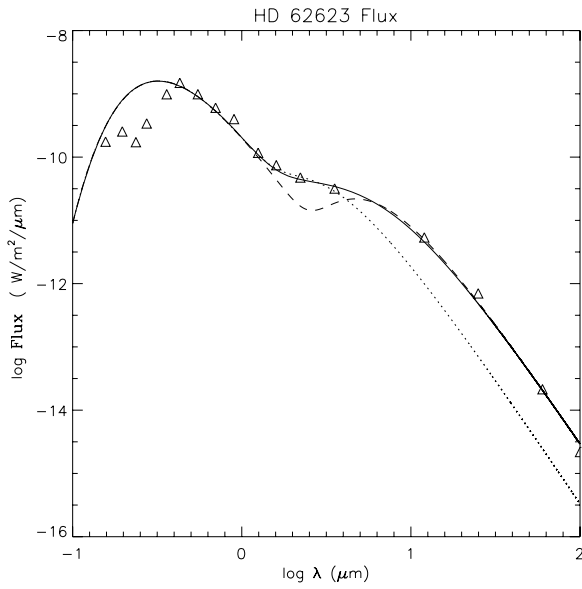
Lorsque la densité est suffisante, le rayonnement continu de la poussière circumstellaire est correctement modélisé par un corps noir dont la température est celle du milieu considéré. Le modèle le plus simple pouvant être adopté pour une enveloppe circumstellaire de poussière est donc un disque uniforme de rayon R_D et de température T_D . Ce modèle n'est bien sûr pas satisfaisant et ne permet généralement pas d'ajuster l'ensemble de la SED car la température dans l'enveloppe n'est pas uniforme et diminue généralement avec le rayon. Néanmoins, il permet d'obtenir une première approximation de l'extension et de la température de l'enveloppe.

En modélisant un disque permettant d'ajuster le « début » de l'excès infrarouge (autour de $1\mu\text{m}$), il est possible de déterminer la température maximale dans l'enveloppe de poussière, qui correspond à celle de son bord interne, la poussière ne pouvant en effet se former trop près de l'étoile car la température y est trop importante. En utilisant ensuite un disque permettant d'ajuster l'infrarouge moyen et lointain, il est possible de déterminer grossièrement la température du « bord externe » de l'enveloppe. De tels ajustements ont été réalisés pour les trois étoiles à poussières étudiées dans ce chapitre (HD62623, HD50138, et MWC297) et sont présentés, conjointement aux valeurs des paramètres utilisés, Figure 56.

En utilisant les résultats obtenus à partir de ces modèles rudimentaires, un second type de modèle géométrique plus complexe a été développé. Dans ce modèle, la température de l'environnement circumstellaire est donnée par $T(r)=T_{\text{eff}}(r/R_\star)^{-\alpha}$, où T_{eff} est la température effective de l'étoile, $R_\star$ son rayon et α un exposant dont la valeur est généralement comprise entre 0.5 et 1. La poussière ne pouvant exister qu'en dessous d'une certaine température, les zones dont la température est supérieure à T_{int} (température du bord interne du disque) sont ignorées dans le calcul de flux. L'émission de l'enveloppe provient d'une succession d'anneaux de rayon r ayant un rayonnement de corps noir à une température $T(r)$. Le rayon maximal du disque est fixé par R_{ext} . L'inclinaison i intervient dans le calcul de la surface d'émission. Ainsi, T_{eff} et $R_\star$ ayant été déterminés précédemment, notre modèle ne comporte que quatre paramètres libres. Les résultats de ces modélisations sont présentés Figure 56.

Inclinaison mise à part, les paramètres utilisés dans la modélisation de HD62623 et HD50138 sont du même ordre de grandeur. Notons néanmoins que l'enveloppe circumstellaire de la seconde semble plus étendue (relativement au rayon stellaire), la contribution de la poussière plus froide étant plus importante. Nous ne pouvons pourtant pas conclure à la similitude des deux objets, et cela à cause de la taille respective des deux étoiles. Ainsi, d'après notre modélisation du rayonnement stellaire (Section 5.1), il est évident que HD62623 est une supergéante, alors que HD50138 semble être une sous géante ou une naine. Néanmoins la ressemblance de leur excès infrarouge conduit à favoriser l'hypothèse de Jaschek et al. (1992) selon laquelle HD50138 serait un objet de transition entre une Be classique et une B[e] supergéante.

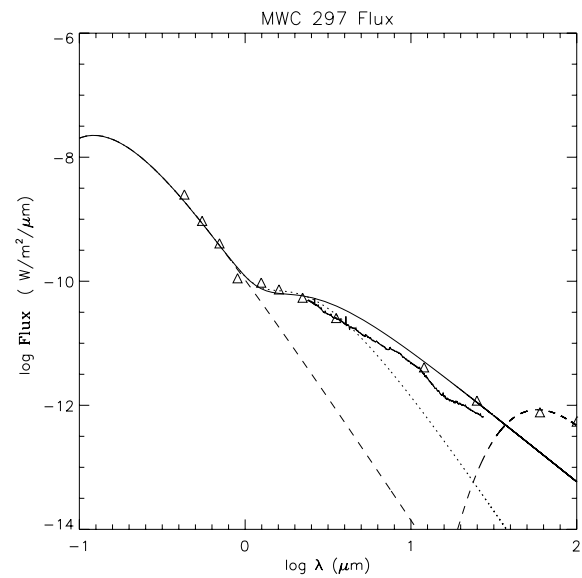
L'hypothèse de classer HD50138 parmi les Ae/Be de Herbig (Pogodina et al. 1997) est par contre en contradiction avec cette rapide étude du rayonnement infrarouge de l'étoile. En effet, les paramètres obtenus pour la modélisation de l'Ae/Be de Herbig MWC 279, sont très différents de ceux obtenus pour les deux autres étoiles. L'ajustement de notre modèle ne permet d'ailleurs pas de reproduire correctement le rayonnement provenant de l'infrarouge lointain pour cette étoile malgré l'extension du disque très importante utilisée dans le modèle ($R_{\text{ext}}=100000R_\star$). Néanmoins cela explicite une différence fondamentale entre les B[e] et les étoiles de Herbig : la matière circumstellaire des premières est d'origine stellaire alors que celle du deuxième groupe provient d'un nuage de gaz et de poussière interstellaire, qui par nature est beaucoup plus étendu.



Disque uniforme : Ajustement du proche IR	
R_D	$30R_*$
T_D	1500K

Disque uniforme : Ajustement de l'IR lointain	
R_D	$400R_*$
T_D	400K

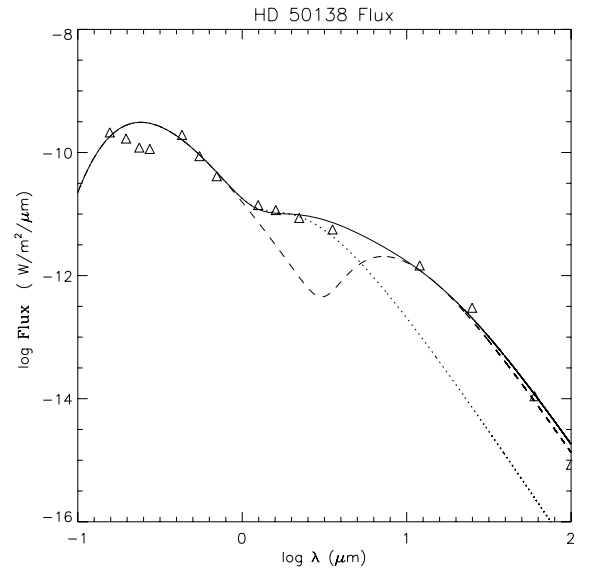
Modèle avec variation de la température et bord interne	
R_{ext}	$800R_*$
T_{int}	1900K
α	0.61
i	0°



Disque uniforme : Ajustement du proche IR	
R_D	$23 R_*$
T_D	1200K

Disque uniforme : Ajustement de l'IR lointain	
R_D	$100 R_*$
T_D	600K

Modèle avec variation de la température et bord interne	
R_{ext}	$300 R_*$
T_{int}	1600K
α	0.55
i	75°



Disque uniforme : Ajustement du proche IR	
R_D	$50R_*$
T_D	1500K

Disque uniforme : Ajustement de l'IR lointain	
R_D	$30000R_*$
T_D	50K

Modèle avec variation de la température et bord interne	
R_{ext}	$100000R_*$
T_{int}	2000K
α	0.7
i	20°

Figure 56 : Triangles : SED reconstruite pour HD 62623, HD 50138, et MWC 297. Meilleur ajustement des 3 types de modèles testés pour l'ajustement de l'excès IR : disque uniforme ajustant le proche IR (pointillés), disque uniforme ajustant l'IR lointain (tirets), et Modèle avec variation de la température et bord interne (trait plein). Les paramètres correspondant aux trois modèles sont présentés dans les tableaux joints aux figures.

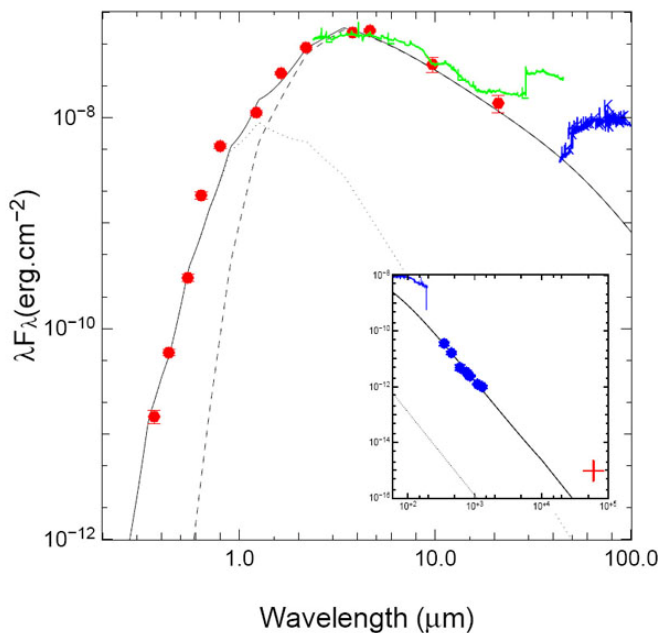
5.2.2.2 MWC 297 : Modèle physique de disque d'accrétion

Afin de mieux cerner les processus physiques qui se déroulent au sein de ces étoiles il est nécessaire d'utiliser des modèles aussi « physiques » que possible. Ce travail, effectué dans le cas de MWC297, est présenté ici ainsi que dans l'article *Disk and Wind interaction in MWC297 resolved with AMBER/VLTI* (Malbet et al. 2007) présenté en annexe. Dans le cas des deux B[e] (HD62623 et HD50138), ce travail, devant utiliser plusieurs codes de modélisation de la poussière, actuellement en cours, n'est pas présenté dans cette thèse.

La modélisation du rayonnement continu de MWC297 a été effectuée en utilisant un modèle simple de disque d'accrétion (Malbet & Bertout 1995 ; Malbet et al. 2005) en négligeant le rayonnement provenant du gaz dont la contribution relative au flux autour de $2\mu\text{m}$ a été estimée à partir de nos modélisations avec le code de disque d'accrétion et SIMECA comme étant au moins 10 fois plus faible que celle de la poussière.

Le modèle de disque d'accrétion est axisymétrique et en équilibre hydrostatique. La matière y est chauffée par le rayonnement stellaire dont le flux suit une loi standard en puissance pour un disque visqueux (Lynden-Bell & Pringle 1974 ; Shakura & Sunyaev 1973) ainsi que par accrétion. Le flux du continu est produit par l'émission optiquement épaisse mais géométriquement mince d'une succession d'anneaux dont le rayonnement est celui d'un corps noir.

Le modèle dépend de cinq paramètres : le taux d'accrétion $\dot{M}_{\text{acc}}$, l'inclinaison i , la position des rayon interne et externe du disque R_{in} et R_{out} , et l'angle de position du grand axe sur le plan du ciel qui n'intervient que pour la modélisation des mesures interférométriques. Il dépend également des valeurs des paramètres stellaires que sont R_* , M_* , et T_{eff} , ainsi que de la distance de l'étoile. Pour ces quatre paramètres les valeurs déterminées par Drew et al. (1997) ont été utilisés, soit respectivement : $6.12R_{\odot}$, $10M_{\odot}$, 23700K , et 250pc . Le meilleur ajustement de la SED obtenu pour MWC297 ainsi que les valeurs des paramètres correspondants sont présentés Figure 57.



Paramètre	Valeur
$\dot{M}_{\text{acc}}$	$0.1 \times 10^{-5} \text{ Mo/an}$
R_{in}	$0.5 \pm 0.1 \text{ UA}$
R_{out}	$55 \pm 5 \text{ UA}$
i	$15 \pm 5^\circ$
θ	$56 \pm 7^\circ$

Figure 57 : A gauche : SED observée et modélisée pour MWC 297 (Malbet et al. 2007), mesures de Pezzuto et al. (1997) (points rouges), Spectre ISO SWS (trait plein vert) et LWS (trait plein bleu), contribution de l'étoile (pointillés), du disque d'accrétion (tirets), et flux total modélisé en tenant compte de l'absorption interstellaire (trait plein noir). A droite : Valeurs des paramètres du modèle de disque d'accrétion obtenus pour le meilleur ajustement de la SED et des données interférométriques (voir Section 5.3.2)

5.3 Géométrie des enveloppes circumstellaires

5.3.1 Be classiques

5.3.1.1 α Arae

α Arae est l'étoile Be classique pour laquelle nous disposons du plus grand nombre d'observations interférométriques. En effet, cette étoile a été la première Be observée avec MIDI les 16 et 17 Juin 2003, ces données, 2 bases projetées différentes en mode PRISM, ont été publiés dans l'article *First VLT/MIDI observation of a Be star : Alpha Arae* (Chesneau, Meilland et al. 2005) présenté en annexe. α Arae a ensuite été observée avec AMBER en mode MR les 24 et 25 Décembre 2005, 4 points de visibilités calibrés ont ainsi été obtenus, ces données ainsi que leur interprétation ont été présentées dans l'article *First Direct Detection of a Keplerian rotating disk around the Be star α Arae using AMBER/VLTI* (Meilland et al. 2007). L'étoile a de nouveau été observée par MIDI les 14 et 15 Avril 2006, et le 8 Juillet de la même année (3 points de visibilité), et par AMBER lors du printemps et de l'été 2007 (72 points de visibilité afin de reconstruire la première image de cette étoile). Ces deux derniers jeux de données sont actuellement en cours de réduction et d'interprétation et par conséquent, seuls des résultats préliminaires les concernant sont présentés ici.

Les observations MIDI des 16 et 17 Juin 2003, effectuées en mode PRISM, soit avec une dispersion spectrale faible, $\lambda/\Delta\lambda \sim 30$, sont présentées Figure 58 conjointement aux modèles SIMECA décrits plus loin. Elles ont été effectuées à l'aide des télescopes UT1 et UT3. Les bases projetées sont respectivement 102 et 74 mètres, pour des orientations de 7° et 55° . Les données du 17 Juin ont été obtenues dans des conditions météorologiques peu satisfaisantes : nombreux passages de cirrus à travers les faisceaux des télescopes. Ainsi environ 50% des scans interférométriques et 60% de la photométrie ont dû être exclus de la réduction des données. Il en résulte que l'incertitude sur les visibilités déduites des observations du 17 Juin est supérieure à celle de la nuit précédente comme le montrent les barres d'erreur respectives de la Figure 58.

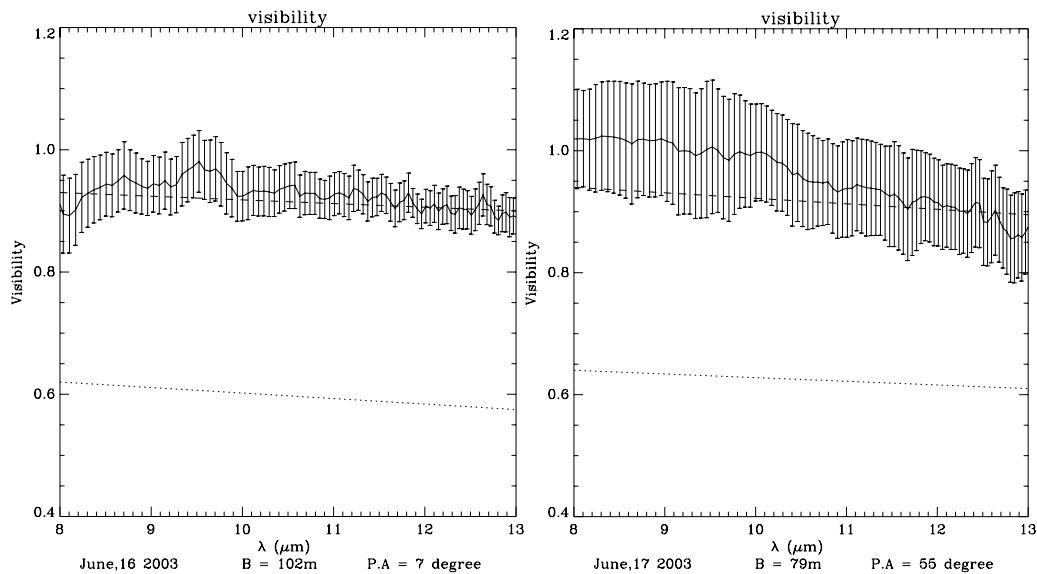


Figure 58 : Trait plein et barres d'erreurs : visibilité en fonction de la longueur d'onde pour les deux nuits de la première campagne d'observation de l'étoile α Arae avec l'instrument MIDI (16 Juin 2003 à gauche, et 17 à droite). Pointillés : modèle SIMECA non-tronqué permettant le meilleur ajustement des données photométriques et spectroscopiques. Tirets : modèle SIMECA tronqué (à $22R_*$) permettant le meilleur ajustement de l'ensemble des données.

α Arae étant quasiment non résolue et les barres d'erreurs étant importantes, il est impossible de déterminer avec précision l'extension de l'enveloppe circumstellaire. Il est néanmoins possible d'en fixer une borne supérieure. En première approximation il est possible de négliger la contribution de l'étoile au flux de l'objet en bande N. Il en résulte que la visibilité calibrée mesurée est directement liée à la taille de l'enveloppe, et en utilisant un modèle de disque uniforme, sa borne supérieure peut être estimée à $4 \pm 1.5 \text{ mas}$, soit $14 R_\star$ en situant l'étoile à 74 pc (Hipparcos) ou $20 R_\star$ pour une distance de 105 pc (photométrie).

Mais, d'après l'étude de la SED reconstruite d' α Arae présentée Sections 5.1.3 et 5.2.2, le flux de l'étoile n'est pas entièrement négligeable en bande N et représente environ 10 à 20% du flux total (variable entre 8 et $13 \mu\text{m}$). En considérant la visibilité mesurée V comme étant due uniquement à l'étoile centrale et à l'enveloppe circumstellaire, on peut écrire :

$$V = \frac{V_e F_e + V_\star F_\star}{F_e + F_\star}$$

Où V_e et F_e , sont respectivement la visibilité et le flux de l'enveloppe, et $V_\star$ et $F_\star$ la visibilité et le flux de l'étoile centrale. Afin de déterminer l'extension de l'enveloppe circumstellaire, il est nécessaire de déterminer sa visibilité propre. En utilisant $F_{\text{tot}} = F_e + F_\star$, on peut réécrire la formule précédente :

$$V_e = \frac{V_c F_{\text{tot}} - V_\star F_\star}{F_e}$$

Or, l'étoile étant quasiment non résolue, $0.5 < \Phi_\star < 0.7 \text{ mas}$, ce qui implique $V_\star > 0.99$ pour la base de 102 m, on peut considérer que $V_\star = 1$. De plus le rapport de flux entre l'étoile et l'enveloppe pouvant être estimé entre 8 et $13 \mu\text{m}$ en utilisant l'ajustement de la SED, il est possible de déduire V_e de la mesure de V et donc de déterminer la limite supérieure de l'extension l'enveloppe circumstellaire dans l'approximation d'un modèle d'étoile non résolue + disque uniforme.

La Figure 59 présente le résultat de ce calcul pour les données MIDI des 16 et 17 juin 2003. La variation importante de la limite supérieure de la taille de l'enveloppe pour les données du 17 Juin est probablement due aux mauvaises conditions météorologiques et n'est vraisemblablement pas significative. Les valeurs varient peu entre 8 et $13 \mu\text{m}$ pour les données du 16 Juin (9.5 - 13 mas), et les valeurs à $8 \mu\text{m}$ pour les deux nuits sont comparables (9.5 et 11 mas).

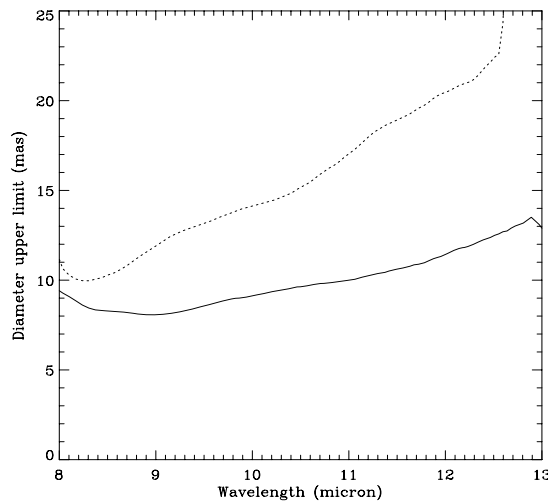


Figure 59 : Limite supérieure de l'extension de l'enveloppe circumstellaire d' α Ara en fonction de la longueur d'onde d'après les mesures MIDI et pour un modèle d'étoile non-résolue + disque uniforme. Les courbes en trait plein et en pointillés représentent respectivement les bases du 16 et 17 Juin.

En utilisant un modèle SIMECA classique, il est impossible d'ajuster simultanément les données photométriques (SED reconstruites), spectroscopiques ($H\alpha$, $H\beta$, et $Pa\beta$ voir section 5.4.1.1), et interférométriques (mesures MIDI). Ainsi, les visibilitées théoriques obtenues en bande N pour les bases projetées des 16 et 17 juin comme meilleur ajustement des données photométriques et spectroscopiques, présentées Figure 60 (à gauche), sont trop faibles par rapport aux visibilitées observées (0.6 contre 0.9). Afin d'obtenir un ajustement global satisfaisant de toutes les données, il est nécessaire de tronquer de manière ad hoc l'enveloppe circumstellaire à $22R_*$ (pour $d=105$ pc). Le modèle correspondant n'est pas introduit dans ce chapitre, mais une description détaillée est faite dans l'article Chesneau, Meilland et al. 2005, présenté en annexe.

Une cause possible de la troncature de l'enveloppe circumstellaire d'une étoile Be est la présence d'un compagnon de faible masse orbitant autour de l'étoile centrale. Or, si ce compagnon est assez massif, il introduit une variabilité détectable des raies photosphériques comme cela a été évoqué Section 2.2.2.4. Dans le cas d'une étoile à enveloppe, l'émission circumstellaire est elle aussi modifiée par la présence d'un compagnon. Afin d'étudier la variabilité à court terme d' α Arae, des données spectroscopiques visibles couvrant une période de 69 nuits ont été obtenues en 1999 à l'aide du télescope de 50 cm de l'ESO et en utilisant le spectrographe HEROS ($\lambda/\lambda\Delta\sim 20000$).

Ces données n'ont pas permis de mettre en évidence une variabilité des raies photosphériques, néanmoins, des variations cycliques de la morphologie des principales raies circumstellaires accessibles par l'instrument HEROS ($H\alpha$ et $H\beta$) ont été détectées. Ces variations concernent principalement le rapport V/R des pics d'émission, ainsi que la vitesse radiale de la dépression centrale des raies circumstellaires. La Figure 60 (à droite) présente ces deux variations cycliques pour la raie $H\beta$.

La période de ces variations est de l'ordre de 70 ± 10 jours. En supposant que leur origine est bien la présence d'un compagnon de faible masse dont le rayonnement n'est pas détectable dans les données HEROS, et, en utilisant les paramètres prédéterminés pour l'étoile α Ara, $R_*=4.8R_\odot$ et $M_*=10M_\odot$, cette période correspondrait, dans l'hypothèse d'une orbite circulaire et d'un compagnon de masse négligeable, à une orbite de $154R_\odot$, soit $32 R_*$, ce qui est compatible avec une troncature du disque autour de $22R_*$. En estimant l'inclinaison de l'orbite comprise entre 30 et 60° , la masse du compagnon serait comprise entre 1.4 et $2.8M_\odot$. Le rayon du lobe de Roche se situerait grossièrement entre 15 et $20 R_*$. Néanmoins, la courbe d'évolution de la vitesse radiale semble suggérer une excentricité de l'ordre de $0.2-0.3$ ce qui affecterait sensiblement ces estimations.

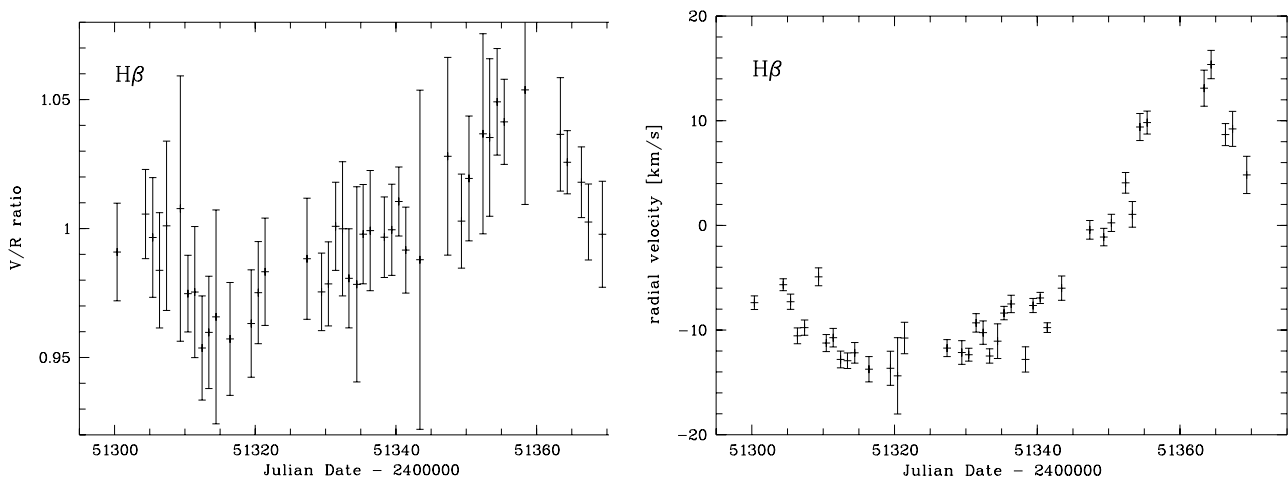


Figure 60 : A gauche : variation du rapport V/R de la raie $H\beta$ d' α Ara pendant les observations HEROS de 1999. A droite : variation de la vitesse radiale de la dépression centrale de $H\beta$ durant ces même observations.

Mais la présence d'un compagnon n'est pas la seule hypothèse permettant d'expliquer la troncature du disque. Il est également envisageable d'invoquer l'action conjointe de l'auto-gravitation de la matière circumstellaire et des forces radiatives, comme cela est le cas pour expliquer le confinement d'onde de surdensité en précession dans l'enveloppe de certaines Be (voir Section 1.5.2). Les variations spectroscopiques enregistrées proviendraient d'inhomogénéités en co-rotation dans l'enveloppe au niveau du bord externe de celle-ci.

Les premières observations AMBER de l'étoile α Arae, effectuées en mode MR ($\lambda/\Delta\lambda \sim 1500$), ont été menées les 24 et 25 Décembre 2005. Ces observations ont été centrées sur la raie Br γ afin de permettre une étude non seulement de la géométrie de l'enveloppe mais également de sa cinématique (présentée Section 5.4.1.1). Durant la nuit du 24, deux télescopes UT ont été utilisés (UT2 et UT 4), et, la nuit suivante, 3 télescopes (UT2, UT3, UT4).

La longueur et l'orientation des quatre bases projetées correspondantes (B0 pour la base UT2-UT4 du 24, et B1, B2, B3, pour celles du triplet du 25) sont présentées Tableau 3, conjointement aux mesures de visibilités effectuées dans le continu (V_c) et dans la raie Br γ (V_r).

Le Tableau 3 présente également les visibilités de la contribution de l'enveloppe, dans le continu, V_{ec} , et dans la raie, V_{er} , déterminées à l'aide de formules similaires à celle utilisée dans cette section pour les observations MIDI. Dans le cas de l'enveloppe dans le continu :

$$V_{ec} = \frac{V_c F_{tot} - V_{*c} F_{*c}}{F_{ec}}$$

Où F_{ec} est le flux de l'enveloppe dans le continu, V_{*c} et F_{*c} , la visibilité et le flux de l'étoile, et F_{tot} le flux total (étoile + continu de l'enveloppe). Pour une étoile comprise entre 0.5 et 0.7 mas, $0.98 < V_{*c} < 0.99$, et nous pouvons donc considérer l'étoile comme entièrement non résolue ($V_{*c} = 1$). Le rapport de flux entre l'étoile et l'enveloppe, déterminé par l'ajustement de la SED, est d'environ 1.5. En normalisant F_{tot} ($F_{tot}=1$), on obtient $F_{ec}=0.4$ et $F_{*c}=0.6$. La formule devient alors :

$$V_{ec} = 2.5V_c - 1.5$$

Base n°	0	1	2	3
Description	UT2-UT4	UT2-UT3	UT3-UT4	UT2-UT4
Longueur (m)	80.9	46.4	52.5	84.6
P.A. (°)	39	19	81	52
V_c	0.84	0.8	0.72	0.73
V_r	0.63	0.70	0.59	0.55
V_{ec}	0.60	0.50	0.30	0.33
V_{er}	0.21	0.50	0.33	0.19
Φ_{ec} (mas)	3.3 ± 1.2	6.8 ± 1.6	7.6 ± 1.4	4.5 ± 0.9
Φ_{er} (mas)	5.3 ± 2.0	6.8 ± 1.4	7.3 ± 2.1	5.2 ± 1.2

Tableau 3 : Visibilités mesurées dans le continu (V_c) et dans la raie Br γ (V_r), déduite pour la contribution de l'enveloppe seulement, respectivement V_{ec} et V_{er} , et diamètres angulaires correspondants, pour un modèle de disque uniforme, respectivement Φ_{ec} et Φ_{er} .

De même, pour l'émission de l'enveloppe dans la raie, il est possible de décomposer l'émission en deux : l'émission de la raie, et celle du continu (enveloppe + étoile). On néglige ici l'absorption photosphérique dont l'amplitude est faible car étalée par la rotation rapide de l'étoile. La formule devient alors :

$$V_{er} = \frac{V_r F_{rtot} - V_c F_{tot}}{F_{er}}$$

Où F_{rtot} est le flux total dans la raie, V_{er} et F_{er} , la visibilité et le flux pour la raie seule, et V_c et F_{tot} les grandeurs définies précédemment. En utilisant le profil de raie Bry extrait des données AMBER, on obtient pour $F_{tot}=1$, $F_{rtot}=1.5$ et $F_r=0.5$. Ainsi la formule précédente devient finalement :

$$V_{er} = 3V_r - V_c$$

Première constatation : les mesures AMBER en bande K sont compatibles avec celles effectuées en bande N à l'aide de MIDI (~10 mas). L'extension de l'enveloppe circumstellaire semble même quasi-indépendante de la longueur d'onde, ce qui impose des contraintes importantes sur la distribution radiale de densité dans l'enveloppe. Ainsi, dans un modèle standard d'étoile Be « classique », la densité et la température décroissent lentement et régulièrement en fonction de la distance à l'étoile centrale, ce qui implique une augmentation de la taille de l'enveloppe avec la longueur d'onde. Afin de garder la taille de l'enveloppe quasi-constante entre 2 et 13 μm , il est nécessaire d'introduire une importante discontinuité dans la loi de densité radiale, comme, par exemple la troncature du disque par l'introduction d'un bord externe dans l'enveloppe.

L'extension de l'enveloppe présentée Tableau 3 dépend fortement de l'orientation des bases projetées dans le plan du ciel. Cette dépendance est explicitée Figure 61, où sont tracés les diamètres de l'enveloppe (modèle de disque uniforme) pour les quatre bases AMBER et les deux bases MIDI en fonction de l'orientation des bases. Cette figure contient également la position du grand axe de l'enveloppe (P.A.=82°), déduite des mesures de l'angle de polarisation par McLean & Clark (1979), et Yudin et al. (1998).

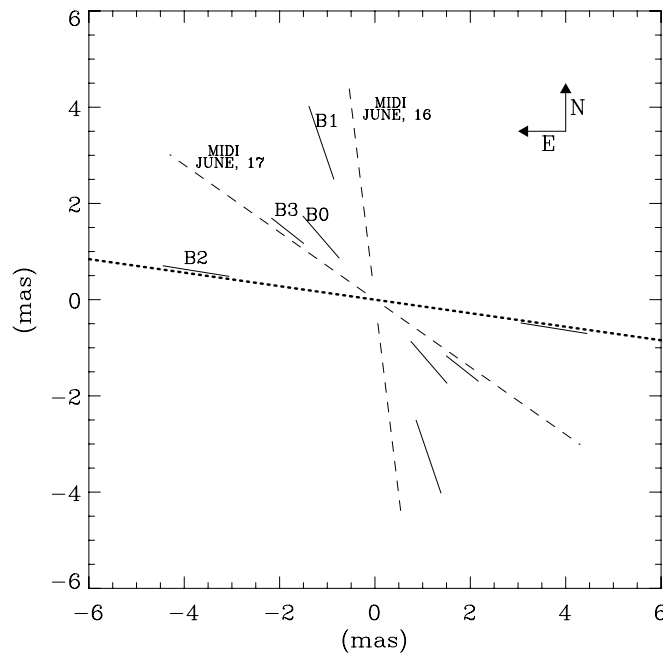


Figure 61: Extension de l'enveloppe circumstellaire de l'étoile α Arae tracé en fonction de l'orientation de la bases projetée pour l'ensemble des mesures AMBER et MIDI et pour un modèle d'étoile non-résolue + disque uniforme. La courbe en pointillés représente le grand-axe de l'enveloppe déduite des mesures de polarisation de McLean et Clark (1979) et Yudin et al. (1998).

Dans les paragraphes suivants sont présentés une série de modèles simples dont le but est de contraindre la géométrie de l'enveloppe (i.e la distribution de brillance de l'objet), et de servir de point de départ à la modélisation physique de l'objet à l'aide du code SIMECA. Ces modèles sont de 3 types différents. La Figure 62 présente un schéma de chaque modèle (les deux premières colonnes représentent deux variantes du 1^{er} modèle avec des valeurs des paramètres libres différentes), leur projection sur le plan du ciel, ainsi qu'une vue d'artiste pour chaque d'entre eux.

Le premier modèles géométrique à avoir été testé est le plus simple des trois tant en ce qui concerne le nombre de paramètres libres que sa possible explication physique. Il s'agit d'un disque uniforme géométriquement épais incliné par rapport à l'observateur et dont le grand axe sur le plan du ciel est perpendiculaire à l'angle de polarisation. Ce modèle comporte 3 paramètres libres : l'angle d'inclinaison (i), l'angle d'ouverture du disque (α), et l'extension du disque (a) en mas.

Notons que l'aplatissement de l'enveloppe projetée sur le plan du ciel ne dépend que des deux premiers paramètres. Comme nous l'avons déjà évoqué Section 2.4.4.3, le rapport entre le grand axe et le petit axe de l'enveloppe est donné par :

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{\cos i + 2 \sin \frac{\alpha}{4} \sin \left(i - \frac{\alpha}{4} \right)}$$

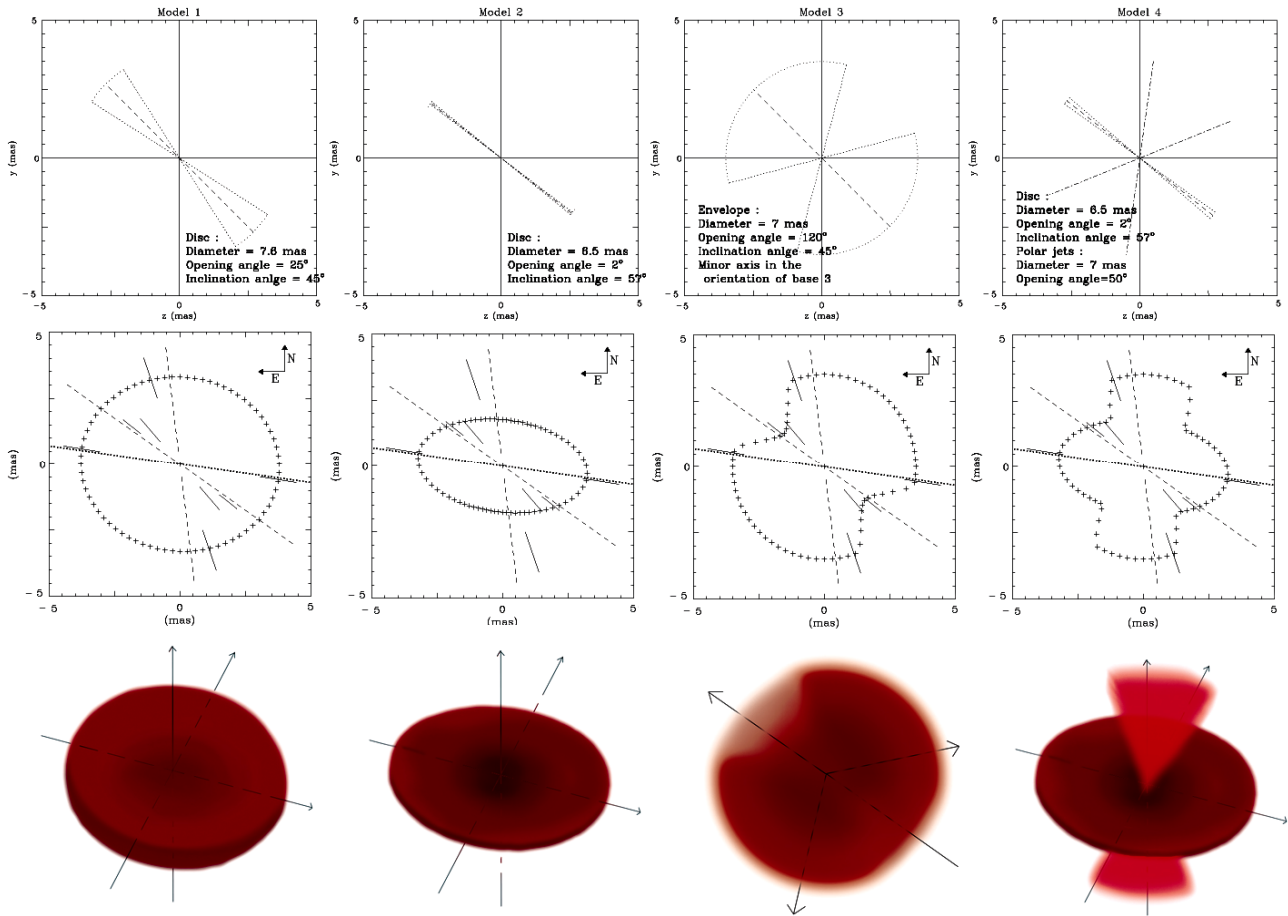


Figure 62 : Modèles géométriques simples utilisés pour ajuster les données MIDI et AMBER. Les 4 figures du haut sont des coupes de l'enveloppe circumstellaire dans le plan défini par la ligne de visée et l'axe de rotation de l'étoile (l'observateur est sur la droite de chaque figure) ; les projections correspondantes sur le plan du ciel et les mesures interférométriques sont au centre. Enfin, les figures du bas représentent une vue « d'artiste » pour chaque modèle.

La mesure AMBER effectuée suivant B_2 ($PA=81^\circ$) semble être une bonne estimation de l'extension suivant le grand axe de l'enveloppe ($PA=82^\circ$). Dans la Figure 26 (Section 2.4.4.3) est tracé le rapport a/b en fonction de l'angle d'ouverture du disque pour différentes inclinaisons comprises entre 35° et 60° . Une mesure précise de ce dernier paramètre est donc essentielle pour la détermination de l'angle d'ouverture de l'enveloppe. Une valeur de cet angle de $45 \pm 5^\circ$ a été déterminée lors de l'ajustement des données MIDI et des profils de raies $H\alpha$, $H\beta$, et $Pa\beta$.

Le modèle 1 ($i=45^\circ$, $\alpha=25^\circ$, et $a=7.7\text{mas}$) implique un rapport a/b de 1.2. Ce modèle ne permet pas d'expliquer les extensions de l'enveloppe suivant B_3 et B_0 , qui sont inférieures aux prévisions. Afin d'ajuster le modèle à ces deux mesures, le modèle 2 ($i=57^\circ$, $\alpha=2^\circ$, et $a=6.5\text{mas}$) a été développé. L'enveloppe modélisée est très aplatie ($a/b=1.85$), ce qui permet d'ajuster simultanément B_2 et B_3 , et de manière moins satisfaisant B_0 . Ce modèle ne permet par contre pas d'expliquer l'extension suivant B_1 . Dans ce modèle, l'inclinaison utilisée est supérieure à 45° car, comme le montre la Figure 26 le rapport a/b maximal pour une inclinaison de 45° est $\sqrt{2}$. Il est ainsi impossible d'ajuster simultanément l'ensemble des données AMBER (et MIDI) en utilisant ce type de modèle de disque simple dont le grand axe est déterminé par les mesures de l'angle de polarisation.

Le modèle 3 a été développé en prenant en compte le fait que l'extension suivant les bases B_3 et B_0 est inférieure à celle suivant B_1 et B_2 . Ainsi le modèle 3 est un modèle de disque géométriquement très épais ($\alpha=120^\circ$), et dont le petit axe est orienté suivant B_3 . Les valeurs des autres paramètres libres du disque sont $\alpha=45^\circ$, et $a=7.7\text{mas}$. Afin que ce modèle puisse reproduire l'ensemble des mesures interférométriques il faut considérer l'enveloppe comme étant optiquement mince. Néanmoins ce modèle ne permet pas d'expliquer la mesure de l'angle de polarisation ($PA=172^\circ$), qui ne serait alors plus perpendiculaire à l'un des axes de l'enveloppe. Ce modèle ne peut pour autant par être entièrement exclu car les mesures interférométriques et polarimétriques concernent des domaines spectraux différents, respectivement l'infrarouge et le visible. Les émissions de ces différents domaines spectraux peuvent ainsi provenir de régions différentes de l'environnement circumstellaire.

Les modèles précédents n'ont pas permis de reproduire simultanément la faible d'extension de l'enveloppe suivant $PA=39^\circ$, et la mesure de l'angle de polarisation suivant $PA=172^\circ$. Afin de pouvoir prendre en compte toutes ces caractéristiques il est nécessaire de développer un modèle plus complexe. Le modèle 4 est composé d'un disque équatorial dont les paramètres sont comparables à ceux du modèle 2 ($i=57^\circ$, $\alpha=2^\circ$, et $a=6.5\text{mas}$) qui permet de reproduire les mesures AMBER suivant B_0 , B_2 et B_3 ainsi que la polarisation, auquel a été ajouté un vent polaire étendu afin de reproduire l'extension suivant B_1 . L'angle d'ouverture de ce dernier doit être voisin de 50° (extension importante suivant B_1 et faible suivant B_0). Le vent doit également être suffisamment dense par rapport au disque pour pouvoir expliquer la mesure suivant B_1 .

Ce dernier modèle composé d'un disque équatorial mince (compte tenu de l'inclinaison et de l'aplatissement mesuré de l'enveloppe) et d'un vent polaire important semble donc être la meilleure solution pour ajuster les données interférométriques et polarimétriques concernant l'enveloppe circumstellaire de l'étoile α Arae. Ce modèle est également en accord avec de nombreux modèles physiques d'étoiles Be classiques.

Ce type de modèle nous servira donc point de départ pour la modélisation physique d' α Arae à l'aide du code SIMECA. En en prenant en compte les visibilités dans le continu présentées Tableau 3, ainsi que les visibilités différentielles, et les profils de raies $H\alpha$, $H\beta$, $Pa\beta$, et $B\gamma$, un modèle complet de l'étoile α Arae et de son enveloppe circumstellaire a pu être développé. Ce modèle est décrit en détail Section 5.4.1.1 (cinématique d' α Arae), ne sont présentés ici que les implications concernant la géométrie de son enveloppe.

Pour simuler un modèle de disque équatorial mince + vent polaire étendu à l'aide du code SIMECA il convient d'utiliser des paramètres permettant d'obtenir deux régions denses : une dans le plan équatorial et une le long autour des pôles. Entre ces deux régions la densité doit être suffisamment faible pour permettre de reproduire la faible extension obtenue pour les bases B_0 et B_3 . Or, la densité ρ est proportionnelle au rapport entre le flux de masse Φ et la vitesse d'expansion v_r . La vitesse terminale d'expansion pour les Be classiques peut atteindre $500\text{-}2000\text{ km.s}^{-1}$ aux pôles alors qu'elle ne dépasse pas quelques km.s^{-1} à l'équateur. Leur détermination précise est difficile (importance de la rotation, et faiblesse de la contribution du vent polaire au flux total). Néanmoins, en prenant des valeurs typiques, par exemple 1000 km.s^{-1} pour la vitesse terminale aux pôles et 1 km.s^{-1} à l'équateur, il est possible de déterminer grossièrement le rapport de flux de masse entre le pôle et l'équateur à l'origine de la distribution de densité permettant d'ajuster les données interférométrique.

Ainsi le rapport de densité entre l'équateur et le pôle doit être de l'ordre de 10 à 100 avec une valeur de 30 pour le meilleur ajustement des données. Ceci implique un rapport de flux de masse $\Phi_{\text{eq}}/\Phi_{\text{pôle}}$ de l'ordre de 0.03 (paramètre C_1 du code SIMECA). En réalité l'incertitude sur les valeurs des champs d'expansion implique une grande incertitude sur le rapport de flux de masse. Néanmoins il est possible de déterminer une borne supérieure à ce rapport. Pour $v_r(\text{pôle})=500\text{ km.s}^{-1}$, $v_r(\text{eq})=10\text{ km.s}^{-1}$, et $\rho_{\text{eq}}/\rho_{\text{pôle}}=10$, on obtient $C_1=2$. Cette valeur est très éloignée des valeurs couramment utilisées qui sont de l'ordre de 10 à 100 et ceci implique que la perte de masse aux pôles n'est pas négligeable comparée à celle à l'équateur dans le cas d' α Arae.

En plaçant l'étoile à 105 pc , et afin d'ajuster les données interférométriques, l'extension du disque équatorial est limitée à $33R_\star$, ce qui est supérieur à l'estimation effectuée en utilisant seulement les données MIDI ($25R_\star$), mais qui est encore compatible avec la présence possible d'un compagnon autour de $32R_\star$. Le fait que l'extension de l'enveloppe soit quasiment égale à cette valeur de $32R_\star$, déterminée en utilisant des variations spectroscopiques de profils de raies en émission dans l'hypothèse Képlérienne, peut aussi indiquer que ces variations sont originaires du bord externe de l'enveloppe circumstellaire. Notons que l'extension du vent dans le modèle n'est, quand à elle, limitée que par la taille de la grille de calcul ($100R_\star$). Enfin, l'inclinaison utilisée pour le meilleur ajustement est de $55\pm 5^\circ$.

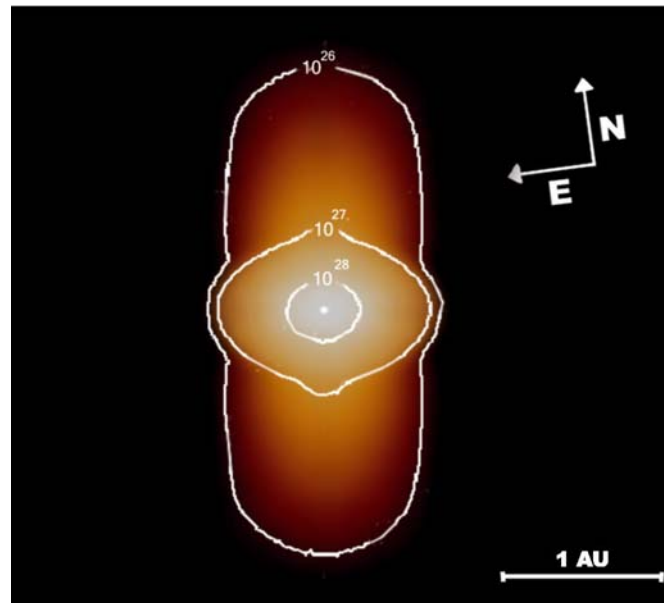


Figure 63 : Carte de brillance dans le continu à $2.15\mu\text{m}$ de l'environnement circumstellaire de l'étoile α Arae obtenue avec SIMECA pour le meilleur ajustement des paramètres libres. L'inclinaison est de 55° , la région centrale brillante est la contribution au flux du disque équatorial géométriquement mince, la région plus étendue et moins brillante correspond au vent polaire. Le contraste entre les deux régions est de l'ordre de 30.

Une nouvelle campagne d'observation d' α Arae a été conduite avec l'instrument MIDI les 15 et 16 Avril 2006 et le 8 Juillet de la même année. Trois mesures de visibilité en bande N ont ainsi été obtenues en basse résolution spectrale ($\lambda/\Delta\lambda \sim 30$) et en mode SCI-PHOT (haute précision des mesures). La longueur et l'orientation des bases projetées correspondantes sont respectivement, 126.75m et 2° , 129.6m et 54° , et 120.75m et 74° . La réduction des données a été effectuée en utilisant le logiciel standard de réduction des données MIA.

Les visibilité en bande N (8-12 μ m) correspondantes sont présentées Figure 64 (à gauche). En utilisant un modèle simple d'étoile non résolue + disque uniforme avec pour rapport de flux le rapport déterminé précédemment lors de l'ajustement de la SED et utilisé ensuite pour l'analyse des premières données MIDI, il est possible d'extraire de ces données l'extension équivalente de l'enveloppe circumstellaire (Figure 64 colonne du milieu). Cette dernière est représentée Figure 64 (à droite) en fonction de l'orientation de la base pour 2 longueurs d'onde différentes (8 et 12 μ m).

En utilisant une fois de plus un modèle d'ellipse on peut déterminer l'aplatissement de l'enveloppe projetée, on obtient $a/b = 2.3^{+1.9}_{-0.6}$, ce qui implique une inclinaison de objet de $64 \pm 11^\circ$. Cette valeur est compatible avec celle déterminée lors de la modélisation des données AMBER ($55 \pm 5^\circ$). De plus le grand axe est ici encore convenablement aligné par rapport aux mesures de polarisation. Notons par contre que le vent polaire semble ne pas être visible en bande N. Enfin l'extension de l'enveloppe varie peu entre 8 et 12 μ m, les valeurs du rayon de celle-ci dans l'hypothèse d'un disque uniforme étant respectivement de 7.3 et 8.2 mas pour ces deux longueurs d'onde. Rappelons également que l'extension de l'enveloppe en bande K est de l'ordre de 6.5mas, soit environ 80 à 90% de celle en bande N. Cette faiblesse de la dépendance en longueur d'onde de l'extension de l'enveloppe sur un domaine spectral étendu (2-12 μ m) est un indice supplémentaire en faveur de l'existence d'un bord externe « net » pour l'enveloppe d' α Arae.

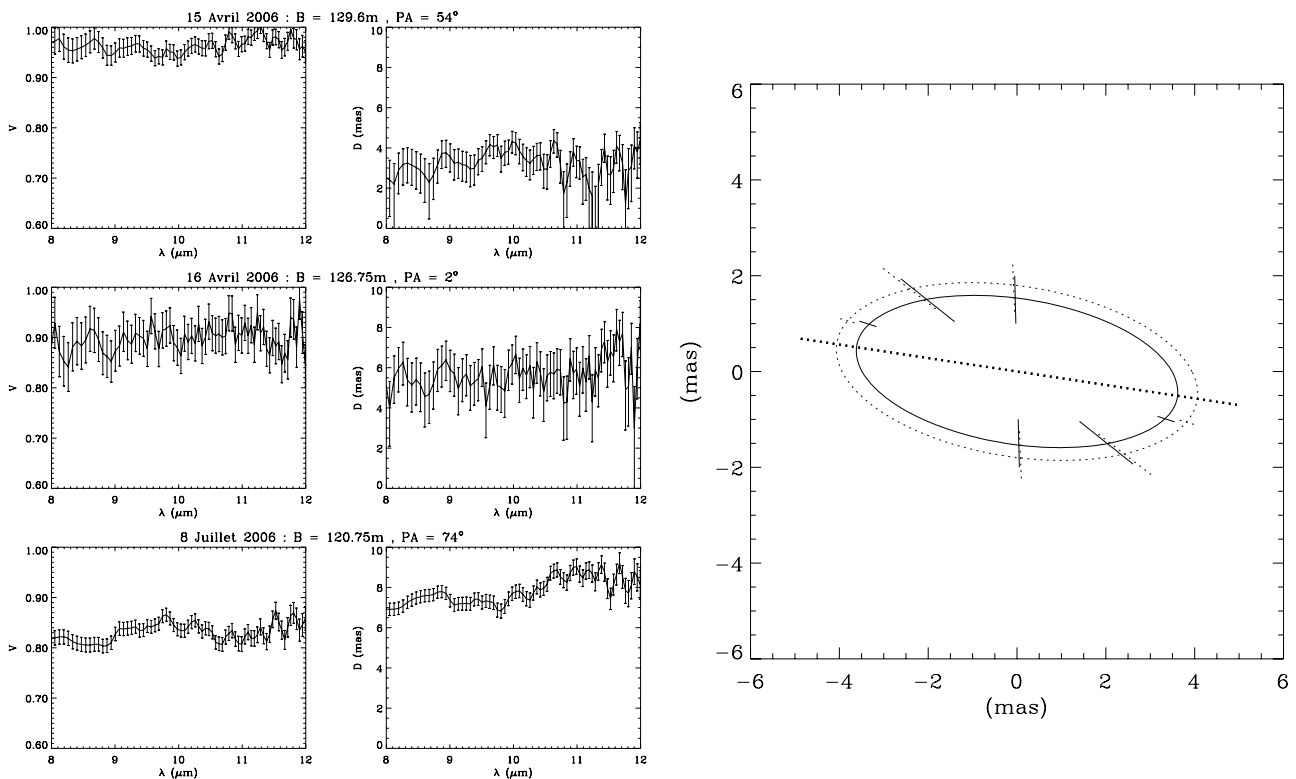


Figure 64 : A gauche : Visibilité en fonction de la longueur d'onde pour les 3 bases de la deuxième campagne d'observation de l'étoile α Arae avec l'instrument MIDI. Colonne du milieu : extension de l'enveloppe correspondante en fonction de la longueur d'onde pour un modèle d'étoile non-résolue + disque uniforme avec un rapport de flux déterminé par l'ajustement de la SED. A droite : Extension de l'enveloppe en fonction de l'orientation de la base dans le plan du ciel pour $\lambda=8$ et 12 μ m.

Bien que l'ensemble de ces observations interférométriques permettent de contraindre un nombre important de paramètres géométriques concernant l'environnement circumstellaire d' α Arae (extension, aplatissement, présence d'un vent polaire, contraste entre le pôle et l'équateur), plusieurs éléments restent encore incertains. Ainsi, l'absence d'observations avec des bases de longueurs différentes mais pour la même orientation empêche de déterminer avec précision la distribution radiale d'intensité, et donc de confirmer ou non la théorie de la troncature du disque de cette étoile. La faiblesse de la couverture en orientation projetée, quand à elle, interdit la détermination précise de l'angle d'ouverture du vent polaire. En augmentant le nombre de mesures de visibilité il deviendra également possible de déterminer avec précision l'angle d'ouverture du disque équatorial et d'y détecter d'éventuelles inhomogénéités.

Un programme de reconstruction d'une image de l'environnement circumstellaire d' α Arae a été proposé par notre équipe à l'ESO pour la période 79 (Avril-Septembre 2006). Ce programme, qui a été approuvé et vient juste de prendre fin, a consisté en l'observation d' α Arae avec l'instrument AMBER en mode LR durant 4 nuits complètes en utilisant pour chacune d'elle un triplet d'AT différents : E0-G0-H0, A0-D0-H0, D0-G1-H0, et A0-G1-K0. Chaque nuit permet d'effectuer 6 points de mesure calibrés avec un triplet et ainsi d'obtenir 18 points de modules de visibilité calibrés et 6 clôtures de phase. L'ensemble de la campagne d'observation a donc permis d'obtenir 72 modules de visibilité et 24 clôtures de phase. Les données sont actuellement en cours de réduction.

La Figure 65 présente la couverture du plan des fréquences spatiales (u,v) pour cette configuration, la fonction de transfert correspondante (PSF), l'image modélisée par SIMECA, et une simulation d'image reconstruite en supposant une incertitude sur les mesures de l'ordre de 3%.

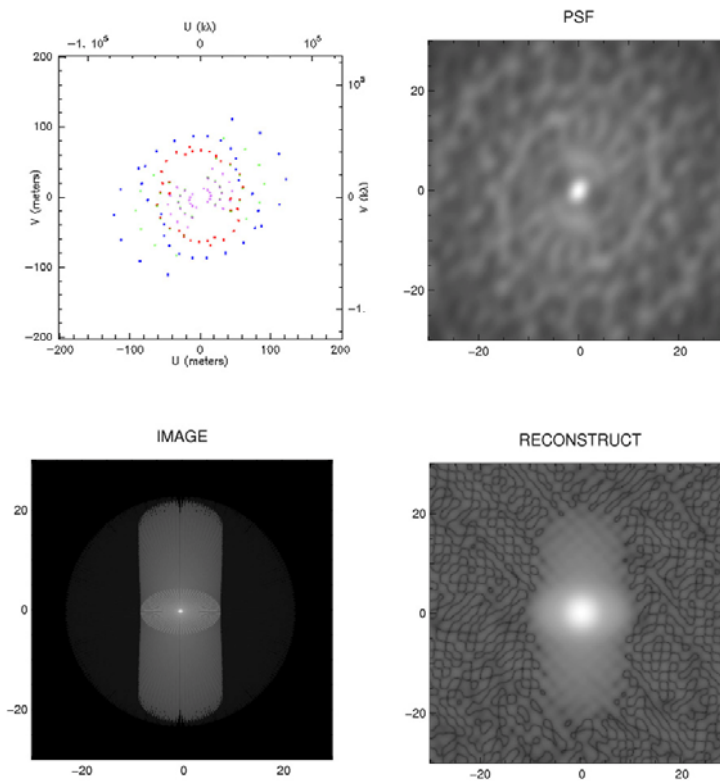


Figure 65 : En haut à gauche : couverture du plan UV pour l'ensemble de la nouvelle campagne d'observation d' α Arae avec l'instrument AMBER (4 nuits complètes). Chaque couleur représente une nuit d'observation avec l'un des 4 triplets d'AT disponibles en période 79. Violet : E0-G0-H0, Vert : A0-D0-H0, Rouge : D0-G1-H0, et Bleu : A0-G1-K0. En haut à droite : Fonction de transfert de l'instrument (PSF) correspondant à cette configuration. En bas à gauche : carte de brillance d' α Ara dans le continu à 2.15μm modélisée avec SIMECA. En bas à droite : simulation de reconstruction d'image de l'environnement circumstellaire d' α Arae en utilisant la carte de brillance, la PSF, et en ajoutant une incertitude sur les mesures de l'ordre de 3%.

5.3.1.2 κ CMa

κ CMa a été observée le 26 Décembre 2005 par AMBER en mode MR et en bande K, avec les télescopes UT2, UT3, et UT4. Le tableau de la Figure 66 regroupe les éléments de description des 3 bases (nom, longueur de la base projetée et orientation).

La réduction des données a été rude et a dû être modifiée par rapport à la procédure standard. L'absence de calibrateur spécifique à cette étoile et observé avec la même configuration de l'instrument AMBER (en particulier le DIT) en fut une des principales raisons. Par conséquent d'autres calibrateurs observés la même nuit pour d'autres étoiles ont dû être utilisés. Ceci implique des barres d'erreur sur les mesures de l'ordre de 14%, soit environ deux fois les valeurs usuelles. En comparant les visibilité non calibrées de κ CMa et de l'ensemble des calibrateurs observés durant la même nuit, il est apparu que κ CMa est quasiment non résolu dans le continu pour les bases utilisées. Ainsi il n'a été possible que de fixer une borne inférieure à la visibilité (et donc une borne supérieure à l'extension) dans le continu pour cet objet en prenant en compte l'incertitude sur les mesures ($V_c > 0.93$). Néanmoins, une réduction indépendante des données (sans calibrateur), a permis d'extraire de celles-ci les observables différentielles (modules et phases) avec une précision de l'ordre de 2%. Ces données (voir section 5.4.1.2) présentent une chute de visibilité importante dans la raie Br γ , qui implique une résolution partielle de l'enveloppe circumstellaire dans cette raie.

La visibilité différentielle au centre de la raie correspond au rapport V_r/V_c entre la visibilité dans la raie et celle dans le continu. En utilisant la borne supérieure de la valeur de V_c et la valeur mesurée de V_r/V_c , il est possible de réaliser un encadrement de la valeur de V_r . Il est ensuite possible, comme pour α Arae, l'étoile centrale étant ici encore entièrement non-résolue, d'extraire de V_c et V_r une estimation de la visibilité de l'enveloppe dans le continu V_{ec} et dans la raie V_{er} , en déterminant à partir de l'ajustement de la SED et du profil de raie Br γ les contributions respectives au flux de l'étoile ($F_\star = 0.5$), de l'enveloppe dans le continu ($F_{ec} = 0.5$), et de l'enveloppe dans cette raie ($F_{er} = 0.5$). Enfin, un modèle de disque uniforme pour la contribution de l'enveloppe est utilisé pour l'estimation de son extension. L'ensemble de ces résultats est regroupé Figure 66 (tableau et tracé de l'extension de l'enveloppe en fonction de l'orientation de la base dans la raie).

Base n°	1	2	3
description	UT2-UT3	UT3-UT4	UT2-UT4
L (m)	42.7	59.3	80.8
PA (°)	51.6	128	97.1
V_c	>0.93	>0.93	>0.93
V_r/V_c	0.93 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.9 ± 0.02
V_r	$0.85 < V_r < 0.95$	$0.87 < V_r < 0.97$	$0.82 < V_r < 0.92$
V_{ec}	>0.86	>0.86	>0.86
V_{er}	$0.69 < V_{er} < 0.85$	$0.75 < V_{er} < 0.91$	$0.60 < V_{er} < 0.76$
Φ_{ec} (mas)	<3.6	<2.6	<1.9
Φ_{er} (mas)	$3.7 < \Phi_{er} < 5.5$	$2.0 < \Phi_{er} < 3.6$	$2.6 < \Phi_{er} < 3.4$
Φ_{ec} (D $\star$)	<15.5	<11.2	<8.2
Φ_{er} (D $\star$)	$15.9 < \Phi_{er} < 23.7$	$8.6 < \Phi_{er} < 15.4$	$11.2 < \Phi_{er} < 14.6$

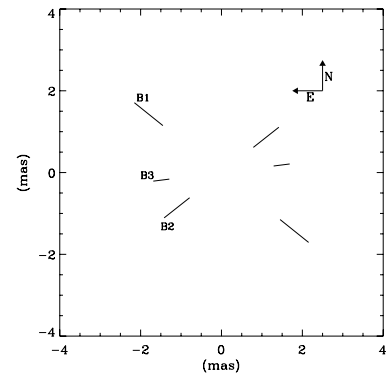


Figure 66 : Tableau de gauche : Description, longueur, orientation, visibilité mesurée dans le continu V_c , et visibilité différentielle dans la raie Br γ V_r/V_c pour les 3 bases utilisées durant l'observation de κ CMa. Visibilité dans la raie V_r , visibilité de l'enveloppe dans le continu V_{ec} et dans la raie V_{er} , diamètres correspondants pour un modèle de disque uniforme pour l'enveloppe seule Φ_{ec} et Φ_{er} (en mas et en D $\star$). A droite : extension de l'enveloppe dans la raie Br γ pour un modèle de disque uniforme + étoile non résolue, tracée en fonction de l'orientation de la base dans le plan du ciel.

L'enveloppe circumstellaire de κ CMA semble être allongée suivant B_1 , bien que la faible couverture en orientation des bases ne permette pas de déterminer précisément la position du grand axe de l'enveloppe projetée. L'aplatissement a/b donné par le rapport entre le grand axe et le petit axe de l'ellipse, dans le cas d'un disque circumstellaire projeté sur le plan du ciel, est de l'ordre de 2 ± 0.7 dans la raie B_{γ} , en considérant toutes les incertitudes présentées plus haut. Dans le cas d'un disque géométriquement mince (angle d'ouverture de l'ordre de quelques degrés seulement), l'inclinaison i du disque équatorial par rapport à la ligne de visée serait comprise entre 39° et 68° . En considérant que le disque n'est pas géométriquement mince, seule demeure la limite inférieure de l'encadrement.

Contrairement à α Arae, l'extension de l'enveloppe semble sensiblement plus faible dans le continu que dans la raie. En utilisant la distance déduite de la parallaxe Hipparcos (230pc), et en considérant que B_1 mesure effectivement le grand axe de l'enveloppe projetée, et donc l'extension réelle de l'enveloppe en bande K, le rayon de celle-ci, pour un modèle de disque uniforme, serait inférieur à $15R_\star$ dans le continu et de l'ordre de $20 \pm 4R_\star$ dans la raie B_{γ} . Autre différence majeure par rapport à α Arae, l'absence de vent polaire détectable. Compte tenu de la faible qualité des mesures ces remarques doivent être prises au conditionnel.

Malgré cela, en utilisant l'ensemble des données disponibles (SED reconstruite, profil de raie $Pa\beta$ et B_{γ} , visibilité et phases différentielles), un modèle SIMECA a été développé pour cette étoile. Dans ce modèle, l'extension de l'enveloppe est $23 \pm 2R_\star$, l'ouverture du disque équatorial est de l'ordre de quelques degrés ($m_1=m_2=10$) et le contraste de densité entre le pôle et l'équateur de l'ordre de 3.10^4 . Les détails de ce modèle sont présentés à la Section 5.4.1.2 concernant la cinématique de l'étoile κ CMA et de son enveloppe circumstellaire.

Autre particularité géométrique de κ CMA, l'asymétrie de ces profils de raie, dont le rapport V/R était, à l'époque des observations AMBER, de l'ordre de 1.3. Cette asymétrie peut être due à une absorption d'une partie de la lumière de l'étoile par le milieu circumstellaire dans le cas d'un modèle de disque d'accrétion, ce qui n'est pas envisageable dans le cas d'une étoile Be classique, soit à la présence d'inhomogénéités dans l'environnement circumstellaire. Cette seconde hypothèse, plus vraisemblable dans le cas de κ CMA, pose néanmoins un certain nombre de problèmes et sera évoquée plus en détail Section 5.4.1.2. Notons simplement ici que la position et l'importance de l'inhomogénéité peut être déduite d'une étude du profil de raie et de la phase différentielle. La figure 67 présente le profil de raie $Pa\beta$ de l'étoile κ CMA avec sa composante symétrique et le résidu probablement due à une surdensité dans l'enveloppe (à gauche), et une carte de brillance de l'étoile, avec l'inhomogénéité modélisée sous la forme d'une onde de surdensité.

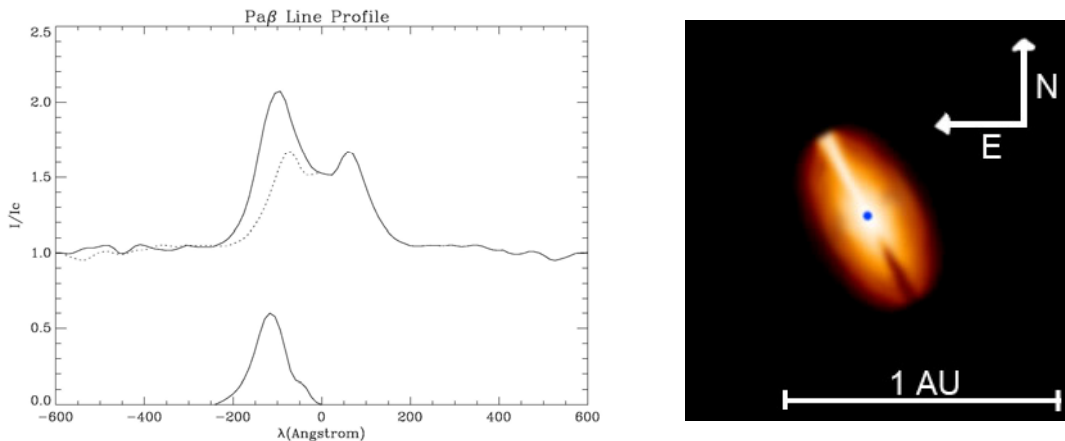


Figure 67 : A gauche : Profil de raie $Pa\beta$ de l'étoile κ CMA (trait continu en haut), composante supposée symétrique de ce profil (pointillés), et résidu asymétrique probablement dû à la présence d'une surdensité dans l'enveloppe (trait plein en bas). A droite : Carte de brillance de κ CMA dans le continu en bande K obtenue pour le modèle permettant le meilleur ajustement des données photométriques, spectroscopiques et interférométriques (voir Section 5.4.1.2).

5.3.1.3 Achernar

Achernar est l'étoile Be classique la plus proche du système solaire, sa distance déterminée par Hipparcos étant 44 ± 1 pc. Il s'agit évidemment d'une cible privilégiée pour des observations interférométriques. Néanmoins cette étoile est fortement variable et alterne pseudo-périodiquement entre des phases Be (raie H α en émission faible ou moyenne) et des phases B normale (raie H α en absorption pure) ce qui rend l'étude de son environnement circumstellaire plus complexe. Cette particularité concernant l'évolution (création et dissipation) de l'enveloppe de cette étoile est décrit plus en détail au Chapitre VI. Ne sont présentés ici, que les aspects géométriques de l'étoile et son environnement circumstellaire.

Lors de la première campagne d'observation d'Achernar, menée avec l'instrument VINCI du 11 Septembre au 12 Novembre 2002 par Pierre Kervella et Armando Domiciano de Souza, le profil de raie H α indiquait que l'étoile était en phase B normale, et que son environnement circumstellaire devait être, par conséquent, très ténu, et sa contribution aux flux total de l'objet négligeable. La campagne d'observation se concentra donc sur la résolution de l'étoile centrale, qui est un rotateur rapide ($v \sin i = 225 \text{ km.s}^{-1}$). Deux bases suffisamment longues furent donc sélectionnées pour l'ensemble de ces observations : E0-G1 (66m, 147°), et B3-M0 (140m, 58°). Ils obtinrent ainsi 60 points de visibilité calibrée avec une bonne couverture angulaire du plan des fréquences spatiales (Figure 68 à gauche).

En utilisant un modèle de disque uniforme pour chaque point de visibilité, ils purent déterminer l'extension de l'étoile en fonction de l'orientation de la base projetée, et déterminer son aplatissement dans l'approximation d'une étoile elliptique (Figure 68 à droite). Ainsi, le grand axe de l'étoile mesure $a = 2.53 \pm 0.06$ mas, le petit axe $b = 1.62 \pm 0.01$, l'orientation de ce dernier est $39 \pm 1^\circ$, et l'aplatissement de l'étoile est $a/b = 1.56 \pm 0.05$.

En utilisant des modèles plus complexes d'étoiles en rotation rapide prenant en compte la déformation de la photosphère et l'assombrissement gravitationnel, mais aussi l'assombrissement centre-bord classique, deux solutions limites pour cette étoile ont pu être développées. La principale différence entre ces deux modèles provient de l'inclinaison de l'étoile qui est difficile à définir. Les paramètres correspondant aux deux modèles sont présentés Tableau 4. L'intégralité de ce travail est présentée en détail dans Domiciano de Souza et al. 2003.

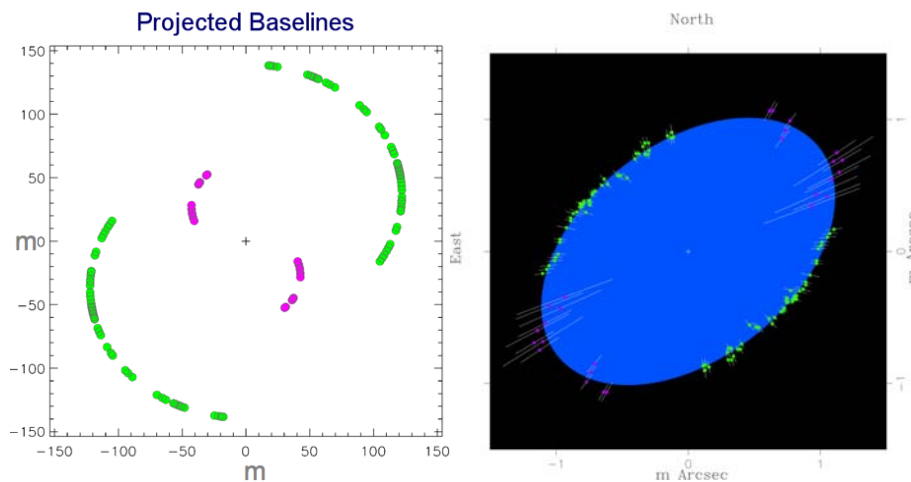


Figure 68 : D'après Domiciano de Souza et al. 2003. A gauche : Couverture du plan des fréquences spatiales lors de la campagne d'observation VINCI de l'étoile Achernar. Les points en magenta correspondent aux mesures effectuées avec la base E0-G1, ceux en verts avec la base B3-M0. A droite : Ajustement d'un modèle d'ellipse sur les mesures de visibilité converties en diamètres uniformes équivalents (même code de couleur que pour la figure de gauche). Le grand axe de l'ellipse ajustée mesure $a = 2.53 \pm 0.06$ mas, et le petit axe $b = 1.62 \pm 0.01$ mas, l'orientation de ce dernier est $39 \pm 1^\circ$. L'aplatissement de l'étoile est extrême : $a/b = 1.56 \pm 0.05$.

Paramètres	Modèle 1	Modèle 2
Masse de l'étoile	6.07M _☉	6.07M _☉
Rayon polaire	12R _☉	12R _☉
Rayon équatorial	8.3R _☉	9.5R _☉
Température polaire	20000K	20000K
Température équatoriale	9500K	14800K
Inclinaison	50°	90°
Vitesse critique	304km.s ⁻¹	285kms ⁻¹
Vsini	225km.s ⁻¹	225km.s ⁻¹
Vitesse de rotation	0.96V _{crit}	0.79V _{crit}

Tableau 4 : Paramètres fondamentaux pour les deux solutions limites développées par Domiciano de Souza et al. 2003 pour la modélisation d'Achernar d'après les données VINCI. Pour les deux modèles la température aux pôles est 20000K, la masse de l'étoile 6.07M_☉, le vsini, 225km.s⁻¹, et le rayon équatorial, 12R_☉.

En retraitant les mêmes mesures plusieurs années plus tard et en traçant les visibilitées en fonction de la longueur de la base pour différentes orientations, Kervella et Domiciano de Souza (2006) découvrirent la présence d'un « palier » dans la courbe de visibilité suivant l'orientation polaire, palier qui est absent dans la courbe équatoriale. Comme nous l'avons expliqué Section 2.4.4.1, un tel palier dans une courbe de visibilité n'est possible que lorsque l'objet est constitué de deux composantes d'extension différentes : l'une « grande » est résolue avec les courtes de bases, l'autre plus petite, nécessite des bases plus longues pour être résolue. Le niveau du palier représente le rapport de flux entre la composante non résolue et le flux total de l'objet.

Dans le cas d'Achernar, il existe donc une composante étendue suivant la direction polaire. Celle-ci avait été ignorée dans la première analyse des données interférométriques VINCI en raison de sa faible contribution au flux, i.e. 4.7±0.3% du flux de l'étoile. Puisque cette composante est allongée suivant la direction polaire de l'étoile, que sa dimension est supérieure à l'extension de cette dernière, et qu'Achernar est une étoile de type Be classique, il semble naturel de nommer cette composante « vent polaire ». En utilisant un modèle simple d'ellipse gaussienne, Kervella et Domiciano de Souza ont pu déterminer les paramètres géométriques de celui-ci. La Figure 69 présente les valeurs des paramètres utilisés ainsi qu'une image de cette modélisation géométrique. L'intégralité de ce travail est présentée dans Kervella et Domiciano de Souza 2006.

Extension équatoriale stellaire	2.13±0.05 mas
Extension polaire stellaire	1.51±0.02 mas
Azimuth de l'équateur stellaire	131.6±1.4°
Extension équatoriale de l'enveloppe (largeur à mi hauteur)	2.7±1.3 mas
Extension polaire de l'enveloppe (largeur à mi hauteur)	17.6±4.9 mas
Rapport des flux : F _{env} /F _{éto}	4.7±0.3%

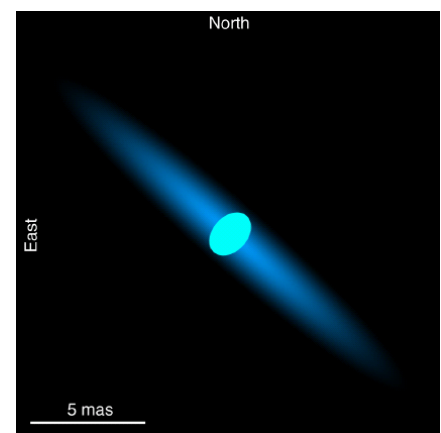


Figure 69 : Valeurs des paramètres et représentation graphique du modèle d'étoile aplatie (ellipse uniforme) + vent polaire (ellipse gaussienne) permettant le meilleur ajustement des données VINCI. D'après Kervella et Domiciano de Souza (2006).

Parallèlement à cette étude de données interférométriques, un travail concernant des données spectroscopiques enregistrées entre 1991 et 2002, effectué par Vinicius et al. (2006), a permis de mettre en évidence la formation et la dissipation d'un disque équatorial dans l'environnement circumstellaire d'Achernar durant cette période. Cette étude, ainsi que le travail effectué dans Kanaan, Meilland et al (article soumis à A&A et présenté en annexe) concernant ces mêmes données est présenté en détail dans le Chapitre 6.

Notons simplement ici deux résultats importants obtenus par Vinicius et al. 2006 et concernant la géométrie d'Achernar et de son environnement circumstellaire : la présence d'un disque équatorial peu étendu lors des observations interférométriques VINCI en 2002 ($\sim 3R_\star$), et la possibilité d'expliquer l'aplatissement de l'étoile mesuré par Domiciano de Souza et al. (2003) en utilisant ce disque équatorial et une étoile moins aplatie. Ces conclusions sont donc en contradiction avec celles développées dans cet article et dans Kervella et Domiciano de Souza (2006).

En reprenant l'ensemble des observations interférométriques VINCI, et en utilisant le code SIMECA modifié afin de pouvoir prendre en compte la déformation géométrique de l'étoile ainsi que l'effet d'assombrissement gravitationnel correspondant, nous avons développé 3 modèles afin de tester les différentes hypothèses avancées par les auteurs précédemment mentionnés : Un modèle d'étoile plus ou moins aplatie avec un disque équatorial plus ou moins mince et un rapport de flux variable, un modèle d'étoile aplatie (paramètres d'aplatissement déterminés par Domiciano de Souza et al. 2003) + vent polaire dont l'ouverture est variable, et enfin un modèle d'étoile plus ou moins aplatie + disque équatorial + vent polaire dans lequel tous les paramètres sont variables. La Figure 70 présente un exemple pour chacun de ces modèles (carte de brillance + ajustement des points de visibilité en fonction de la longueur de la base, au pôle, à l'équateur, et à 45°).

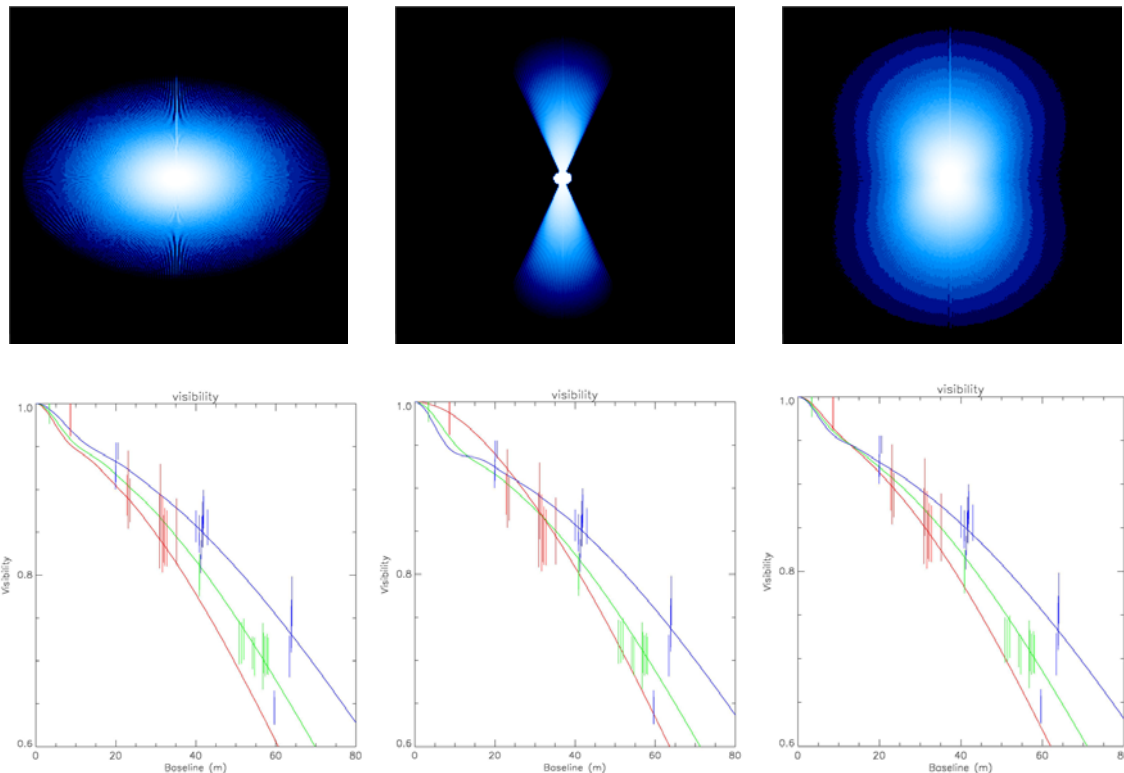


Figure 70 : En haut : Cartes de brillance calculées avec SIMECA pour des modèles d'étoiles plus ou moins aplatie et un environnement circumstellaire composé d'un disque équatorial (à gauche), d'un vent polaire (au centre), et des deux (à droite). Dans ce dernier cas le contraste de l'image ne permet pas de distinguer les deux composantes. En bas : visibilité en fonction de la longueur de la base projetée pour ces trois modèles. Les trois couleurs correspondent à trois orientations de la base différentes : suivant le pôle (bleu), à 45° (vert), et suivant l'équateur (rouge).

Afin de discriminer parmi tous les modèles décrivant ces trois scénarii (plusieurs milliers), le χ^2 de chaque modèle a été calculé. La Figure 71 présente trois exemples de courbe de χ^2 en fonction des principaux paramètres explorés (aplatissement du disque équatorial, ouverture du vent polaire, extension du disque équatorial). Les conclusions de cette étude utilisant un modèle physique sont les suivantes : impossibilité d'expliquer l'aplatissement observé par VINCI autrement que par l'aplatissement de l'étoile, présence d'un vent polaire dont l'extension est supérieure à $10R_\star$ avec une ouverture comprise entre 5° et 40° et dont la contribution aux flux total est de l'ordre de 3%, possibilité de la présence d'un disque équatorial dont l'extension serait inférieure à $5R_\star$ et dont la contribution aux flux total serait de l'ordre de quelques pourcents.

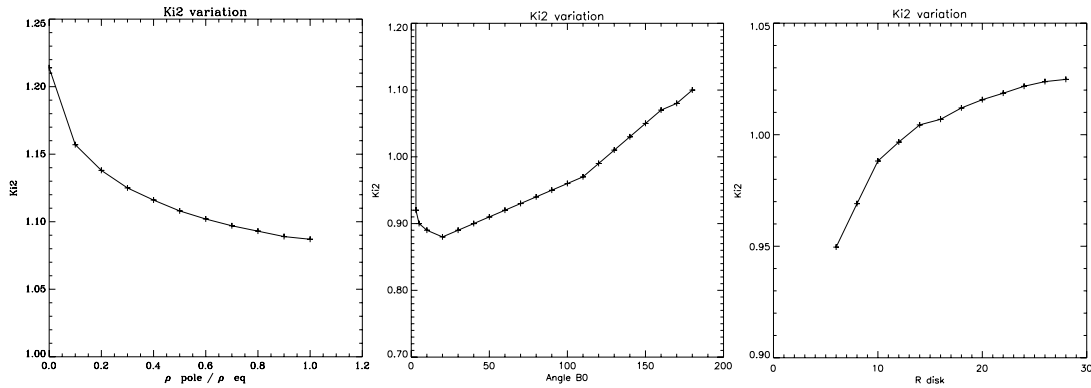


Figure 71 : χ^2 obtenus pour différents modèles d'étoile + enveloppe circumstellaire tracés en fonction de différents paramètres. A gauche : Etoile aplatie + disque tracé en fonction $\rho_{\text{pôle}}/\rho_{\text{eq}}$ ($\rho_{\text{pôle}}/\rho_{\text{eq}}=1$ correspond à une enveloppe sphérique et $\rho_{\text{pôle}}/\rho_{\text{eq}}=0$ à une disque équatorial mince). Au centre : étoile aplatie + vent polaire tracé en fonction de l'angle d'ouverture de ce dernier. A droite : étoile aplatie + disque équatorial + vent polaire tracé en fonction du rayon du disque équatorial (en $R_\star$).

5.3.1.4 Conclusions sur la géométrie des 3 étoiles Be classiques étudiées

Malgré la faiblesse numérique de l'échantillon d'étoiles Be présenté ici, il est néanmoins intéressant de mettre en avant les points communs et les différences concernant la géométrie de l'environnement circumstellaire d' α Arae, κ CMa et Achernar. Deux de ces étoiles, α Arae et κ CMa, possèdent une enveloppe assez stable dans le temps (variations des profils de raie de faible amplitude). Elles possèdent toutes deux un disque équatorial visible en interférométrie dont l'extension en bande K est du même ordre de grandeur ($33R_\star$ pour α Ara et $23R_\star$ pour κ CMa).

Néanmoins il existe une différence majeure entre ces deux environnements circumstellaires, plus précisément entre leur extension mesurée par AMBER : l'enveloppe d' α Arae possède également un vent polaire dont la contribution au flux total de l'étoile est de l'ordre de 1 à 5% (difficile à contraindre compte tenu de la faiblesse du nombre de points de mesure) ce qui ne semble pas être le cas de κ CMa. Malgré tout, il convient de d'évoquer à nouveau la faiblesse de la résolution de l'enveloppe circumstellaire de cette étoile lors de la campagne d'observation AMBER (enveloppe très partiellement résolue uniquement dans la raie Br γ).

Notons enfin que le vent polaire d' α Ara et celui d'Achernar sont également comparable en extension (de l'ordre de $100R_\star$ pour α Ara et $>10R_\star$ pour Achernar) et en flux (1 à 5% du flux total pour α Ara et 3-4% pour Achernar). Bien que ce paramètre soit difficile à contraindre, l'angle d'ouverture des deux vents semble également compatible. En effet, la valeur de ce paramètre dans le cas d'Achernar est comprise entre 5° et 40° , dans le cas d' α Arae elle doit être de l'ordre de $50 \pm 10^\circ$ afin de permettre d'ajuster l'ensemble des mesures AMBER.

Enfin, la présence d'un vent polaire et d'un disque équatorial semblent largement décorrélée et les mécanismes responsables de leur apparition doivent être assez distincts. Cette hypothèse sera développée à la fin de ce Chapitre.

5.3.2 Ae/Be de Herbig : MWC 297

MWC 297 a été observée par AMBER, en mode MR, le 31 Mai 2004, durant la seconde nuit de « commissioning » de cet instrument. L'observation a évidemment été centrée sur la raie Bry et son continu voisin afin de pouvoir profiter des informations géométriques et cinématiques contenues dans cette raie. La base UT2-UT3 a été utilisée lors de l'observation. Deux points de mesure ont été enregistrés avec 2 DIT différents (107ms et 31ms). L'intervalle entre ces mesures n'étant que de 24 minutes, leur base projetée sur le plan du ciel ne diffère pas significativement ni en longueur, $L \sim 44\text{m}$, ni en orientation, $P.A. \sim 120^\circ$.

Deux méthodes de réduction des données ont été utilisées sur ces observations : la méthode classique par transformée de Fourier (dont les principes généraux sont décrits brièvement Section 2.4.3), et la méthode développée spécialement pour AMBER utilisant la matrice P2VM (présentée Section 3.3.2). Le détail de la réduction des données est présenté dans Malbet et al. (2007) (voir annexe). Ces observations ayant été parmi les premières réalisées avec AMBER, la précision des mesures n'était pas optimale. Ainsi l'incertitude sur la visibilité dans le continu (V_c) est de l'ordre de 36% contre 3 à 7% pour les dernières observations, soit $V_c = 0.5^{+0.08}_{-0.10}$, ce qui correspond en diamètre uniforme équivalent à 7 ± 0.9 mas, soit 1.75 ± 0.23 UA à 250pc.

Comme nous l'avons déjà évoqué section 5.2.2.2, le rayonnement continu en bande K émis par MWC 297 est entièrement dominé par deux contributions : l'étoile centrale et la poussière circumstellaire. En utilisant la SED reconstruite de l'objet ainsi que les mesures de visibilités AMBER, IOTA et PTI, et à l'aide d'un modèle de disque d'accrétion également présenté dans Malbet et al. (2007), les principaux paramètres physiques et géométriques du disque de poussière ont pu être déterminés et ont été précédemment présenté Figure 57. L'ajustement de la courbe de visibilité en fonction de la longueur de la base projetée (en bande H et K) pour le meilleur modèle de disque d'accrétion est présenté Figure 72 (à gauche).

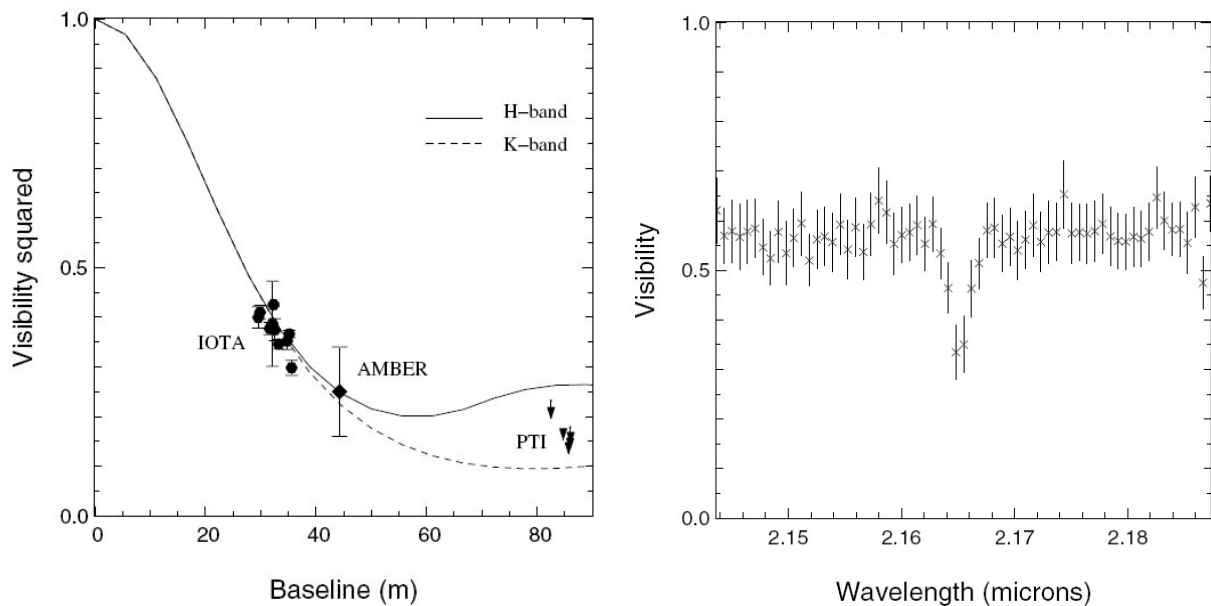


Figure 72 : A gauche : visibilité carrée pour le meilleur ajustement des données interférométriques et photométriques obtenues pour l'étoile MWC 297. Les mesures IOTA correspondent à la bande H (modèle en trait plein), celle d'AMBER et de PTI à la bande K (modèle en pointillés). Les mesures PTI ne représentent qu'une limite supérieure. A Droite : Dépendance spectrale de la visibilité calibrée mesurée par AMBER pour MWC 297 autour de la raie Bry ($\lambda = 2.1656\mu\text{m}$).

Puisque la contribution de l'émission de l'hydrogène ionisé au flux total de MWC 297 en bande K est négligeable dans le continu, il est nécessaire d'utiliser le rayonnement émis dans la raie Br γ afin de pouvoir contraindre les paramètres physiques et la géométrie de ce gaz circumstellaire.

La dépendance spectrale de la visibilité dans la raie Br γ est présentée Figure 72 (à droite). La visibilité dans la raie est $V_r=0.33\pm0.06$. Afin d'extraire de cette valeur la visibilité correspondant uniquement à l'émission dans la raie Br γ ($V_{Br\gamma}$) il est nécessaire de considérer l'objet comme étant formé de deux contributions : l'étoile + enveloppe dans le continu d'une part, dont le flux est F_c et la visibilité V_c , et la contribution de l'enveloppe dans la raie Br γ d'autre part. Ainsi on peut écrire :

$$V_{Br\gamma} = \frac{V_r F_r - V_c F_c}{F_r - F_c}$$

Or comme $F_r/F_c=2.2$, il en résulte que $V_{Br\gamma}=0.19\pm0.03$, ce qui correspond à une extension en diamètre uniforme équivalent de 9.9 ± 0.3 mas ou 2.5 ± 0.08 UA à 250pc. Ainsi avec l'approximation d'un disque uniforme, la taille de l'émission dans la raie Br γ est supérieure de 40% à celle de l'émission dans le continu voisin.

La faiblesse du nombre de points de visibilité, ainsi que de la piètre qualité de ces points ne permet pas d'obtenir d'avantage d'informations sur la géométrie de la poussière et du gaz circumstellaire de l'étoile MWC 297. Néanmoins en utilisant des données spectroscopiques (raie Br γ à haute résolution spectrale) et le code SIMECA, certains paramètres géométriques concernant l'enveloppe d'hydrogène ont pu être contraints. Ce travail, indissociable de l'étude cinématique de MWC 297, est présenté section 5.4.2.

5.3.3 B[e] supergéantes

5.3.3.1 HD62623

HD62623 a été observée avec l'instrument MIDI en mode PRISM et SCI-PHOT, le 17 Octobre 2006 ainsi que les 16, 19 et 21 Décembre de la même année. Cinq points de visibilité calibrés ont été obtenus (deux points la nuit du 17 octobre). La description des bases utilisées (télescopes, longueur et orientation de la base projetée sur le plan du ciel) est présentée Tableau 5.

Ayant commencé l'analyse de ces données au courant du mois de Juin 2007, seuls des résultats préliminaires et partiels sont présentés ici. Sera présentée également une comparaison rapide avec les principaux résultats obtenus par Domiciano de Souza et al. (2007) concernant la B[e] supergéante CPD -57° 284.

Base n°	Date d'observation	Description	Longueur (m)	P.A. (°)
1	17/10/2006 06h42	D0-H0	49.5	27.2
2	17/10/2006 08h10	D0-H0	56.8	48.0
3	16/12/2006 04h00	G0-H0	27.8	45.8
4	19/12/2006 08h38	G0-K0	56.6	84.8
5	21/12/2006 08h19	H0-K0	29.0	84.0

Tableau 5 : Description des bases utilisées dans la campagne d'observation MIDI d'HD62623 : date d'observation, télescopes utilisés, longueur et orientation des bases projetées.

La couverture du plan des fréquences spatiales est assez réduite en orientation ($\sim 60^\circ$), et l'on note une redondance pour les bases B2 et B3 ($\sim 46-48^\circ$), et B4 et B5 ($\sim 84-85^\circ$). Concernant la longueur des bases projetées, la même remarque peut être faite : les bases B1, B2, et B4 ont une longueur comprise entre 49.5 et 56.8m (dispersion de 10%), les bases B3 et B5, entre 27.8 et 29m (dispersion de 4%). Ainsi il est possible de faire une double étude de la géométrie de l'environnement circumstellaire de cette étoile : l'une en orientation en utilisant uniquement les 3 bases B1, B2 et B4, et en ne se souciant pas du modèle utilisé (disque uniforme, gaussien, anneau...), qui intervient peu pour des bases de longueurs semblables, l'autre en sondant la distribution radiale d'intensité suivant la direction de B2 et B3, et B4 et B5.

Sont présentées Tableau 6, les extensions de l'enveloppe (D) suivant B1, B2, et B3 pour un modèle de disque uniforme et pour 3 longueurs d'onde appartenant à la bande N (8,10 et 12 μ m). Sont également présentés dans ce tableau, les paramètres (grand axe, aplatissement et orientation) du meilleur ajustement d'un modèle d'ellipse pour chaque longueur d'onde étudiée. Les ellipses correspondantes sont tracées Figure 73.

Trois constatations peuvent être établies à partir de cette courte étude de la visibilité en fonction de l'orientation de la base projetée : l'extension de l'enveloppe augmente avec la longueur d'onde, elle double entre 8 μ m et 12 μ m, l'aplatissement de l'enveloppe augmente également avec la longueur d'onde, enfin, l'orientation du grand axe de l'enveloppe semble ne pas varier.

λ	D(B1)	D(B2)	D(B4)	a	a/b	orientation
8 μ m	20 $\pm$ 2 mas	17 $\pm$ 2 mas	18 $\pm$ 2 mas	20 $\pm$ 0.2 mas	1.2 $\pm$ 0.05	176 $\pm$ 3 $^\circ$
10 μ m	29 $\pm$ 2 mas	24 $\pm$ 2 mas	22 $\pm$ 2 mas	33 $\pm$ 2 mas	1.5 $\pm$ 0.2	176 $\pm$ 3 $^\circ$
12 μ m	32 $\pm$ 2 mas	27 $\pm$ 2 mas	24 $\pm$ 2 mas	39 $\pm$ 1 mas	1.7 $\pm$ 0.1	176 $\pm$ 3 $^\circ$

Tableau 6 : Extension (D) de l'enveloppe suivant les bases B1, B2 et B3, pour 3 longueurs d'onde appartenant à la bande observation MIDI (8,10 et 12 μ m), grand axe (a), aplatissement (a/b), et orientation du grand axe pour le meilleur ajustement d'une ellipse sur les mesures d'extension de l'enveloppe pour chaque longueur d'onde.

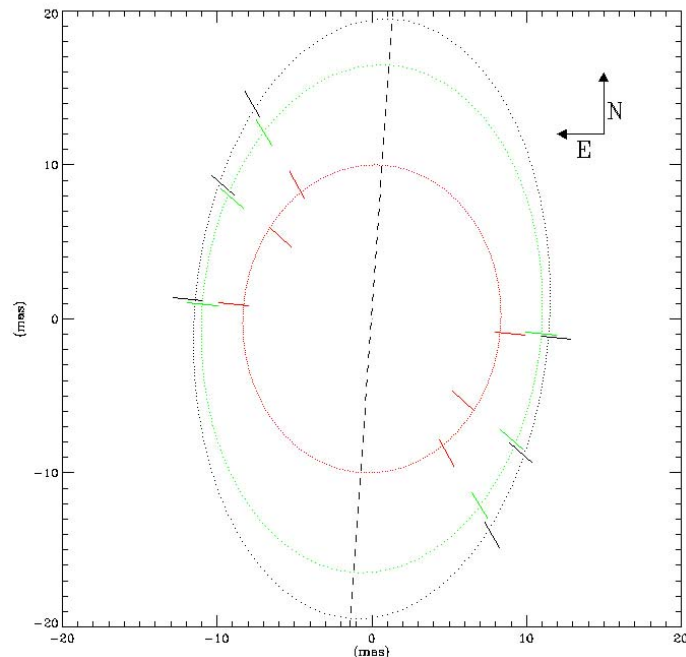


Figure 73 : Extension de l'enveloppe en fonction de l'orientation de la base projetée pour trois longueur d'onde : 8 μ m en rouge, 10 μ m en vert, et 12 μ m en noir. Les tirets représentent les mesures MIDI et leurs barre d'erreur, les courbes en pointillés, les meilleurs ajustements d'un modèle d'ellipse sur ces données.

L'étude de la distribution radiale d'intensité suivant les orientations de B2-B3 ($\sim 47^\circ$) et B4-B5 ($\sim 84^\circ$) en utilisant des modèles géométriques simples est moins évidente, et seuls certains constats peuvent être établis. Figure 74 (à gauche) sont tracées les visibilités en fonction de la longueur de la base pour le couple B2-B3. Plusieurs modèles géométriques simples ont été testés pour ajuster simultanément les deux points. En premier lieu, il est évident que les modèles de disques uniformes et de disques gaussiens ne permettent pas d'ajuster les mesures. Par extension, il est peu probable qu'un modèle de disque, quelque soit l'assombrissement centre bord utilisé, permettent de reproduire les observations. Par contre, deux types de modèles semblent permettre un ajustement satisfaisant des mesures : un modèle d'anneau (en supposant que les visibilités obtenues pour la longue base B2 sondent le second lobe de visibilité), et un modèle composé d'un élément entièrement résolu (dont l'extension est inconnue mais qui est supposé très étendu), et d'un disque, qui est pris uniforme pour des raisons de simplicité. Ces constatations sont également valables pour les mesures concernant le couple B4-B5 et pour l'ensemble des longueurs d'onde de la bande N.

Néanmoins, les paramètres du modèle d'anneau permettant d'ajuster correctement l'ensemble des mesures (orientation et longueur d'onde) varient trop et de manière non monotone pour que ce modèle soit considéré comme vraisemblable. Par contre, dans le cas du modèle comprenant une composante entièrement résolue, le rapport de flux entre les deux composantes varie relativement peu (moins de 10% sur l'ensemble des longueurs d'onde). De plus, le même rapport de flux permet d'ajuster simultanément les mesures des deux couples de bases pour toutes les longueurs d'onde sauf à $13\mu\text{m}$. Bien qu'il soit difficile d'expliquer l'origine de cette composante très étendue dont le flux serait de l'ordre de 30% du flux total de l'objet (peut-être s'agit-il d'un reste d'une précédente éjection de matière) cette hypothèse semble, pour l'heure, être la plus probable.

La Figure 74 (à droite) présente le rapport de flux entre la composante non résolue et le flux total de l'objet en fonction de la longueur d'onde pour le meilleur ajustement des mesures. Ce rapport varie de manière non monotone entre 0.73 ($8\mu\text{m}$), 0.65 ($9.3\text{--}9.6\mu\text{m}$), et 0.8 ($12\mu\text{m}$). Néanmoins la variation du rapport de flux reste faible, et la non monotonie, située principalement entre 9 et $10\mu\text{m}$, peut être expliquée par l'émission de la bande de silicate.

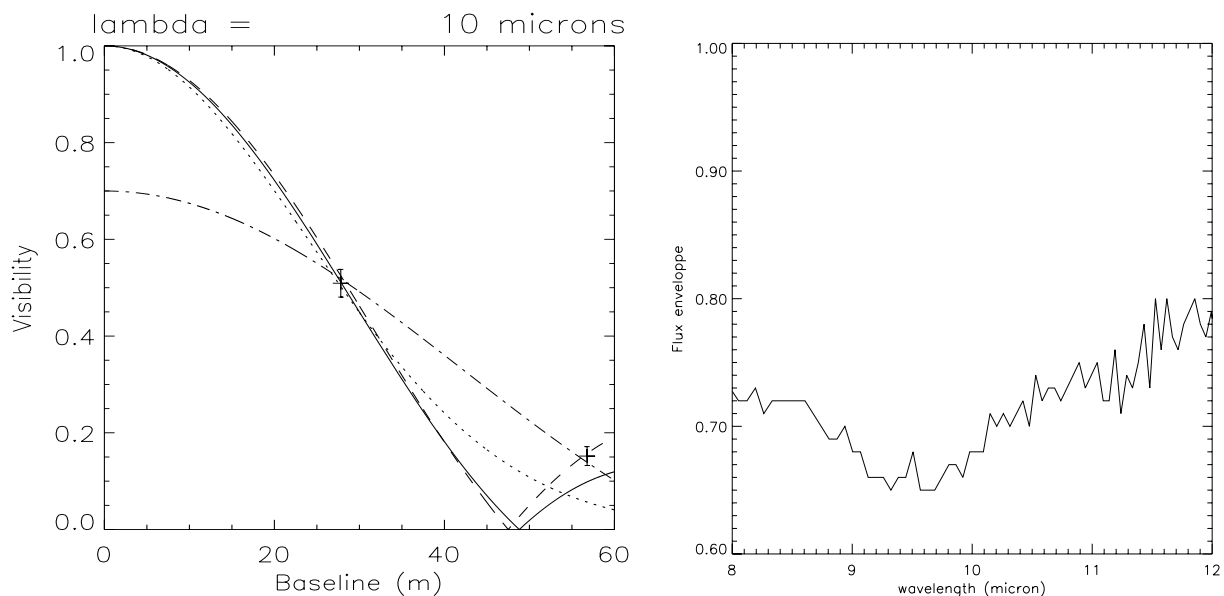


Figure 74 : A gauche : Visibilité tracée en fonction de la longueur de la base pour le couple B2-B3 (P.A. $\sim 47^\circ$) et pour $\lambda = 10\mu\text{m}$. Mesure MIDI (barre d'erreur), modèle de disque uniforme (trait plein) et gaussien (pointillés), d'anneau (tirets), et de disque uniforme + composante résolue (tirets-pointillés). A droite : Rapport de flux le disque uniforme et le flux total de l'objet tracé en fonction de la longueur d'onde pour le meilleur ajustement d'un modèle de disque uniforme + composante résolue.

La prochaine étape de la modélisation de l'environnement circumstellaire de la supergéante B[e] HD 62623 nécessite l'utilisation de modèles physiques d'enveloppe de poussières (DUSTY, MCTRANS). De plus, afin de pouvoir discriminer entre les différents modèles présentés ici, une nouvelle campagne d'observation de l'objet a été proposée avec deux axes principaux : augmentation de la couverture du plan des fréquences spatiales en orientation (1 point de mesure suivant le grand axe supposé de l'enveloppe), et en longueur de base suivant l'orientation du couple B2-B3 (1 point avec une base de longueur inférieure à 20m, et un point avec une base de l'ordre de 80m) afin de pouvoir discriminer le modèle d'anneau de celui comprenant une composante non résolue.

5.3.2.2 Comparaison avec CPD -57° 2874

L'étoile B[e] supergéante CPD -57° 2874 a été observée par AMBER et MIDI, respectivement le 25 Février 2005, et les 28 et 30 Décembre 2004. Quatre points de visibilités calibrées ont été obtenus avec MIDI et trois avec AMBER. Les données et leur interprétation sont présentées dans Domiciano de Souza et al. (2007).

La Figure 75 résume les principaux résultats de la modélisation des données AMBER et MIDI pour cette étoile. Première constatation, l'extension de l'enveloppe dépend fortement de la longueur d'onde non seulement en bande N (comme pour HD 62623) mais également en bande K, les valeurs respectives de ce paramètre pour la bande K, et les domaines 7.9-9.8 μ m et 10.2-13.5 μ m étant 3.4, 10.1 et 15 mas. Ainsi l'augmentation de l'extension de l'enveloppe en bande N est du même ordre de grandeur que pour HD 62623. La variation d'aplatissement de l'enveloppe est par contre beaucoup moins importante que pour cette dernière, passant seulement en bande N de 1.25 (7.9-9.8 μ m) à 1.3 (10.2-13.5 μ m), contre 1.2 et 1.7 pour HD 62623.

Notons également le changement inexpliqué de direction du grand axe de l'enveloppe entre la bande K, P.A.=173 $\pm$ 9°, et la bande N, P.A.=144 $\pm$ 7°.

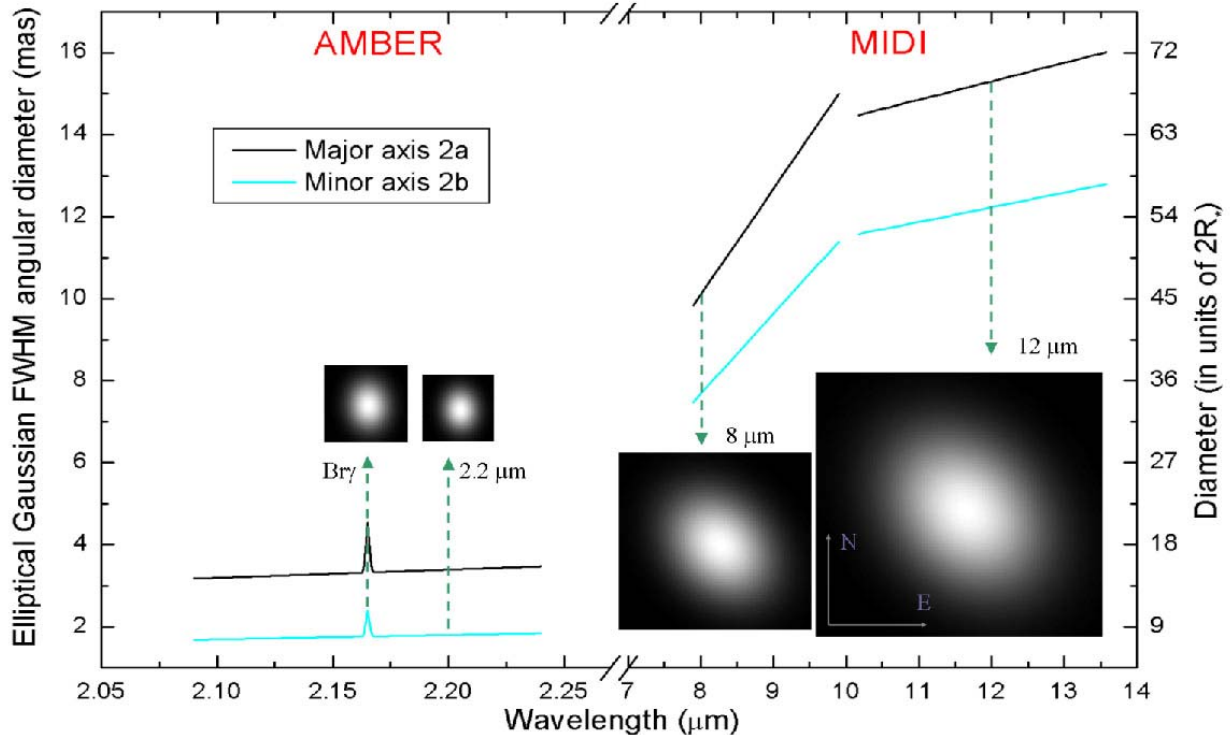


Figure 75 : D'après Domiciano de Souza et al. (2007). Extension et orientation de l'enveloppe circumstellaire de CPD -57° 2874 déterminées par l'ajustement d'un modèle d'ellipse Gaussienne sur les données MIDI et AMBER.

5.4 Cinématique

La dernière étape de la modélisation des enveloppes circumstellaires des étoiles chaudes actives concerne la cinématique de ces enveloppes. Nous avons vu Chapitre 2 que, grâce à l'effet Doppler, les profils des raies en émission, ainsi que la variation du module et de la phase de la visibilité dans ces mêmes raies permettaient d'obtenir de nombreuses informations sur la cinématique du milieu émetteur.

En utilisant des observations effectuées avec le mode MR de l'instrument AMBER ($\lambda/\Delta\lambda \sim 1500$) et en centrant la fenêtre d'observation sur la raie Br γ (21656Å), ainsi que des profils de raie à haute résolution spectrale obtenus à l'aide d'observations spectroscopiques indépendantes, et en modélisant ces observables à l'aide du code SIMECA, il a été possible de contraindre les paramètres physiques de l'environnement circumstellaire de deux étoiles Be, α Arae et κ CMa, ainsi que le vent d'une Ae/Be de Herbig, MWC 297. De plus l'étude globale des enveloppes des deux étoiles Be (géométrie + cinématique) a permis de contraindre également deux paramètres physiques essentiels : l'inclinaison et la vitesse de rotation de l'étoile.

5.4.1 Be classiques

5.4.1.1 α Arae

Afin d'obtenir le maximum de contraintes sur les paramètres libres du code SIMECA, le maximum d'observables disponibles a été utilisé pour la modélisation de l'étoile α Ara : profils de raie H α et H β obtenus en Avril 1999 à La Silla à l'aide de l'instrument HEROS, profil Pa β observé le 13 Août 2003 à l'Observatorio do Pico dos Dias (Brésil), et évidemment, profil, visibilité et phase différentielle pour la raie Br γ obtenus avec AMBER en mode MR, les 24 et 25 Février 2005.

Le problème principal concernant cet ensemble de mesures provient de la non-simultanéité de celles-ci (6 ans d'intervalle entre les mesures spectroscopiques H α et H β et les mesures spectro-interférométriques Br γ). Or, comme pour la plupart des étoiles Be, les observables d' α Arae subissent de nombreuses variations cycliques ou pseudo-cycliques, dont l'une d'elle concerne l'intensité des raies en émission. Ainsi l'ajustement simultané de tous les profils de raie observés à des dates différentes n'est ni possible ni souhaitable.

Température effective	18000 K
Rayon stellaire moyen	4.8 R $_{\odot}$
Inclinaison	55°
Vitesse de rotation équatoriale	470 km.s $^{-1}$
Exposant de la loi de vitesse de rotation	0.48
Densité à la base de la photosphère	10 $^{-11}$ g.cm $^{-3}$
Vitesse terminale équatoriale	1 km.s $^{-1}$
Vitesse terminale polaire	1000 km.s $^{-1}$
Flux de masse polaire	7 $\pm$ 10 $^{-9}$ M $_{\odot}$ /an
m1	0.5
m2	100
C1	0.03
Rayon externe de l'enveloppe	33 R $_{\star}$

Tableau 7 : Paramètres physiques du modèle SIMECA utilisés pour la modélisation de l'étoile α Arae et permettant d'obtenir le meilleur ajustement de l'ensemble des données photométriques, spectroscopiques et interférométriques

Néanmoins, si l'intensité des raies varie de façon significative (de l'ordre de 30%), leur morphologie reste globalement la même sur l'ensemble de la période d'observation. Ainsi, pour notre modélisation à l'aide du code SIMECA de l'environnement circumstellaire d' α Arae nous avons considéré que seule la densité à la base de la photosphère variait entre deux observations.

La Figure 76 présente l'ensemble des données spectroscopiques et interférométriques (différentielles) utilisées pour notre modélisation ainsi que le meilleur ajustement de ces données obtenu à l'aide d'un modèle SIMECA. Les paramètres correspondants à ce modèle sont présentés Tableau 7. Afin d'obtenir cet ajustement nous avons pris comme point de départ de la modélisation de l'environnement circumstellaire d' α Arae un modèle SIMECA correspondant au modèle géométrique permettant le meilleur ajustement des visibilités dans le continu (disque équatorial mince + vent polaire). De plus, les variations du module et de la phase de la visibilité dans la raie raie Br γ (Figure 76 en haut) nous indiquent clairement la prédominance de la rotation dans la cinématique de l'enveloppe par rapport à l'expansion (voir Section 2.4.6.2). Ainsi, dans nos modèles, la vitesse de rotation de l'étoile est toujours très grande devant la vitesse terminale d'expansion à l'équateur. Le calcul de plusieurs centaines de modèles a été nécessaire afin d'obtenir notre meilleur ajustement.

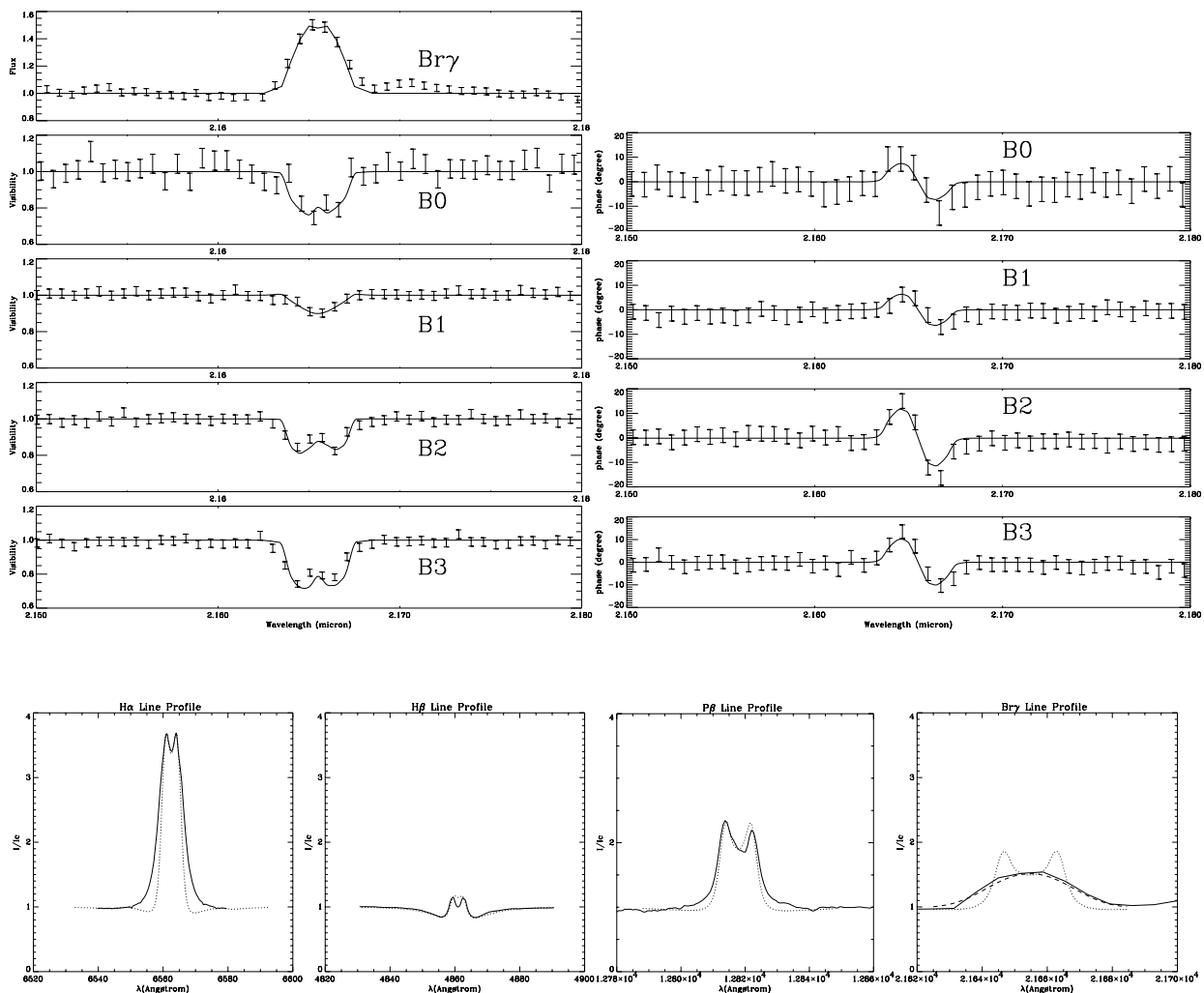


Figure 76 : En haut : Variation de la visibilité (à gauche) et de la phase (à droite) différentielle dans la raie Br γ pour les quatre bases d'observation AMBER de l'étoile α Ara (B0, B1, B2, B3). La première image en haut à gauche correspond au profil de la raie Br γ . Les barres d'erreur représentent les données AMBER, les courbes en traits pleins le modèle SIMECA permettant le meilleur ajustement de l'ensemble des données. En bas : Profils de raie observés (traits pleins) et modélisés avec SIMECA (pointillés). De gauche à droite : H α , H β , Pa β et Br γ . Pour ce dernier, le profil modélisé avec SIMECA (pointillés) est convolué par une gaussienne de largeur 15Å correspondant à la résolution spectrale d'AMBER en mode MR. Le profil résultant est tracé en tirets.

Notons, concernant l'ajustement des profils de raie, qu'une baisse de la densité à la base de la photosphère de l'ordre de 25% entre 1999 ($H\alpha$ et $H\beta$) et 2003-2005 ($P\beta$ et $Br\gamma$) a été nécessaire afin d'ajuster correctement l'intensité des profils de raie.

Si l'ajustement des profils de raie présentés ici permet de reproduire la séparation du double pic ainsi que la profondeur de la dépression centrale (sauf pour $H\beta$), il n'en va pas de même des ailes des raies $H\alpha$ et $P\beta$. Dans le modèle que nous avons précédemment développé et qui est présenté dans Chesneau, Meilland et al. (2005) (voir en annexe) l'enveloppe était quasi-sphérique et en expansion ce qui permettait de reproduire convenablement les ailes des raies. Mais, nous avons vu que les mesures AMBER excluait ce type de modèle. Afin d'obtenir un meilleur ajustement des ailes pour un modèle de disque équatorial mince en rotation il est nécessaire de prendre en compte d'autres phénomènes physiques, en particulier la diffusion multiple qui intervient principalement dans les ailes des raies et provoque un élargissement de celles-ci (Poeckert & Marlborough 1979).

L'ajustement des courbes de visibilité différentielle est par contre très satisfaisant. En effet il permet de reproduire non seulement l'importance de la chute de visibilité dans la raie $Br\gamma$ pour l'ensemble des quatre bases ($B0, B1, B2$ et $B3$) mais également la forme de la baisse pour chacune d'entre elle. En effet, comme cela a déjà été expliqué Section 2.4.6.2, la forme de la chute de visibilité dans une raie en émission pour une enveloppe en rotation dépend de l'orientation de la base. Pour une base orientée suivant le grand axe de l'enveloppe la variation globale doit être en forme de « W ». Pour une base orientée suivant le petit axe de l'enveloppe par contre la variation doit avoir une forme de « V » et ne présenter aucune augmentation en son centre. Or la base $B2$, alignée suivant le grand axe de l'enveloppe projetée d' α Ara présente bien une augmentation centrale de la visibilité, de même que, dans une moindre mesure, $B0$ et $B3$, dont l'orientation est relativement proche du grand axe. Par contre, la base $B1$, dont l'alignement est voisin du pôle (et donc du petit axe de l'enveloppe en négligeant l'apport du vent polaire), présente une variation en « V ». Ces constatations, et l'ajustement de très bonne qualité des visibilités différentielles conforte également le choix d'un modèle de disque mince + vent polaire.

Section 2.4.6.2, nous avons également constaté que, pour un modèle de disque en rotation, la variation de la phase différentielle dans une raie en émission dépend également de l'orientation de la base. Plus cette dernière est proche du grand axe, plus la variation est importante. A contrario, pour une base alignée sur le petit axe (orientation polaire) la variation de la phase différentielle est minimale. Or nous constatons également que la variation de la phase est plus importante pour la base $B2$ que pour les bases $B3$ et $B0$, et que la variation la plus faible concerne la base $B1$ dont l'alignement est d'après nos modèles (géométriques et SIMECA) le plus proche de l'alignement polaire. Ainsi l'étude de la phase différentielle confirme également le choix du grand axe aligné à 82° et le choix d'un modèle de disque en rotation.

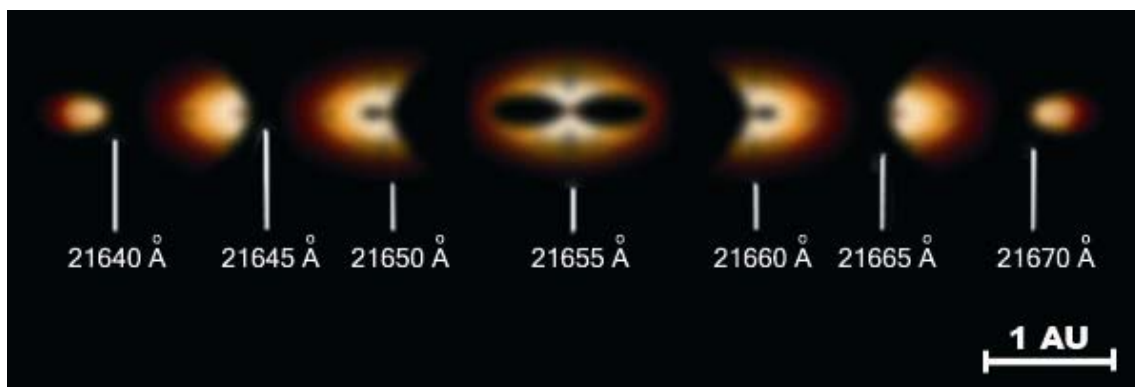


Figure 77 : Cartes d'intensité le long de la raie $Br\gamma$ (largeur des canaux spectraux $15\text{\AA}$) pour notre meilleur modèle de l'étoile α Arae. Notez que pour augmenter le contraste de l'image, l'étoile centrale et la contribution de l'enveloppe dans le continu ont été soustraites afin d'obtenir ces images.

L'amplitude de la variation de la phase différentielle dans une raie en émission pour une enveloppe en rotation dépend fortement de la loi de rotation dans cette dernière comme l'a montré Stee (1996). Dans le code SIMECA la loi de rotation dans l'enveloppe est définie par :

$$v_{\phi}(r, \theta) = v_{\text{rot}} \sin \theta \left(\frac{R_{\star}}{r} \right)^{\beta}$$

Où v_{ϕ} et la vitesse de rotation dans l'enveloppe, v_{rot} la vitesse de rotation de l'étoile (à l'équateur), et β l'exposant de la loi de rotation. Pour notre meilleur ajustement de l'ensemble des mesures, v_{rot} est de l'ordre de 93% de la vitesse critique ($v_{\text{rot}}=470\text{km.s}^{-1}$), et $\beta=0.48$, ce qui implique que la rotation est quasi-Képlérienne.

Afin de vérifier si ce couple de valeurs est le seul permettant un ajustement satisfaisant de l'ensemble des mesures dans le cadre d'un modèle de disque équatorial mince en rotation pure, plusieurs autres modèles ont été testés pour β compris entre 0 (rotation constante) et 1 (conservation du moment angulaire). La modification du paramètre β implique une modification de la séparation du double pic (DPS) des profils de raie. Ainsi, afin de garder un DPS constant, il est nécessaire de modifier la vitesse rotation de l'étoile puisque seul le paramètre β et celle-ci déterminent la loi de rotation de l'enveloppe. Par conséquent, à chaque valeur de β testé correspond une valeur de v_{rot} permettant l'ajustement du DPS. Notons que la vitesse de rotation étant proche de la vitesse critique de l'étoile il est également nécessaire de prendre en compte la déformation de sa photosphère. De plus l'inclinaison de l'étoile est fixe : $i=55^{\circ}$.

La correspondance entre β et v_{rot} pour un ajustement correct du DPS est tracée Figure 78 (à gauche). Cette figure montre que pour une vitesse de rotation de l'étoile comprise entre $v_{\text{min}}=350\text{km.s}^{-1}$, correspondant à la plus petite mesure du v_{sini} de l'étoile ($v_{\text{sini}}=288\text{km.s}^{-1}$ par Uesugi & Fukuda 1970) et $i=55^{\circ}$, et $v_{\text{max}}=503\text{km.s}^{-1}$ (vitesse critique de l'étoile), le paramètre β est compris entre 0.33 et 0.54.

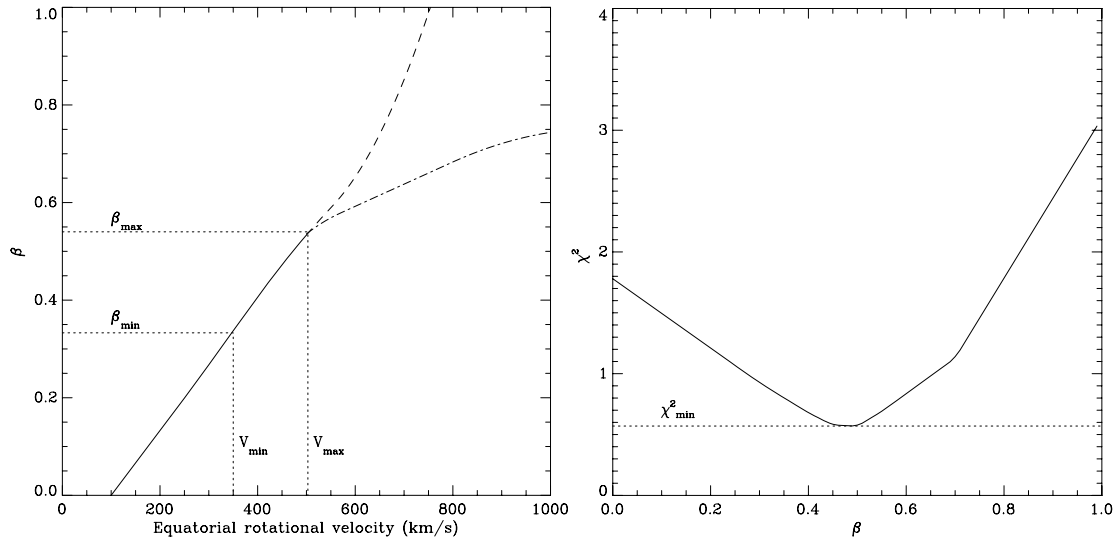


Figure 78 : A gauche : Paramètre β en fonction de la vitesse de rotation équatoriale de l'étoile α Arae, en prenant en compte la déformation de la photosphère due à la rotation rapide. La courbe pleine correspond aux cas physiquement possibles, celle en tirets aux valeurs supérieures à la vitesse critique. La courbe en pointillés-tirets correspond également à des valeurs irréalistes, mais dans ce cas la déformation de la photosphère n'a pas été prise en compte au-delà de $1.5R_{\star}$ à l'équateur. $V_{\text{min}}=351\text{km.s}^{-1}$ correspond au v_{sini} minimum de l'étoile, 288km.s^{-1} et à $i=55^{\circ}$. A droite : χ^2 calculés à partir de nos modèles et des mesures AMBER tracés en fonction de la valeur du paramètre β . χ^2_{min} est obtenu pour $\beta=0.48$, valeur proche de la rotation képlérienne ($\beta=0.5$).

Afin d'être plus quantitatif, le χ^2 pour l'ensemble de ces modèles a été calculé. Les résultats sont présentés Figure 78 (à droite). Le χ^2 minimum est obtenu pour une valeur proche de la rotation Képlérienne, $\beta=0.48\pm0.04$.

Ainsi notre modèle comprenant, une étoile en rotation quasi critique, un disque équatorial mince en rotation Képlérienne et un vent polaire étendu permet de reproduire l'ensemble des observables photométriques, spectroscopiques, et interférométriques disponibles. Néanmoins, le nombre des paramètres libres du code SIMECA nous invite à une certaine prudence et la question de l'unicité du modèle présenté ici se pose. Par conséquent, afin d'éprouver la crédibilité de notre scénario, deux autres types de modèles ont été testés.

Le premier scénario est basé sur la même géométrie que notre meilleur modèle mais sur une cinématique différente, comprenant une forte composante d'expansion à l'équateur produite par le vent radiatif. Le DPS dépendant des deux composantes du champs de vitesse, expansion et rotation, il est nécessaire de diminuer sensiblement la vitesse de rotation dans l'enveloppe en diminuant β ou v_{rot} afin de le garder constant. La valeur minimale possible de la vitesse de rotation étant 350km.s^{-1} , la vitesse d'expansion maximum à l'équateur est de l'ordre de 100km.s^{-1} .

Ce modèle permet évidemment d'ajuster correctement les observations photométriques et spectroscopiques ainsi que les visibilitées dans le continu. Par contre la variation du module et de la phase différentielle dans la raie Bry obtenue pour un tel modèle, présentée Figure 79 (à gauche) n'est pas en accord avec les observations. Concernant la phase différentielle, on observe une forte diminution de l'amplitude de la variation en « S » due à la diminution de la composante de rotation du champ de vitesse. Comme cela a été expliqué Section 2.4.6.2, si l'enveloppe avait été en expansion pure, la variation de la phase dans la raie Bry aurait été nulle.

Concernant la variation du module de visibilité, si l'amplitude de la diminution dans la raie Bry, due essentiellement au changement du rapport de flux étoile-enveloppe entre le continu et la raie, est correctement reproduite, la forme de cette diminution est fortement modifiée, si bien que le modèle n'est plus en accord avec les observations. Ainsi dans le modèle comprenant une composante d'expansion non négligeable, la variation de la visibilité est en forme de « V » pour toutes les orientations de la base projetée. Les structures précédemment décrites (variation en « W » pour les bases orientées suivant le grand-axe) disparaissent. Les observations interférométriques à haute résolution spectrale effectuées avec l'instrument AMBER permettent ainsi d'exclure l'existence d'une expansion importante dans le disque équatorial d' α Arae.

Le second scénario testé est basé sur un modèle quasi-sphérique ressemblant au 3^{ème} modèle géométrique simple de la Figure 62 mais orienté suivant le grand axe déterminé par la polarisation (P.A=81°). La cinématique utilisée est proche de celle de notre meilleur modèle (rotation Képlérienne et expansion de l'ordre de 1km.s^{-1}). Par conséquent, le module et la phase différentielle obtenues pour un tel modèle, présentés Figure 79 (à droite), est en accord avec les observation. Mais dans le cas de ce modèle ce sont les visibilitées dans le continu qui ne sont plus en accord avec les observations.

Néanmoins l'accord du modèle avec les observables différentielles nous indique qu'il est très difficile de déterminer l'angle d'ouverture du disque équatorial à l'aide d'observations interférométriques à haute résolution spectrale. Comme nous l'avons déjà indiqué, les observations interférométriques dans le continu sont elles-mêmes peu efficace pour déterminer ce paramètre. De nombreuses mesures permettant de reconstruire une image sont nécessaires pour en obtenir une estimation satisfaisante.

En conclusion, notre étude a permis de contraindre de nombreux paramètres physiques, géométriques et cinématiques de l'environnement circumstellaire d' α Arae, néanmoins la reconstruction d'une image (Figure 65 section 5.3.3.1) à l'aide de nombreuses mesures interférométriques est nécessaire afin de progresser dans la compréhension de cette étoile Be.

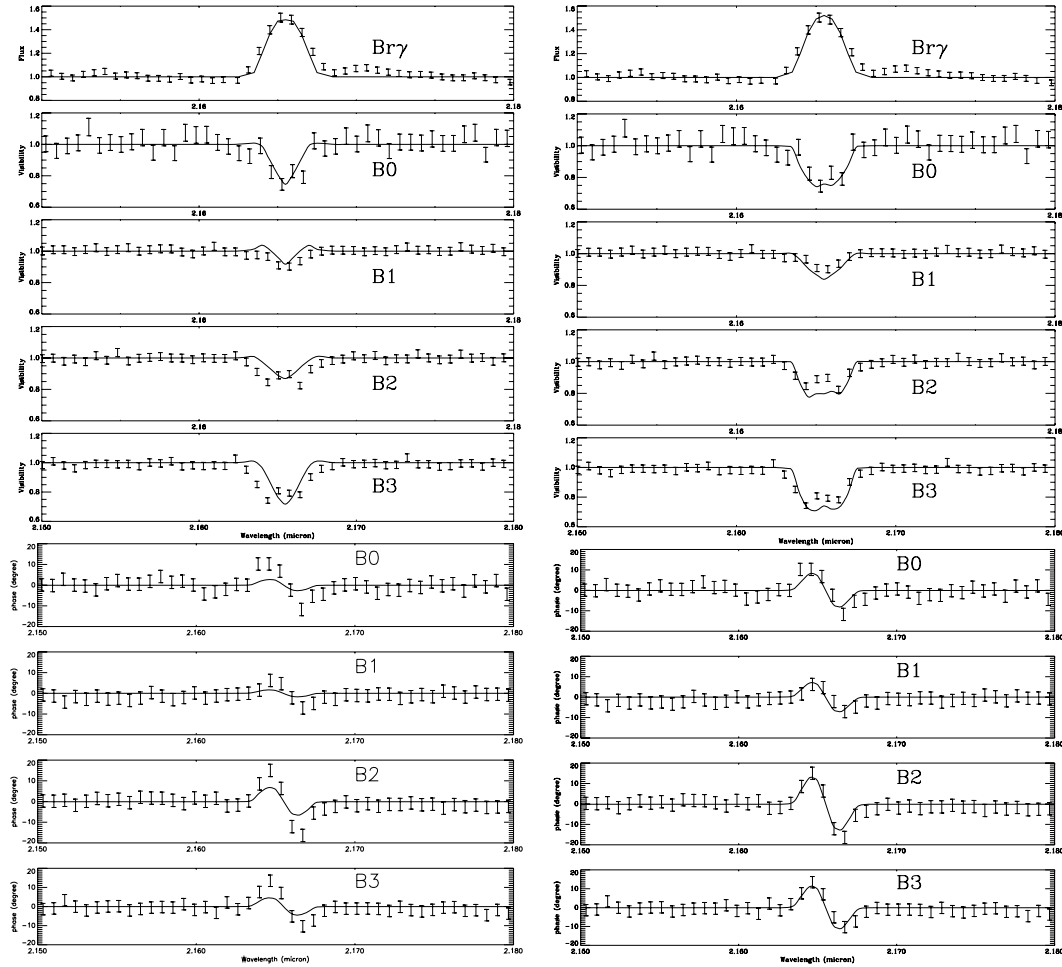


Figure 79 : Module et phase différentielle le long de la raie Br γ pour l'étoile α Arae pour les bases B₀ à B₃ et pour deux modèles différents d'enveloppes. Les barres d'erreur correspondent aux mesures AMBER, et les courbes en traits pleins aux modèles SIMECA de disque en rotation et expansion (à gauche), et d'enveloppe quasi-sphérique en rotation pure (à droite) décrits dans cette section.

5.4.1.2 κ CMa

Une analyse similaire a été conduite sur les données relatives à l'étoile κ CMa. Rappelons que des mesures de visibilité ont été obtenues avec l'instrument AMBER en mode MR pour trois bases projetées différentes (voir Figure 66). Concernant les données spectroscopiques disponibles pour cette étoile, seul un profil de raie Pa β enregistré les 20 et 21 Novembre 2005 à l'aide du télescope Perkin-Elmer de 1.6m et du spectrographe Coudé de l'Observatório do Pico dos Dias ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10000$) a pu être utilisé pour cette modélisation.

Contrairement à α Arae, κ CMa présente peu de variations à moyen terme de l'intensité ou de la morphologie globale des profils de raie. Ainsi, les observations AMBER effectuées le 26 Décembre 2004 peuvent être considérées comme contemporaines des observations spectroscopiques de novembre 2005, et l'ajustement des profils de raie et des visibilités peut être effectué simultanément.

Il existe une différence majeure entre l'enveloppe circumstellaire d' α Arae et celle de κ CMa. Cette différence est mise en évidence par la très forte asymétrie du profil de raie Pa β de κ CMa, dont le rapport V/R du double pic est de l'ordre de 1.3. Comme nous l'avons déjà brièvement évoqué Section 5.3.1.2, les hypothèses principales concernant cette asymétrie sont, l'absorption d'une partie du flux de l'étoile par une enveloppe circumstellaire dense en contraction, hypothèse peu probable dans le cas d'une étoile Be classique, ou la présence dans l'enveloppe d'une inhomogénéité. Dans ce cas, cette structure doit être en co-rotation ou en précession dans l'enveloppe et par conséquent provoquer de fortes variations de la morphologie des profils de raies de κ CMa. En particulier l'inhomogénéité passant alternativement d'une phase dans laquelle elle « s'approche » de l'observateur à une phase dans laquelle elle « s'en éloigne », le rapport V/R doit osciller entre $V/R > 1$ et $V/R < 1$ sur une période donnée.

Okazaki (1997) a montré que des surdensités à un bras en précession dans l'enveloppe peuvent se former et s'auto-entretenir grâce à des mécanismes dus à la très forte pression de radiation présente dans le milieu circumstellaire des étoiles Be. Grâce à ces modèles, les variations de profils de raie à moyen terme de nombreuses étoiles Be ont pu être expliqués. De plus, il a également montré que pour des étoiles Be classiques leur période est de l'ordre de 5 à 20 ans. Des observations interférométriques des étoiles γ Cas et ξ Tau ont permis de confirmer ces modèles (Berio et al. 1999, Vakili et al. 1998).

Mais κ CMa ne présente pas de variations de V/R sur la période 1992-2005. Néanmoins, en rassemblant le maximum d'observations spectroscopiques sur une période comprise entre 1965 et 2003 (Jachek 1965, Slettebak 1982, Banerjee 2000, ainsi que notre profil Pa β obtenu en 2005), une variation de V/R peut être mise en évidence (Figure 80). Il est par contre impossible de déduire la période de cette variation ni même d'affirmer que cette variation est périodique ou pseudopériodique. Malgré tout, plusieurs auteurs suggèrent une très longue période (Okazaki $P > 28$ ans), sans pour autant pouvoir le prouver, le problème principal résidant dans le manque de suivie dans les observations sur une si longue durée.

Néanmoins, si l'existence d'une variation de V/R de très longue période se confirmait, cette constatation entrerait en conflit avec le modèle d'oscillation à un bras d'Okazaki qui ne permet pas de reproduire des variations de période supérieure à une vingtaine d'années.

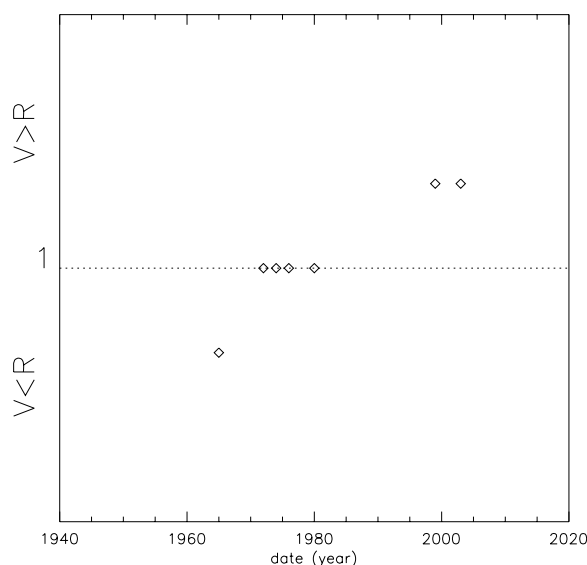


Figure 80 : Variation du rapport V/R des raies en émission de l'étoile κ CMa d'après les sources disponibles dans la littérature : Jachek (1965), Slettebak (1982), Banerjee (2000), et notre profil de raie Pa β (2005).

Malgré les doutes sur la pertinence de l'utilisation du modèle de surdensité à un bras dans le cas de κ CMa, et puisqu'il n'existe actuellement pas d'autre explication plausible, la modélisation de l'environnement circumstellaire de cette étoile a été réalisée avec SIMECA sous cette hypothèse. Le code, axisymétrique à l'origine, a ainsi dû être modifié afin de prendre en compte une dépendance azimutale de la densité. Bien que cette modification introduise quatre nouveaux paramètres libres : position et extension de la surdensité en r et ϕ , seule la position et l'extension de la surdensité en azimut peut être contrainte efficacement à l'aide de nos observations spectroscopiques et interférométriques.

La Figure 81 présente l'ensemble des données spectroscopiques et interférométriques (différentielles) utilisées pour notre modélisation ainsi que le meilleur ajustement de ces données obtenu à l'aide d'un modèle SIMECA. Les paramètres correspondants à ce modèle sont présentés Tableau 8. Tout comme dans le cas d' α Arae cet ajustement a été obtenu en prenant comme point de départ un modèle proche du modèle géométrique déterminé Section 5.3.1.2, c'est-à-dire pour κ CMa, un disque équatorial mince sans vent polaire.

Première constatation, l'asymétrie de la raie Pa β possède une contrepartie interférométrique dans la phase différentielle à travers la raie Br γ , principalement suivant la base B₁. En effet, les variations de la phase suivant B₂ et B₃ sont symétriques et possèdent une forme en « S », leurs amplitudes étant également beaucoup plus faibles que dans le cas d' α Arae, respectivement 5° et 30°, puisque l'enveloppe est ici bien moins résolue. Mais la variation de la phase suivant la base B₁ est par contre fortement asymétrique et présente principalement une forte chute (environ 6°) centrée dans l'aile bleue de la raie autour de $-130 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$. Cette valeur est proche de celle du maximum du pic bleu de la raie Pa β , environ $-100 \pm 5 \text{ km.s}^{-1}$. En décomposant l'émission de l'enveloppe en 2 contributions, l'une symétrique et l'autre due à la surdensité, il est possible de reconstruire le profil symétrique de l'enveloppe et de déduire le profil du résidu dû à la surdensité. En effectuant cette décomposition, présentée Figure 67, il est possible de déterminer la vitesse radiale du maximum d'émission de la surdensité. Or ce maximum se situe à $-130 \pm 10 \text{ km.s}^{-1}$, soit exactement à la vitesse du décalage en phase visible dans la raie Br γ suivant la direction de B₁. Autre information importante, la chute de visibilité suivant la base B1 est également asymétrique, et son amplitude est plus importante dans l'aile bleue de la raie.

Température effective	$22500 \pm 1000 \text{ K}$
Rayon stellaire	$6 \pm 1 R_{\odot}$
Inclinaison	$60 \pm 10^{\circ}$
Vitesse de rotation équatoriale	$240 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$
Exposant de la loi de vitesse de rotation	0.32 ± 0.1
Densité photosphérique	$4 \pm 2 \cdot 10^{-11} \text{ g.cm}^{-3}$
Vitesse terminale équatorial	$1 \pm 10 \text{ km.s}^{-1}$
Vitesse terminale polaire	$1000 \pm 100 \text{ km.s}^{-1}$
Flux de masse polaire	$2 \pm 0.5 \cdot 10^{-11} M_{\odot}/\text{an}$
m1	10 ± 5
m2	10 ± 2
C1	30 ± 10
Rayon externe de l'enveloppe	$23 \pm 2 R_{*}$
Position de grand axe de l'enveloppe	$28 \pm 5^{\circ}$
Position de la surdensité	Le long du grand axe

Tableau 8 : Paramètres physiques du modèle SIMECA permettant le meilleur ajustement de l'ensemble des données photométriques, spectroscopiques et interférométriques utilisés pour la modélisation de l'étoile κ CMa.

Ainsi, toutes ces informations nous permettent de déterminer la position et l'extension de la surdensité dans l'enveloppe : alignement proche de B1 et extension maximale dans cette même direction, ainsi que de déduire sa contribution au flux $25 \pm 5\%$ dans les raies Pa β et Br γ . Dans notre modélisation SIMECA la surdensité s'étend en rayon sur l'ensemble de l'enveloppe, et sa position est celle du grand axe de celle-ci, $28 \pm 5^\circ$.

Dans le cas de notre modélisation d' α Arae, les deux principales découvertes concernant la cinématique de cet objet ont été la quasi-criticité de la rotation de l'étoile et le caractère quasi Képlérien de celle de l'enveloppe. Bien que les données concernant κ CMa soient de moins bonne qualité, ces dernières nous ont tout de même permis de contraindre suffisamment les paramètres V_{rot} et β .

Le v_{ini} mesuré pour κ CMa est de l'ordre de 220 km.s^{-1} . Si l'étoile tournait à une vitesse proche de sa vitesse critique, $v_c = 463 \text{ km.s}^{-1}$, son inclinaison serait de l'ordre de $i = 28^\circ$. Pour cette inclinaison, l'aplatissement maximum de l'enveloppe projetée sur le plan du ciel, obtenu dans le cas d'un disque équatorial infiniment mince, serait 1.12. Or, malgré les très grandes incertitudes dues à la non résolution de l'enveloppe dans le continu, l'aplatissement mesuré pour κ CMa est de l'ordre de 2 ± 0.7 . Ainsi, l'axe de rotation de l'étoile ne peut être incliné de 28° . Dans notre meilleur modèle SIMECA, l'inclinaison est de $60 \pm 10^\circ$, et la vitesse de rotation de l'étoile de $240 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$, soit 52% de la vitesse critique de l'étoile.

En utilisant la mesure la plus élevée du v_{ini} effectuée pour cette étoile, 243 km.s^{-1} (Zorec 2005), l'inclinaison obtenue est de 32° ce qui est toujours en désaccord avec l'aplatissement mesuré avec AMBER. Néanmoins, nous avons évoqué Section 1.4.2, la mise en évidence par Townsend et al. (2004) de la sous-estimation de l'ordre de 12 à 33% de la mesure du v_{ini} pour des étoiles en rotation proche de la rotation critique. Or, dans le cas de κ CMa, cela n'est pas suffisant pour obtenir une étoile en rotation critique avec l'aplatissement mesuré.

D'autres facteurs peuvent également introduire des erreurs dans la mesure de la vitesse de rotation et/ou de la vitesse critique de l'étoile. Ainsi, d'après Harmanec (2000), le rayon de cette étoile ne serait pas $6R_\odot$ mais $14R_\odot$, ce qui diminuerait la vitesse critique de l'étoile d'environ 50%. Néanmoins, cela impliquerait une luminosité de l'étoile 5.4 fois supérieure à celle obtenue avec une étoile de $6R_\odot$, ce qui n'est pas compatible avec notre modélisation de la SED présentée Section 5.1.2.

Dans notre modélisation de l'environnement circumstellaire de κ CMa, l'enveloppe est en rotation sub-Képlérienne. En effet une rotation Képlérienne impliquerait un DPS plus petit que celui mesuré pour la raie Pa β . En utilisant un modèle de disque axisymétrique en rotation Képlérienne, le DPS serait de l'ordre de 90 km.s^{-1} , alors que le DPS asymétrique mesuré est de l'ordre de 160 km.s^{-1} . En soustrayant la composante asymétrique centrée autour de -130 km.s^{-1} , on réduit la valeur du DPS à environ 120 km.s^{-1} , ce qui est toujours en désaccord avec un disque en rotation Képlérienne. Dans notre meilleur modèle SIMECA, la valeur de β utilisée est 0.32 ± 0.1 alors qu'elle serait de 0.5 pour un disque Képlérien.

Il est possible de confirmer ce résultat en considérant la relation entre le v_{ini} , le DPS, β et le rayon externe du disque R_{max} , présentée Section 2.2.2.2 dans le cas d'un disque en rotation pure :

$$R_{\text{max}} = \left(\frac{DPS}{2v \sin i} \right)^{\frac{1}{\beta}}$$

Pour un disque en rotation Képlérienne ($\beta=0.5$), on obtient $R_{\max}=13.5R_{\star}$, soit un résultat à 2σ de la mesure interférométrique ($19.8R_{\star}$). Notons également que cette dernière valeur est obtenue dans l'hypothèse d'un disque uniforme et constitue ainsi une limite inférieure à l'extension de l'enveloppe. Là encore l'hypothèse de la rotation Képlérienne est difficile à maintenir.

Néanmoins, les mesures de visibilité et de phase différentielle indiquent clairement que tout comme dans le cas d' α Arae, la rotation domine la cinématique de l'enveloppe circumstellaire de κ CMa. Il est malgré tout nécessaire de mener une nouvelle campagne d'observation avec des bases projetées plus longues afin de contraindre de manière plus satisfaisante les paramètres physiques, géométriques, et cinématiques de cette étoile.

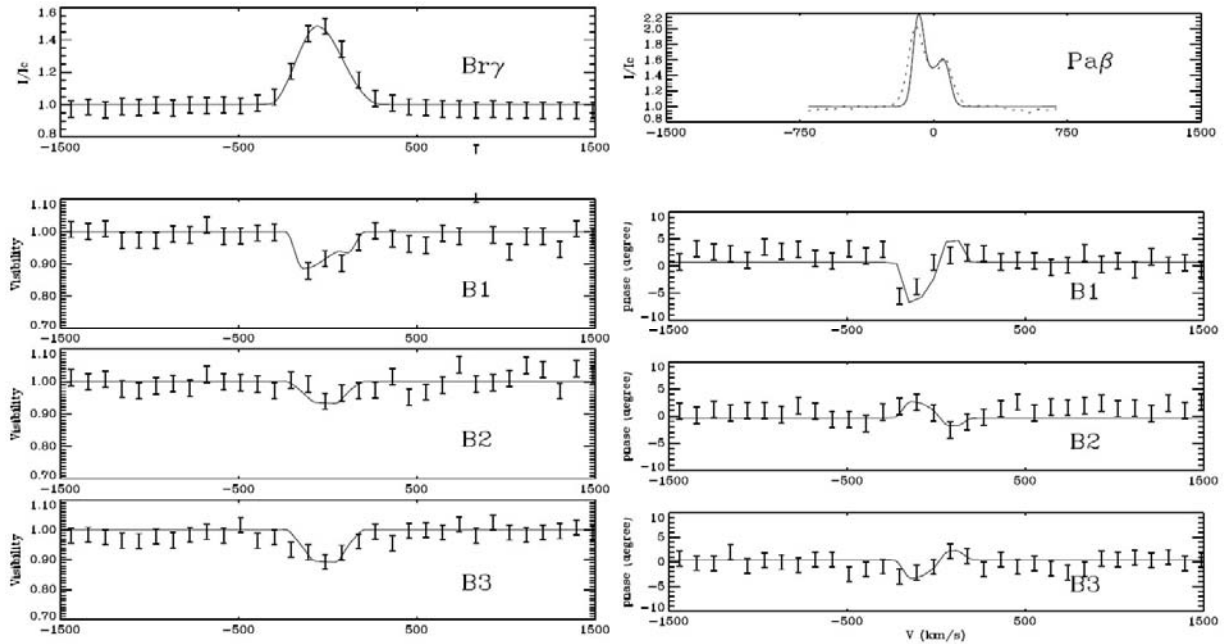


Figure 81 : Profil de raie Br γ (en haut à gauche) et Pa β (en haut à droite), visibilité différentielle pour les bases B1, B2 et B3 le long de la raie Br γ (en bas à gauche), et phase différentielle correspondante (en bas à droite). Les barres d'erreurs représentent les mesures AMBER, les courbes en traits pleins le meilleur modèle SIMECA, la courbe en pointillés le profil Pa β observé.

5.4.2 Ae/Be de Herbig : MWC 297

Nous avons évoqué Section 5.2.2.2 et section 5.3.2 la complexité de l'environnement circumstellaire de MWC 297. En effet contrairement au cas des étoiles Be classiques celui-ci est constitué de deux composantes chimiquement et probablement géométriquement distinctes : une enveloppe de poussière, et une autre de gaz ionisé (principalement d'hydrogène). Le rayonnement continu émis par l'enveloppe et responsable de l'important excès infrarouge (Figure 53) provient essentiellement de l'émission de type corps noir de l'enveloppe de poussière. Section 5.3.2, nous avons montré que les données photométriques et interférométriques (dans le continu) pouvaient être modélisées par un disque d'accrétion dont les paramètres physiques sont présentés tableau de la Figure 57.

Si on considère que le gaz et la poussière proviennent de régions distinctes, il est alors évident que la cinématique du disque de poussière ne peut être contrainte en raison de l'absence de raies d'émission et de la présence uniquement de bandes d'émission de poussières trop larges pour y détecter un effet Doppler. Par contre, les observables spectralement résolues dans les raies d'émission de l'hydrogène (profils de raie, module et phase de la visibilité) permettent de contraindre la géométrie et la cinématique de l'enveloppe de gaz.

Pour modéliser cette dernière nous avons utilisé le maximum de profils de raie disponibles dans la littérature : profils H α et H β observés par Drew et al. (1997), et profil Br γ enregistré à l'aide du spectrographe ISAAC entre mai et juillet 2004 avec une résolution de $\lambda/\Delta\lambda \sim 8900$ (Figure 82 à gauche). Concernant l'instrument AMBER, un seul point de mesure calibré a été enregistré le 31 Mai 2004 en mode MR. De plus, en raison de la faiblesse de la qualité des données et de la nouveauté de l'instrument lors des observations, seule le module de la visibilité a pu être extrait de ces mesures. Considérant l'absence de mesure de la phase différentielle et la faiblesse de la résolution spectrale de la raie Br γ par l'instrument, il est évident que l'essentiel des informations cinématiques accessibles via notre modélisation de l'enveloppe de gaz de MWC297 provient des profils de raie et non pas, comme dans le cas des Be classiques α Arae et κ CMa, des mesures interférométrique à haute résolution spectrale.

L'information principale contenue dans les mesures AMBER est l'amplitude de la chute de la visibilité dans la raie Br γ (Figure 82 à droite), qui nous permet de calculer l'extension de la zone d'émission de cette raie. En utilisant la valeur de la visibilité dans le continu, $V_c = 0.5^{+0.08}_{-0.10}$, celle dans la raie, $V_r = 0.33 \pm 0.06$, et le rapport de flux entre le continu et la raie $F_r/F_c = 2.2$, il est possible de déduire la visibilité pour l'émission dans la raie uniquement, $V_{Br\gamma} = 0.19 \pm 0.03$, soit en diamètre uniforme équivalent, une extension de 9.9 ± 3.3 mas, correspondant à environ $43R_\star$. L'émission dans la raie provient donc d'une région 40% plus étendue que l'émission dans le continu.

Afin de modéliser MWC297 à l'aide du code SIMECA, il a été nécessaire d'effectuer un certain nombre de modifications pour prendre en compte la présence d'un disque d'accrétion de poussière opaque. Ces modifications ont été effectuées de manière ad-hoc afin de d'accélérer le processus de modélisation de cette étoile, le couplage complet de deux codes (SIMECA et un code de transfert radiatif dans la poussière) étant un des objectifs futurs de notre équipe pour la modélisation des étoiles Ae/Be de Herbig et des B[e]. Voici la liste des modifications réalisées :

- Le vent stellaire n'est pas calculé du pôle à l'équateur, mais entre le pôle et une latitude maximale limité par la présence du disque de poussière (Voir schéma Figure 83). D'après le modèle de disque d'accrétion de la Section 5.3.2 l'angle d'ouverture du disque est compris entre 1.8 et 3.2° . Dans notre modélisation, l'enveloppe de gaz est calculée pour des latitudes allant de 0 et 88° , ce qui laisse 4° d'ouverture autour de l'équateur pour le disque de poussière optiquement épais.

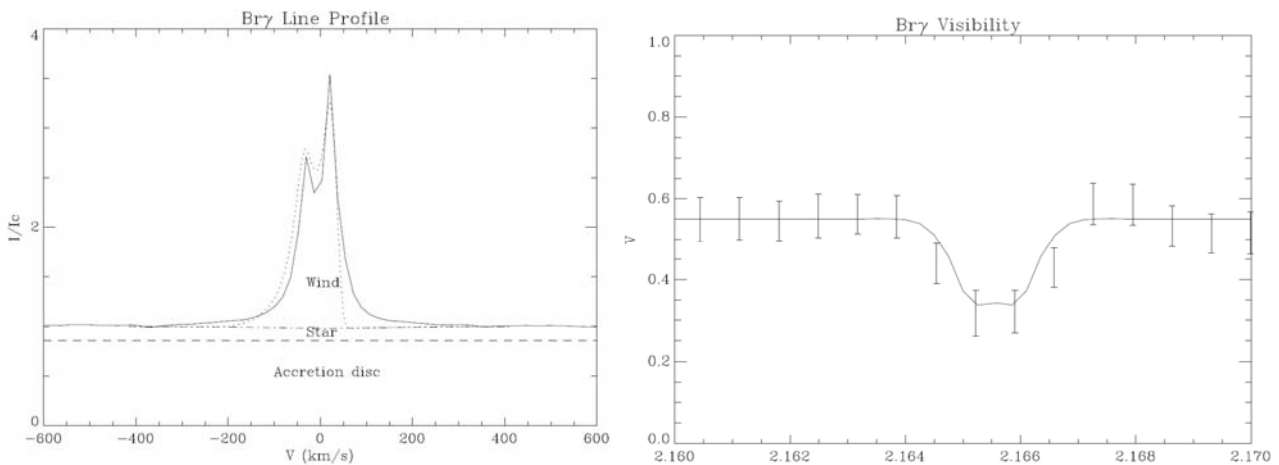


Figure 82 : A gauche : Profil de raie Br α de l'étoile MWC297 observé avec ISAAC (trait plein) et modélisé avec SIMECA (pointillés). Le profil présente également les contributions respectives de l'étoile et de la poussière. A droite : visibilité dans la raie Br γ observée par AMBER (barres d'erreur) et modélisée avec SIMECA (trait plein).

-MWC 297 étant observée sous une inclinaison quasi-polaire ($15-25^\circ$), une partie de son enveloppe de gaz est cachée par le disque de poussière opaque. Dans le code, la contribution au flux dans la raie pour cette zone (définie Figure 83) n'est pas calculée.

-Afin de normaliser correctement les profils de raie, il est essentiel de prendre en compte la contribution du disque de poussière au flux total de l'objet dans le continu. Si cette contribution est négligeable dans le visible (environ 1% du flux), les profils de raie $H\alpha$, et $H\beta$ pouvant être normalisés par le seul flux de l'étoile, le cas de la raie Bry est tout autre. Autour de $2.1\mu m$ la contribution au flux total du disque de poussière est environ 6.4 fois supérieure à celle de l'étoile. Il en résulte que l'intensité normalisée de la raie Bry est inférieure à ce qui serait modélisé sans prendre en compte l'émission du disque dans le continu.

D'autres modifications ont été effectuées afin d'être en accord avec le modèle de disque d'accrétion. Les lois de rotation et de température dans l'enveloppe modélisée par SIMECA doivent en effet être les mêmes que celles utilisées dans le modèle de disque d'accrétion, c'est-à-dire une rotation Képlérienne et une température en $r^{-3/4}$.

Les valeurs des paramètres du code SIMECA correspondant au modèle ajustant au mieux les données spectroscopiques et interférométriques sont présentées Tableau 9. Contrairement au cas des deux étoiles Be classiques α Arae et κ CMA, ce modèle ne correspond pas à un disque équatorial en rotation pure (avec ou sans vent polaire). En effet un tel modèle ne permet pas de reproduire le DPS du profil de raie Bry et la chute de visibilité dans cette même raie.

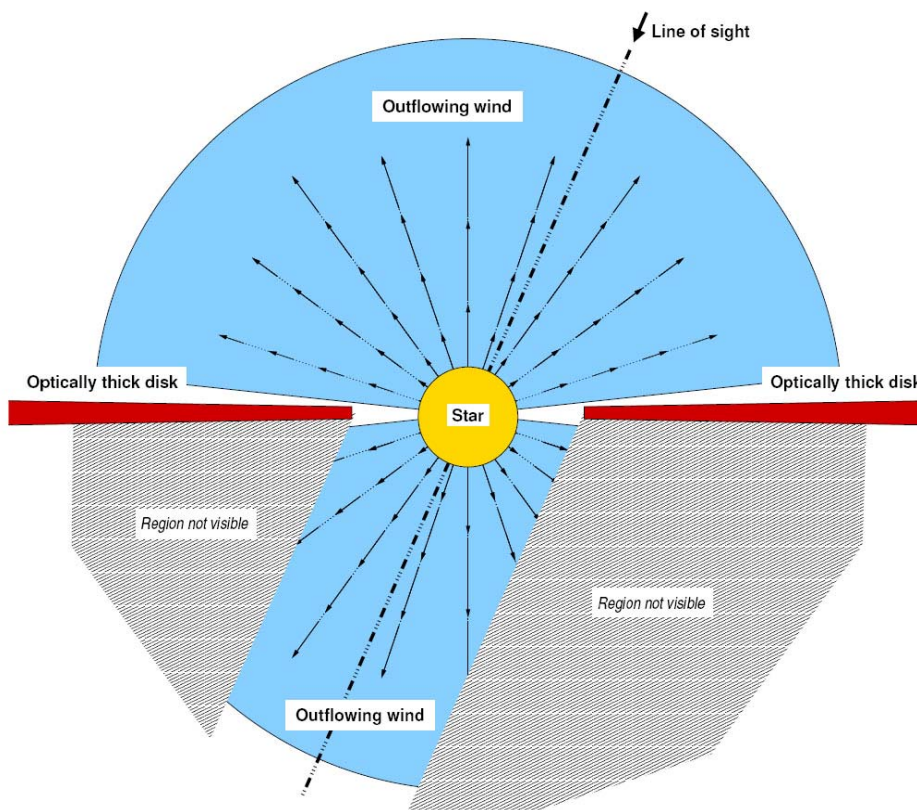


Figure 83 : Schéma du vent stellaire et du disque de poussière de MWC 297 (vue équatoriale). Les régions du vent en gris sont cachées par le disque de poussière opaque et ne sont pas calculées dans notre modélisation de l'environnement circumstellaire de cet objet.

Inclinaison	$25 \pm 5^\circ$
Vitesse de rotation équatoriale	$400 \pm 50 \text{ km.s}^{-1}$
Densité photosphérique	$1 \pm 0.5 \cdot 10^{-12} \text{ g.cm}^{-3}$
Vitesse terminale au dessus du disque	$70 \pm 10 \text{ km.s}^{-1}$
Vitesse terminale polaire	$600 \pm 100 \text{ km.s}^{-1}$
Flux de masse polaire	$2 \pm 0.5 \cdot 10^{-11} M_\odot/\text{an}$
m1	30 ± 10
m2	10 ± 2
C1	0.25 ± 0.05

Tableau 9 : Paramètres physiques du modèle SIMECA permettant le meilleur ajustement de l'ensemble des données spectroscopiques et interférométriques utilisés pour la modélisation de l'étoile MWC 297.

En reprenant la formule permettant de calculer l'extension d'une zone d'émission à partir du DPS et du $v \sin i$, en considérant la rotation dans le disque comme étant Képlérienne, et en utilisant comme valeur, $\text{DPS} = 60 \text{ km.s}^{-1}$ et $v \sin i = 350 \text{ km.s}^{-1}$ (Drew et al. 1997), on obtient un rayon maximum de l'ordre de $140 R_\star$, qui n'est pas compatible avec notre mesure interférométrique ($43 R_\star$).

Pour obtenir un accord entre le rayon de l'enveloppe déduit des mesures interférométriques et celui calculé à partir de la méthode précédente en utilisant un modèle de disque en rotation pure, il est nécessaire de diminuer fortement la vitesse de rotation de l'étoile ($v_{\text{rot}} < 250 \text{ km.s}^{-1}$), ou de s'éloigner de la rotation Képlérienne ($\beta = -0.66$). Plus de 50 modèles de disque en rotation pure ont été testés afin d'ajuster simultanément les profils de raie $H\alpha$, $H\beta$ et $\text{Br}\gamma$, et la visibilité dans $\text{Br}\gamma$. Aucun modèle n'a permis d'ajuster le profil $\text{Br}\gamma$ ainsi que les rapports d'intensité entre les trois raies de l'hydrogène. De plus, la géométrie de la zone d'émission des raies $H\alpha$ et $H\beta$ doit être sensiblement différente de celle de $\text{Br}\gamma$ afin de reproduire la différence de largeur entre ces deux groupes de raies (600 km.s^{-1} pour les raies de Balmer contre 60 km.s^{-1} pour $\text{Br}\gamma$).

Un modèle de vent stellaire en forte expansion couplé avec un disque optiquement épais à l'équateur permet par contre de reproduire de manière plus convenable l'ensemble des observables spectroscopiques et interférométriques (Figure 82). Ce modèle permet en effet de reproduire à la fois, la chute de visibilité dans la raie $\text{Br}\gamma$, l'intensité relative des raies $H\alpha$, $H\beta$ et $\text{Br}\gamma$, et la morphologie asymétrique de la raie $\text{Br}\gamma$. Ce dernier point est la conséquence de l'absorption par le disque de poussière d'une partie du flux de l'enveloppe de gaz. Néanmoins, l'accord entre le profil simulé et le profil observé n'est pas parfait, en particulier dans l'aile rouge de la raie, ceci étant probablement dû à la manière ad hoc de coupler les codes de poussière et de vent.

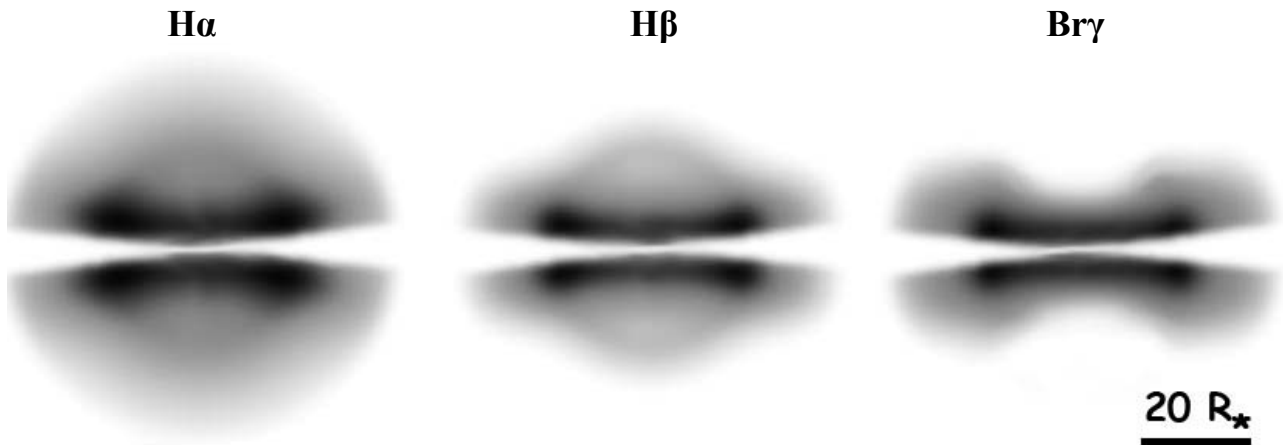


Figure 84 : Cartes de brillance vues sous une inclinaison équatoriale du vent stellaire de MWC 297 dans les raies $H\alpha$, $H\beta$, et $\text{Br}\gamma$.

L'inclinaison déduite de la modélisation de l'enveloppe de gaz est $i=25\pm5^\circ$ ce qui est compatible avec la valeur déterminée par l'ajustement des données photométriques et interférométriques dans le continu en utilisant le code de poussière ($i=15\pm5^\circ$).

Enfin, dans le modèle permettant le meilleur ajustement des données utilisées, la vitesse d'expansion atteint 600km.s^{-1} aux pôles et diminue jusqu'à une valeur de 70km.s^{-1} au niveau de l'interface avec le disque de poussière. Ainsi au niveau de ce dernier la rotation (Képlérienne) domine la cinématique. Des cartes d'intensité des raies $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, et $\text{Br}\gamma$ vues sous une inclinaison équatoriale sont tracées Figure 84. On remarque que l'émission d' $\text{H}\alpha$ et dans une moindre mesure de $\text{H}\beta$ provienne d'une zone large et quasi-sphérique, alors que celle de $\text{Br}\gamma$ se limite aux régions situées de part et d'autre du disque de poussière. Ceci explique la différence de morphologie entre les raies de Balmer et celle de $\text{Br}\gamma$.

La Figure 85 présente une vue d'artiste de l'étoile MWC 297 et regroupe également les valeurs des principaux paramètres physiques, géométriques et cinématiques déterminés dans notre étude de cette étoile Ae/Be de Herbig.

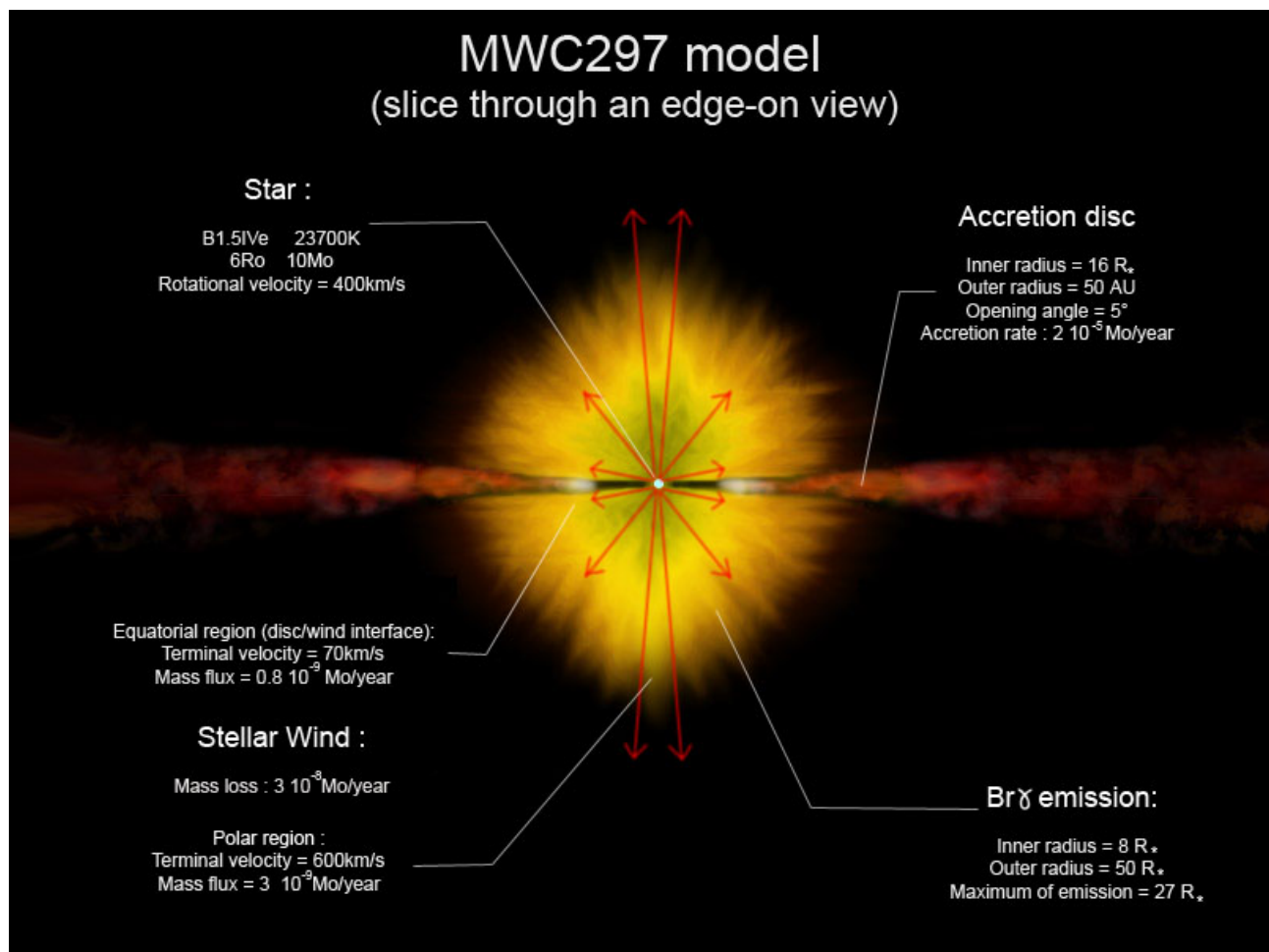


Figure 85 : Vue d'artiste de l'étoile MWC 297 observée sous une inclinaison équatoriale, et regroupant les principaux paramètres physiques déduits de notre modélisation de cet objet.

5.5 Conclusions et observations futures

A partir de ces premières observations VLTI d'étoiles chaudes actives, et malgré la faiblesse de l'échantillon pour chaque type d'étoile (3 Be classiques, 1 Ae/Be de Herbig, 2 B[e] supergéantes), quelques conclusions importantes peuvent être dressées. Tout d'abord il devient évident que les environnements circumstellaires de ces trois types d'étoiles sont très différents, tant en ce qui concerne leur physique, que leur géométrie et leur cinématique. De plus, le code SIMECA dans sa forme actuelle, ne permet de simuler convenablement que l'environnement circumstellaire des étoiles Be classiques, et par conséquent le développement d'un nouveau code permettant de modéliser à la fois le rayonnement émis par le gaz ionisé et la poussière est une priorité afin de pouvoir étudier convenablement les deux autres types d'étoiles chaudes actives.

Concernant les étoiles Be classiques, les éléments les plus importants mis à jour par mes études sont très certainement la faiblesse de la vitesse d'expansion dans le disque équatorial ainsi que l'apparente décorrélation entre la présence de ce dernier et celle d'un fort vent polaire. Comme nous l'avons déjà évoqué, cela sous-entend que ces deux composantes de l'environnement circumstellaire des étoiles Be classiques sont dues à des phénomènes physiques distincts. La question de la cinématique de l'étoile centrale et du disque reste par contre en suspend. Si l'hypothèse d'une étoile en rotation critique permet d'expliquer les mesures effectuées sur Achernar et α Arae, et si le disque de cette dernière semble être en rotation Képlérienne, il n'en va pas de même pour κ CMa où ce scénario n'est pas satisfaisant. Nous verrons au Chapitre suivant et dans la conclusion finale que malgré leurs différences apparentes α Arae et Achernar semblent dominés par les mêmes mécanismes d'éjection (rotation critique et peut-être binarité) alors que dans le cas de κ CMa la pression de radiation de l'étoile est probablement le facteur dominant. Il est donc possible que les étoiles Be classiques ne forment pas un groupe homogène d'étoile.

Ainsi afin de répondre à ces questions essentielles concernant les mécanismes d'éjection de matière depuis la photosphère de l'étoile vers le milieu circumstellaire (voir sections 1.4.2 et 1.6), il convient d'augmenter l'échantillon des étoiles Be classiques observées en interférométrie à haute résolution spectrale. Dans ce but plusieurs étoiles devraient ainsi être observées durant les périodes 80 et 81 de l'ESO (octobre 2007 - octobre 2008). Compte tenu des performances actuelles d'AMBER en terme de magnitude observable (actuellement $K=3$) et des bases disponibles (limitées à environ 130m) seules les étoiles Be classiques les plus proches et les plus brillantes visibles dans l'hémisphère Sud peuvent être observées. Deux d'entre elles ont été choisies pour être observées en mode HR : α Col (82pc, $K=2.84$), dont la modélisation des données photométriques est présentée Section 5.1.2, et χ Oph (150pc, $K=2.88$). D'autres candidates le seront lorsqu'AMBER atteindra une magnitude limite supérieure : HD 209409 (116pc, $K=4.66$) et HD 214748 (228pc, $K=4.4$). Le cas de l'étoile Be variable δ Scorii est présenté en détail Chapitre 6.

D'autres paramètres également essentiels à la compréhension du phénomène Be doivent aussi être étudiés, en particulier les angles d'ouverture du disque équatorial et du vent polaire qui sont probablement reliés, du moins en ce qui concerne les zones les plus internes de l'environnement circumstellaire, à la dépendance en latitude du flux de masse à la surface de l'étoile. Nous avons déjà évoqué la difficulté de contraindre ces paramètres. Seules de très nombreuses mesures de visibilité avec une importante couverture en orientation et en longueur de base semble permettre de résoudre ce problème. La reconstruction d'images à partir d'un grand nombre de mesures de module de visibilité et de clôture de phase paraît donc être la solution la plus intéressante mais la plus coûteuse en temps. Une campagne d'observation AMBER en mode LR d' α Arae est actuellement a été effectuée cet été (voir Section 5.3.1.1). Elle a nécessité quatre nuits complètes d'observation, soit 36h, et afin d'obtenir 72 points de visibilité calibrés et 24 clôtures de phase. Malheureusement, cette technique nécessitant un grand nombre d'heures d'observation ne peut être appliquée sur un grand échantillon d'étoiles.

Cette technique permet également d'étudier le problème de l'apparente troncature du disque équatorial d' α Arae en sondant la distribution radiale d'intensité dans la direction du disque. Le problème de l'existence ou non d'un bord externe net pour certaines étoiles Be et de ses causes possibles (présence d'un compagnon, auto-gravitation...) nécessite l'obtention d'observations conjointes AMBER et MIDI comme cela a été le cas pour α Arae. Mais dans le cas des observations MIDI la question de la résolution des enveloppes circumstellaires se pose. α Arae est l'une des étoiles Be les plus porches (74pc d'après Hipparcos et 105pc d'après notre étude photométrique), néanmoins les visibilités obtenues avec MIDI sont très proches de l'unité et l'enveloppe circumstellaire n'est donc pas résolue. Ainsi l'observation MIDI d'autres étoiles Be nécessite l'accès aux plus grandes bases du VLTI (~200m). Malgré tout, trois autres étoiles Be devraient être prochainement observées avec cet instrument (α Col, Achernar et δ Cen).

Enfin, l'évolution des enveloppes circumstellaires des étoiles Be classiques doit également être étudiée. Deux étoiles ont été sélectionnées dans ce but : Achernar et δ Scorpii. Leur cas est décrit en détail Chapitre 6.

Concernant l'étude des autres types d'étoiles chaudes actives, l'étude de MWC 297 nous a permis de mettre en lumière les possibilités de couplage du code SIMECA avec un code de poussière, mais également les limites de notre approche ad hoc. Ainsi le développement d'un code mixte permettant de simuler le rayonnement de la poussière et du gaz est l'objectif principal de notre équipe dans ce domaine d'étude pour les années à venir.

Des résultats majeurs ont pu être déduits de cette première étude, le plus important d'entre eux concerne probablement la cinématique et la morphologie du gaz circumstellaire : vent stellaire avec des vitesses d'expansion importantes ($70\text{-}600\text{km.s}^{-1}$) et dont la densité est maximale aux latitudes intermédiaires. D'autres observations VLTI d'étoiles Ae/Be de Herbig effectuées par d'autres équipes (HD 104237 par Tatulli et al 2007) ont montré la difficulté de modéliser ce type d'objet mais concluent également à l'existence d'un vent stellaire ou à celle d'un « vent de disque ».

L'observation dans le domaine d'onde le plus large accessible (AMBER en bandes H et K et MIDI en bande N) est ici essentiel afin de sonder l'intégralité du disque de poussière, tout comme l'étude du rayonnement émis dans la raie Bry qui permet, comme nous l'avons montré section 5.4.2, de modéliser le rayonnement provenant du gaz.

Les observations de CPD -57° 2874 et d'HD 62623 (bien que les résultats concernant cette dernière ne soient que préliminaires) ont mis en évidence des similitudes dans l'environnement circumstellaire de ces deux B[e] supergéantes. En effet toutes deux présentent une forte dépendance de l'extension et de l'aplatissement de l'enveloppe en fonction de la longueur d'onde, tous deux augmentant avec cette dernière. Ainsi le scénario le plus probable est que l'émission en bande N provient d'un disque équatorial de poussière possédant un bord interne relativement chaud et brillant.

Les données AMBER disponibles pour CPD -57° 2874 montrent par contre une enveloppe dont l'extension et l'élongation est bien plus faible et dont l'orientation du grand axe n'est ni parallèle ni perpendiculaire à celui observé avec MIDI. Contrairement aux étoiles Be classiques l'émission dans la raie Bry provient d'une zone bien plus étendue que celle du continu voisin. La même étude doit être réalisée pour HD 62623 en mode LR ou MR selon les performances d'AMBER lors d'une prochaine campagne d'observation.

L'étude de la géométrie et de la cinématique de l'enveloppe de gaz autour des B[e] supergéantes est aussi un des objectifs importants des prochaines observations concernant ces étoiles. En effet, beaucoup d'indices (vsini, largeur des raies, DPS, inclinaison déduite de l'aplatissement des enveloppes en bande N...) semblent indiquer que ces enveloppes sont quasi-sphériques et dominées

par l'expansion, mais seule une étude en interférométrie à haute résolution spectrale comme celle menée sur les Be classiques α Arae et κ CMa permet de discriminer entre les différents scénarii possibles (vent polaire, disque équatorial en rotation, enveloppes sphériques...). Une telle étude a déjà été menée dans le cas de CPD -57° 2874 et a montré que la cinématique était dominée par l'expansion et que l'objet était probablement centro-symétrique. Le type même d'étude est programmé pour HD62623. La Figure 86 présente une vue d'artiste d'un modèle d'étoile B[e] supergéante.

L'étoile B[e] au statut évolutif encore incertain HD 50138 doit également être observée durant la période 80. Les bases choisies pour cette campagne d'observation AMBER et MIDI doivent permettre de contraindre fortement le rayon de l'étoile ainsi que le rapport de flux entre l'étoile et l'enveloppe aux différentes longueurs d'ondes observées. Cette étude a pour but principal la détermination de la classe spectrale de cette étoile mystérieuse et la résolution de son environnement circumstellaire.

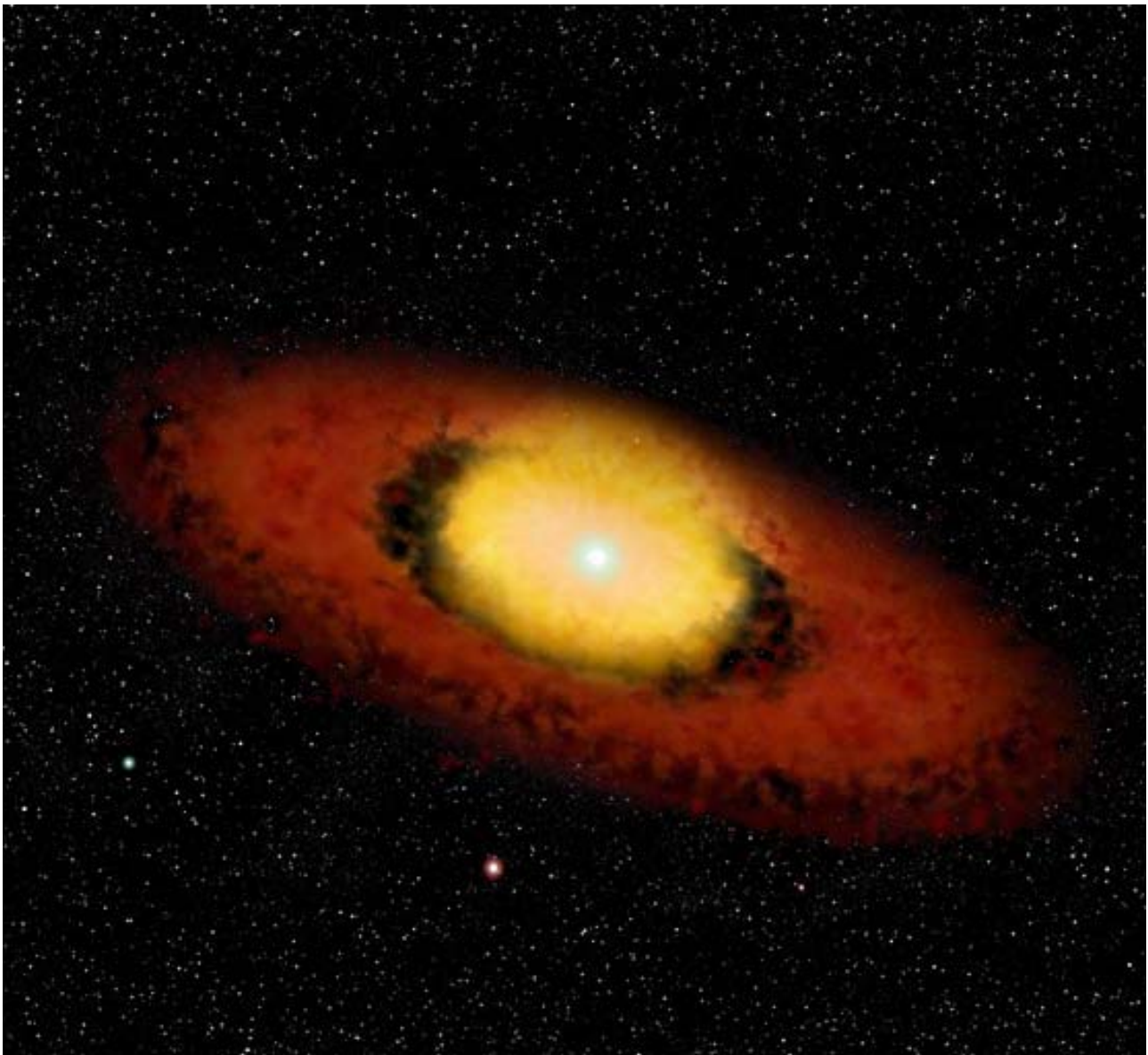


Figure 86 : Vue d'artiste d'une étoile B[e] supergéante d'après les observations MIDI et AMBER des étoiles HD62623 et CPD -57° 2874. En bleue, l'étoile centrale, en jaune une enveloppe de gaz quasi-sphérique en forte expansion de type vent radiatif, et en rouge un disque équatorial de poussière.

Chapitre 6

Formation et dissipation des enveloppes circumstellaires des étoiles Be classiques

6.1 Introduction

Dans ce chapitre nous aborderons le problème la variabilité des enveloppes circumstellaires des étoiles Be classiques, et en particulier le cas de la formation et de la dissipation de celles-ci, phénomènes que nous avons déjà évoqués brièvement Section 1.5.3, et mis en évidence par l’alternance pour un nombre important d’étoiles Be de phases Be avec excès infrarouge et raies en émission, de phases Be normales avec des raies en absorption, et parfois même de phases Be-Shell caractérisées par une forte absorption au centre des raies en émission.

Dans le chapitre précédent nous avons modélisé les environnements circumstellaires des étoiles chaudes actives et en particulier des étoiles Be classiques à l’aide de modèles d’écoulements stationnaires (ex : SIMECA). Dans ce type de modèle, le plus couramment utilisé, l’éjection de masse depuis la photosphère de l’étoile est continue et stationnaire. Or nous avons abordé Section 1.5 l’ensemble des variabilités des observables des étoiles chaudes actives dont certaines peuvent être attribuées à des variations plus ou moins importante du flux de masse. De plus, certaines de ces variations sont brutales et d’autres plus lentes. Nous nous concentrerons ici sur les variations les plus importantes qui impliquent un passage d’une phase B normale à une phase Be et donc la formation et la dissipation de l’enveloppe circumstellaire.

Section 6.2 sera abordé le problème des contreparties observationnelles des variations de flux de masse. Deux modèles de dissipation d’un disque équatorial d’une étoile Be classique seront étudiés : l’un provoquant la formation d’une cavité se propageant dans le disque et impliquant la transformation du disque en anneau, l’autre pour lequel le flux de masse diminue progressivement et n’impliquant pas un changement de morphologie de l’enveloppe mais seulement une baisse progressive de l’intensité de l’émission de celle-ci. Nous essaierons de déterminer quelles sont les techniques d’observations à privilégier pour discriminer ces deux scénarii. Ces résultats proviennent de l’article *Be stars : one ring to rule them all ?* (Meilland et al. 2006), présenté en annexe de ce mémoire.

Cette étude concernant l’évolution des enveloppes circumstellaire a été effectuée en utilisant le code SIMECA sans changer l’hydrodynamique de ce dernier. Ainsi les modifications nécessaires à l’établissement de modèles non stationnaires ont été effectuées de manière ad hoc. Section 6.3 sera introduit un modèle cinématique simple, dans lequel la perte de masse est variable, permettant d’établir en fonction de celle-ci la densité dans l’enveloppe à chaque instant.

Ce modèle a été développé afin de modéliser les variations spectroscopiques de l’étoile Be Achernar. La modélisation de ces variations est présentée Section 6.4. L’ensemble des résultats présentés Section 6.3 et 6.4 provient de l’article *Disk and Wind evolution of the fast rotator Achernar* (Kanaan, Meilland et al.) récemment soumis à A&A et également présenté en annexe.

Enfin le cas de l’étoile δ Scorpii devenue Be à la suite du dernier passage au périastre de son compagnon en 2000 et dont l’émission varie fortement depuis cette date (alternance de phases de croissance et de diminution de l’intensité des raies en émission) sera abordé Section 6.5.

6.2 Dissipation des disques équatoriaux des étoiles Be classiques

En prélude à nos études de l'évolution de l'environnement circumstellaire des étoiles Be classiques, nous nous sommes posé la question suivante : Comment discriminer les différents scénarii de dissipation des enveloppes circumstellaires ?

Ainsi nous avons débuté notre étude par la comparaison des différentes observables photométriques, spectroscopiques et interférométriques pour deux scénarii de dissipation différents. Dans le premier une cavité se forme autour de l'étoile et se propage dans le disque qui devient de fait un anneau. Dans le second, le flux de masse diminue lentement provoquant une diminution de la densité dans le disque et donc de l'intensité de son émission.

6.2.1 Présentation des deux scénarii

6.2.1.1 Anneau en expansion

Deux phénomènes radicalement différents peuvent expliquer la formation d'un anneau se propageant dans le disque équatorial d'une étoile Be et provoquant à terme sa dissipation : l'augmentation des forces radiatives et donc de la vitesse terminale d'expansion à l'équateur ou la chute brutale de la perte de masse.

Dans le premier cas le vent stellaire interagit avec le milieu interstellaire et la matière circumstellaire précédemment éjectée, et crée une surdensité annulaire se propageant dans l'enveloppe. En négligeant les détails des chocs, la compression, le réchauffement et le refroidissement de la matière circumstellaire, Zorec (1981) détermina la position du front en fonction du temps :

$$R / R_0 = \left[\left(V_{\text{exp}} / v - 1 \right) \left(N_0 / N_{\text{ISM}} \left(3 V_{\text{exp}} t / R_0 \right) \right) \right]^{1/3}$$

Où R_0 est le rayon pour lequel la vitesse d'expansion atteint son maximum V_{exp} , N_0 la densité de particules, v la vitesse d'expansion du front, et N_{ISM} , la densité dans le milieu interstellaire.

Une brutale chute du flux de masse à l'équateur peut également provoquer la création d'une cavité se propageant dans l'environnement circumstellaire d'une étoile Be. La baisse du flux de masse doit être plus rapide que le temps de propagation dans l'enveloppe. Afin d'estimer le temps de propagation moyen dans l'enveloppe t_{moy} on peut considérer le cas simple d'une vitesse d'expansion constante ($V_{\text{exp}} = \text{Cst}$) et d'un disque fini de rayon R_{max} . Ainsi $t_{\text{moy}} = V_{\text{exp}} \cdot R_{\text{max}}$.

Si l'échelle de temps caractéristique de la variation du flux de masse est inférieure à t_{moy} alors il se forme une cavité se propageant à la vitesse V_{exp} dans le disque équatorial.

6.2.1.2 Diminution « lente » du flux de masse

Lorsque la diminution de flux de masse est « lente », c'est-à-dire lorsque son échelle de temps caractéristique est supérieure au temps de propagation dans l'enveloppe t_{moy} , on peut alors considérer l'enveloppe comme étant stationnaire à chaque instant. Ainsi, dans ce cas, la dissipation du disque peut être vue comme une succession de disques en écoulement stationnaire dont le flux de masse est décroissant.

6.2.2 Implémentation des scénarii dans SIMECA

Afin de pouvoir simuler l'excavation du disque équatorial, le code SIMECA a dû être modifié afin de permettre de fixer la densité dans l'enveloppe à une valeur proche de zéro pour tout point compris entre la photosphère et un rayon donné correspondant au « rayon interne du disque » R_{int} . En faisant varier la valeur de ce nouveau paramètre et en gardant l'ensemble des autres paramètres constant, il est possible de simuler la formation et la propagation d'une cavité à l'intérieur du disque comme le montre les cartes de brillance de la Figure 87 calculées dans la raie Br γ ($\lambda=21656\text{\AA}$ et $\Delta\lambda=5\text{\AA}$) pour ce scénario de dissipation.

L'implémentation dans SIMECA du scénario de décroissance lente du flux de masse ne nécessite aucune modification du code puisqu'on peut, comme nous l'avons déjà évoqué, décomposer celui-ci en une succession de modèles de disques en écoulement stationnaire avec un flux de masse décroissant. Ainsi cinq modèles d'étoiles Be classiques aux paramètres identiques, exception faite du flux de masse (et de son corollaire la perte de masse globale), ont été calculés. Les valeurs de la perte de masse globale pour ces modèles sont respectivement $4.7 \cdot 10^{-10}$, $2.3 \cdot 10^{-10}$, $9.4 \cdot 10^{-11}$, $4.7 \cdot 10^{-11}$, $2.3 \cdot 10^{-11} \text{ M}_{\odot}.\text{an}^{-1}$. Des cartes de brillance calculées dans la raie Br γ pour l'ensemble de ces modèles sont tracées Figure 88.

Afin de pouvoir comparer facilement les deux scénarii le modèle utilisé pour simuler l'étoile centrale avant la dissipation est le même dans les deux cas. Il s'agit d'une étoile Be de température 22500K, de Rayon $6R_{\odot}$ et située à une distance de 100pc. L'ensemble des modèles sont calculés pour trois inclinaisons ($i=0, 45$ et 90°). Les paramètres du code SIMECA correspondant à ce modèle sont présentés Tableau 10.

La différence majeure entre ce modèle et ceux développés à partir de l'ajustement des données AMBER pour α Arae et κ CMa réside en l'importance de l'expansion à équateur. Nous avons déduit des modélisations de ces deux étoiles Be classiques que la vitesse d'expansion terminale à l'équateur était très faible, inférieure à 10km.s^{-1} , et nous verrons dans la suite de ce chapitre que des valeurs de l'ordre de 0.1 à 1km.s^{-1} peuvent être déduites de l'étude de la dissipation des enveloppes circumstellaires d'Achernar et δ Scorpii, mais lors de ce premier travail effectué en 2004, une valeur de la vitesse d'expansion à l'équateur de l'ordre de 100km.s^{-1} ne pouvait être totalement exclue. Ainsi avons nous opté pour ce modèle dans lequel expansion et rotation du disque circumstellaire sont du même ordre de grandeur. Nous verrons en quoi les résultats présentés ici et concernant les observables spectroscopiques sont sensiblement différents de ceux obtenus pour un disque en pure rotation.

Température effective	22500K
Rayon stellaire	$6R_{\odot}$
inclinaison	$0^{\circ}, 45^{\circ}$ et 90°
Densité photosphérique	$10^{-12} \text{ g.cm}^{-3}$
Vitesse d'expansion à la base de la photosphère	0.11km.s^{-1}
Vitesse de rotation équatoriale	350 km.s^{-1}
Vitesse d'expansion terminale à l'équateur	100 km.s^{-1}
Vitesse d'expansion terminale aux pôles	2000 km.s^{-1}
Flux de masse aux pôles	$4.10^{-12} \text{ M}_{\odot}.\text{an}^{-1}.\text{sr}^{-1}$
m1	20
Masse du disque	$5.06 \cdot 10^{-10} \text{ M}_{\odot}$
Perte de masse	$4.7 \cdot 10^{-10} \text{ M}_{\odot}.\text{an}^{-1}$

Tableau 10: Paramètres physiques du modèle SIMECA utilisé comme point de départ pour notre étude de la dissipation des disques équatoriaux des étoiles Be classiques.

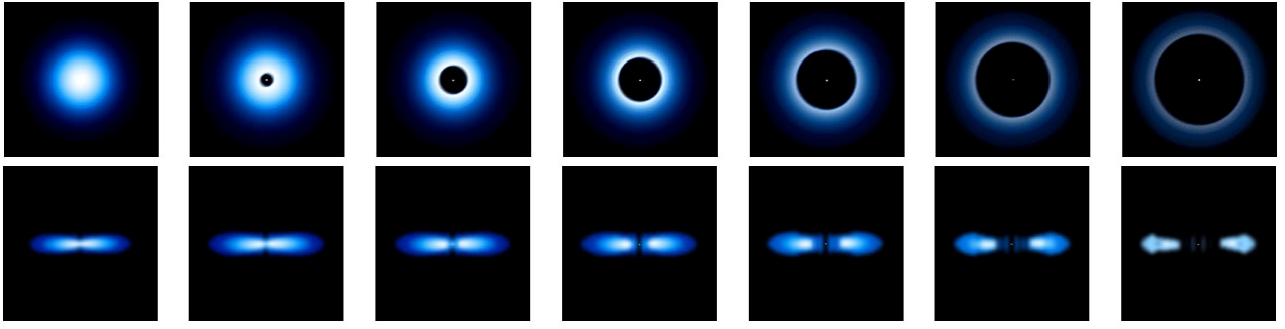


Figure 87: Cartes d'intensité calculées dans la raie Br γ ($\lambda=21656\text{\AA}$ et $\Delta\lambda=5\text{\AA}$) avec le code SIMECA montrant la formation d'un anneau se propageant lors de la dissipation d'un disque circumstellaire équatorial d'une étoile Be selon notre premier scénario. La ligne du haut correspond à une étoile vue par le pôle et celle du bas à une étoile vue par l'équateur. De gauche à droite $R_{\text{int}}=0, 10, 20, 30, 40, 50, 60R_*$.

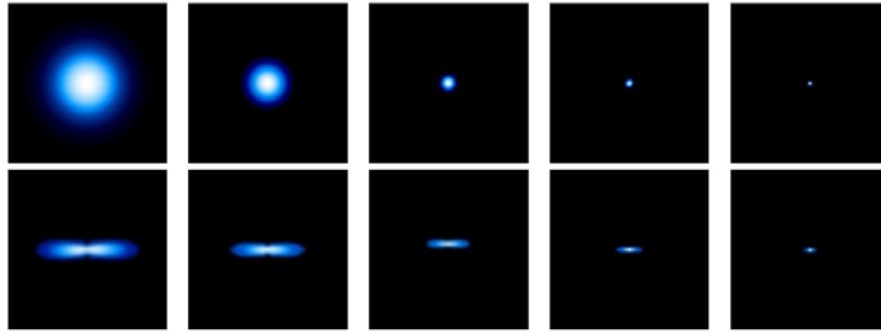


Figure 88: Cartes d'intensité calculées dans la raie Br γ ($\lambda=21656\text{\AA}$ et $\Delta\lambda=5\text{\AA}$) avec le code SIMECA montrant la diminution de l'intensité d'un disque circumstellaire équatorial d'une étoile Be lors de sa dissipation selon notre deuxième scénario. La ligne du haut correspond à une étoile vue par le pôle et celle du bas à une étoile vue par l'équateur. De gauche à droite la perte de masse globale est respectivement : $4.7 \cdot 10^{-10}$, $2.3 \cdot 10^{-10}$, $9.4 \cdot 10^{-11}$, $4.7 \cdot 10^{-11}$, $2.3 \cdot 10^{-11} \text{ M}_\odot.\text{an}^{-1}$.

6.2.3 Comparaison des observables

La distribution spectrale d'énergie (SED) pour les deux scénarii est tracée Figure 89. Il est évident d'après cette figure qu'il n'est pas possible de discriminer ces deux scénarii à partir de l'analyse de la SED. L'enveloppe étant quasiment optiquement mince, il n'y a pas de dépendance en inclinaison de la SED (sauf pour une enveloppe vue par l'équateur où le phénomène Be-Shell peut apparaître si la densité dans le disque est suffisamment importante), et le rayonnement continu produit par un volume donné d'hydrogène est plus ou moins le même quelque soit sa position dans l'enveloppe. Ainsi, comme nous l'avons déjà évoqué Section 2.1.2, l'excès infrarouge produit par une étoile Be dépend principalement de la température effective et de la masse de l'enveloppe.

La variation des profils de raie Br γ au cours de la dissipation pour nos deux scénarii est tracée pour trois inclinaisons ($i=0, 45$ et 90°) Figure 90. Dans le cas de la diminution lente du flux de masse, la géométrie et la cinématique de l'enveloppe n'étant pas modifiées, seule l'intensité globale des raies diminue. Dans le cas de la formation d'un anneau se propageant dans le disque équatorial, la disparition des ailes de la raie est évidente et a déjà été observée par Rivinius et al. (2001) pour l'étoile 28 Cyg. Cet effet est dû au disque Képlérien dont la vitesse décroît monotonement avec le rayon. Dans ce cas, l'émission provenant des régions internes du disque est fortement décalée en longueur d'onde par la vitesse de rotation importante de ces régions et correspond aux ailes de la

raie observée. Ainsi notre étude aboutie aux mêmes conclusions que Rivinius et al. (2001) : la variabilité dans les ailes d'une raie correspond à des variations de densité de la partie la plus interne du disque. Par contre la séparation du double pic (DPS) reste constante pour les deux scénarii. En effet, comme nous l'avons rappelé Section 2.2.2.2, ceux-ci sont produits dans les régions les plus externes du disque. Nous verrons Section 6.4 que cet aspect pose un problème fondamental pour expliquer l'intégralité du cycle de variation spectroscopique de l'étoile Achernar. De plus, nous verrons également que, pour un disque en rotation pure et selon la distribution radiale d'intensité, une dissipation avec création d'un anneau peut impliquer une baisse non négligeable du DPS lorsque la cavité atteint une taille suffisamment importante dans le disque.

Les plus grandes différences observables proviennent de la variation des courbes de visibilité, tracées Figure 91, en fonction de la longueur de la base. La courbe en trait plein correspond au même modèle de départ et montre une résolution complète de l'objet pour une base de 100m et un petit second lobe de visibilité d'environ 5% d'amplitude. A partir de ce modèle initial les différences apparaissent rapidement entre les deux scénarii.

Pour le modèle d'anneau, le premier zéro de la visibilité se décale rapidement vers les petites bases, ainsi pour $R_{\text{int}}=10R_{\star}$, l'enveloppe est résolue pour une base de longueur 65m. En effet, les zones les moins résolues par un interféromètre sont les zones proches de l'étoile (et donc moins étendues), en faisant « disparaître » prioritairement la matière et par conséquent l'émission provenant de ces zones dans le scénario de formation d'un anneau on augmente mécaniquement la résolution globale de l'enveloppe. D'une manière générale, un anneau est toujours plus résolu qu'un disque de même rayon externe, et d'autant plus résolu que son rayon interne est proche de son rayon externe. L'amplitude du second lobe de visibilité augmente également avec l'augmentation de la cavité interne du disque équatorial.

Les courbes de visibilité pour le second scénario sont plus régulières et correspondent à un objet ne présentant pas de variation brutale dans sa distribution d'intensité, un objet « lisse », présentant donc moins d'oscillations dans sa TF et donc dans les courbes de visibilité. Notons que la dernière courbe de visibilité correspondant à l'étoile seule, est bien identique pour les deux scénarii.

Enfin le rapport de flux entre l'étoile et l'enveloppe diminuant lors de la dissipation pour les deux scénarii, le suivi de la variation du flux de masse, paramètre essentiel lors de la dissipation du disque, est rendu possible par la mesure du « palier » présent dans les courbes de visibilité.

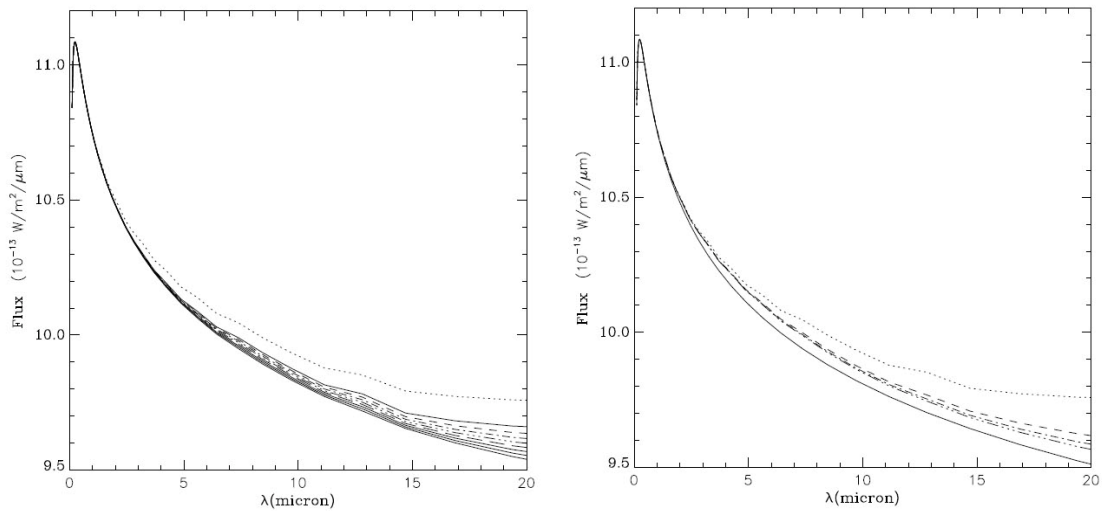


Figure 89: Evolution de la distribution spectrale d'énergie (SED) pour les deux scénarii présentés dans cette section. La courbe la plus basse correspond à la contribution de l'étoile seule. A gauche : formation d'un anneau dont le rayon interne est $r=0, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80R_{\star}$ (respectivement de haut en bas). A droite : diminution lente du flux de masse, dont la valeur pour chaque courbe est, de haut en bas : $4.7 \times 10^{-10}, 2.3 \times 10^{-10}, 9.4 \times 10^{-11}, 4.7 \times 10^{-11} \text{ M}_{\odot}/\text{an}$.

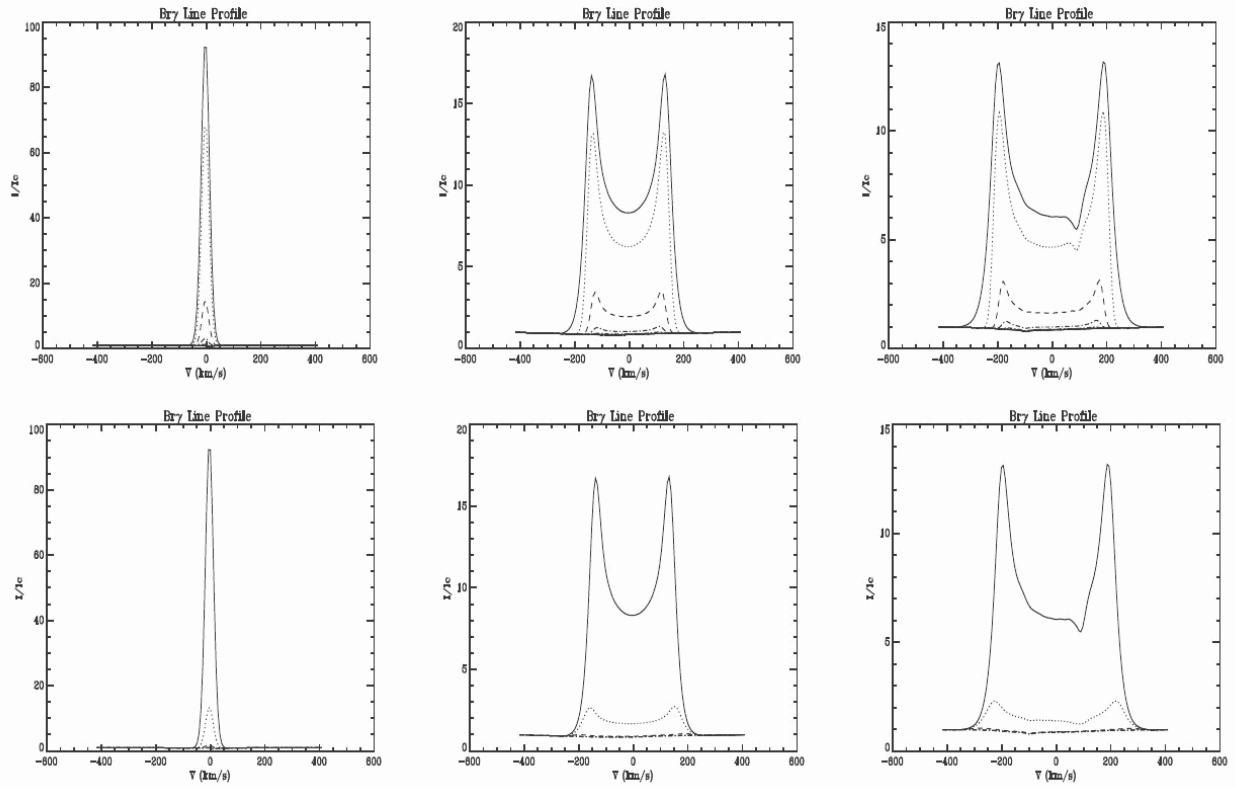


Figure 90: Evolution du profil de raie Bry pour les deux scenarii de dissipation du disque présentés dans cette section (en haut, formation d'un anneau, et, en bas, diminution lente du flux de masse) et pour trois inclinaisons différentes (de gauche à droite : $i=0$, 45 , et 90°). Les codes utilisés correspondent à ceux de la Figure 89.

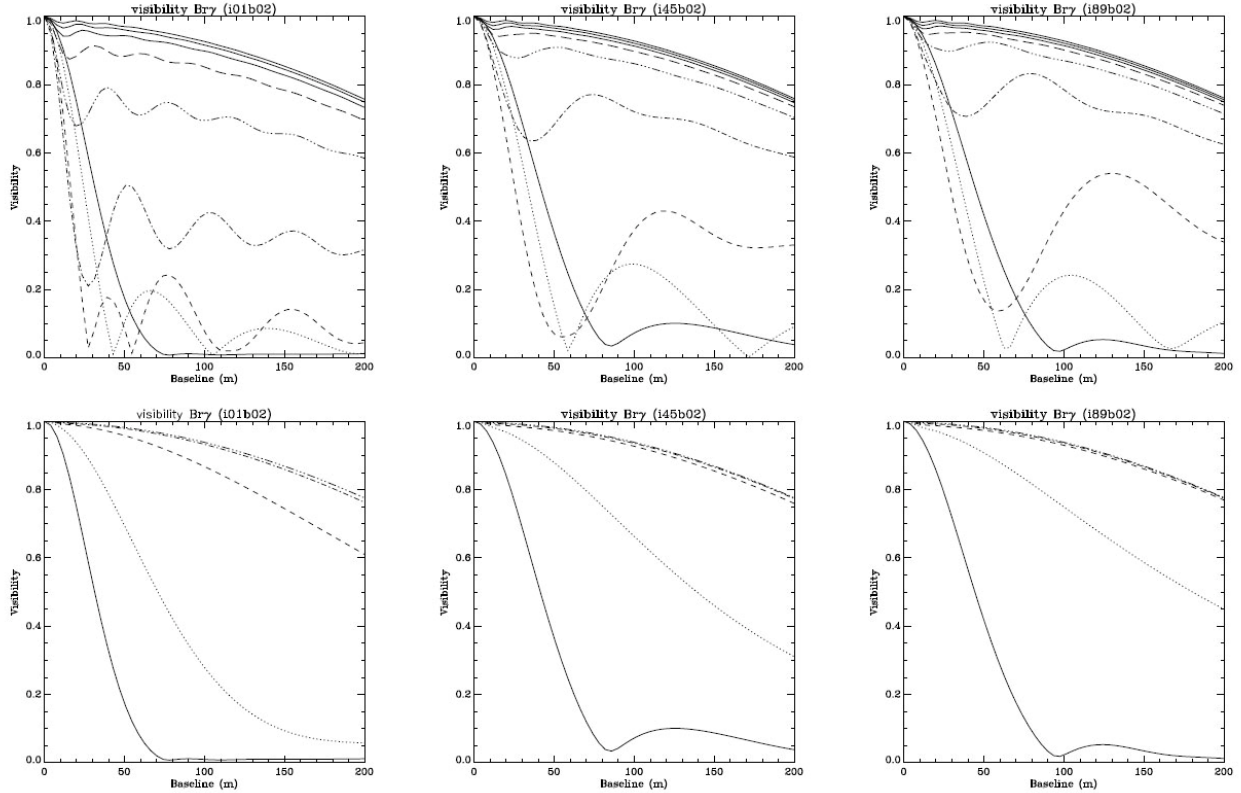


Figure 91: Evolution de la visibilité dans la raie Bry pour les deux scenarii de dissipation du disque présentés dans cette section (en haut, formation d'un anneau, et, en bas, diminution lente du flux de masse), pour trois inclinaisons différentes (de gauche à droite : $i=0$, 45 , et 90°). Et pour une base projetée alignée avec le grand-axe de l'enveloppe. Les codes utilisés correspondent à ceux de la Figure 89.

6.2.4 Conclusions

Cette courte étude concernant la dissipation des disques circumstellaires des étoiles Be nous indique qu'un suivi spectroscopique ou interférométrique permet de discriminer les deux scénarii présentés ici. En ce qui concerne la modification des profils de raie, la disparition progressive de leurs ailes lors de la baisse globale d'intensité d'un profil est caractéristique de la propagation d'une cavité dans le disque équatorial et de la formation d'un anneau.

Un suivi interférométrique permet quand à lui non seulement de discriminer les deux scénarii, mais également, dans le cas de l'anneau, de caractériser la géométrie de ce dernier à chaque observation (rayon interne, rayon externe, et intensité) et donc de pouvoir en déduire son évolution et sa cinématique. Cela nécessite évidemment d'obtenir de nombreuses mesures de visibilité afin de pouvoir déterminer la position du premier zéro de visibilité de l'enveloppe, l'amplitude du second lobe et le niveau du palier de visibilité correspondant au rapport de flux entre l'étoile seule et l'objet dans son ensemble.

Ce type d'observation a déjà été effectué par Guilloteau et al. (1999) pour l'étoile de type T Tauri GG Tau à l'aide de l'interféromètre radio IRAM. La partie réelle de la visibilité dans le continu à 1.4mm pour cette étoile est tracée Figure 92 en fonction de la longueur de la base. Ainsi les paramètres de l'anneau circumbinaire de cette étoile double ont pu être déterminés avec une grande précision.

A l'aide du VLTI et en particulier de l'instrument AMBER qui combine à la fois haute résolution spectrale (~ 10000) et haute résolution angulaire (~ 2 mas pour une base de 200m), de telles observations pour des étoiles Be dont l'environnement circumstellaire est moins étendu peuvent être effectuées. Des campagnes d'observations des étoiles Be possédant un disque intermittent Achernar et δ Scorpii ont ainsi été planifiées par notre équipe. L'étude de ces objets est décrite respectivement Section 6.4 et 6.5.

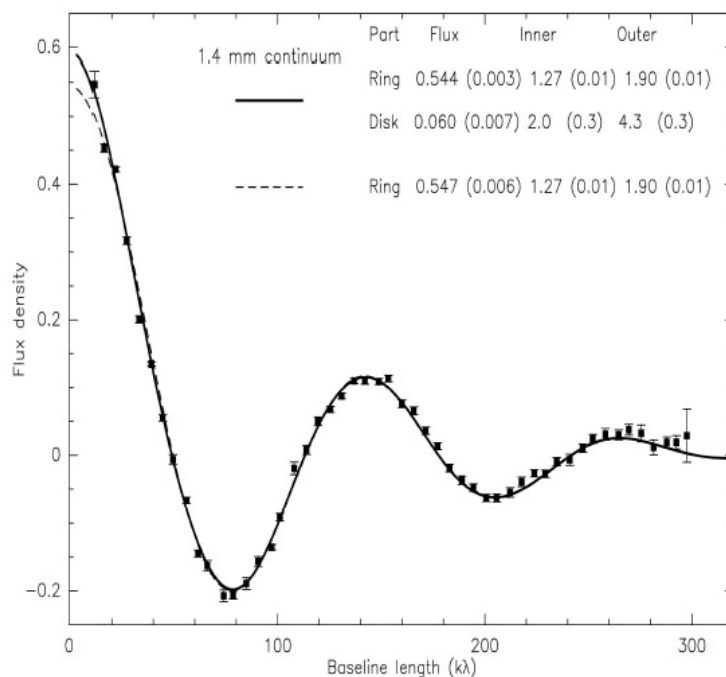


Figure 92: D'après Guilloteau et al. (1999). Partie réelle de la visibilité dans le continu à 1.4mm de l'étoile GG Tauri en fonction de la longueur de la base de l'interféromètre IRAM (points avec les barres d'erreurs). 90% du flux provient d'un anneau et le reste d'un disque plus étendu.

6.3 Un modèle cinématique simple d'évolution des enveloppes circumstellaires

Si l'étude précédente a mis en évidence l'intérêt de campagnes d'observations interférométriques pour la modélisation des étoiles Be présentant une enveloppe intermittente, elle reste néanmoins très rudimentaire et le caractère ad hoc des modifications effectuées dans SIMECA (excavation progressive du disque ou diminution du flux de masse) ne permet que de tester deux scénarii extrêmes : dissipation « brutale » du disque dans laquelle le flux de masse chute instantanément à zéro (ou bien dans lequel la pression de radiation augmente aussi brutalement), ou une dissipation « lente » pour laquelle ce dernier diminue si lentement que l'enveloppe peut-être considérer comme stationnaire à chaque instant de la dissipation.

Ainsi tous les scénarii intermédiaires ne peuvent être modélisés facilement en utilisant le module hydrodynamique du code SIMECA. De plus, notre étude ne permet pas de calculer directement l'échelle de temps caractéristique de la dissipation. Enfin, pour les mêmes raisons, l'étude de la formation d'un disque équatorial n'est pas non plus aisées et réaliste en utilisant SIMECA dans sa version actuelle.

Ainsi afin de pouvoir modéliser l'ensemble d'un cycle (ou pseudo-cycle) de formation et dissipation d'un disque d'une étoile Be classique, et en particulier afin de modéliser les variations spectroscopiques de l'étoile Achernar, nous avons développé un modèle cinématique simple.

Dans ce modèle axisymétrique à 2 dimensions, nous commençons par fixer à chaque instant le champ 1D de la vitesse d'expansion $v_r(r)$. Ces valeurs peuvent évoluer dans le temps mais ne dépendent d'aucune force (c'est pour cela qu'on parle de modèle cinématique et non pas dynamique). La distribution de densité dans le disque $\rho(r)$ est calculée à partir du champs de vitesse d'expansion, en utilisant l'équation de continuité avec pour condition aux limites $\rho(0) = \rho_{\text{phot}}$ et $\rho(R_{\text{max}}) = 0$. Cette distribution 1D de densité est ensuite utilisée afin de créer une distribution 2D axisymétrique.

La vitesse de rotation dans le disque est donnée par :

$$v_{\phi}(r, \theta) = v_{\text{rot}} \left(\frac{r}{R_*} \right)^{\beta}$$

Où v_{rot} est la vitesse de rotation de l'étoile et β l'exposant de la loi de rotation. Afin de simplifier l'exploration des paramètres nous utilisons généralement $\beta = -0.5$ qui correspond à la rotation Képlérienne.

La vitesse projetée suivant la ligne de visée $V_x(r, \Phi)$ est ensuite calculée en projetant v_r et v_{ϕ} . Finalement le profil de raie est calculé en intégrant l'émission du disque dans une zone d'isovitesse comprise entre $V_x - \delta v/2$ et $V_x + \delta v/2$ où δv dépend du taux d'échantillonnage en vitesse. Le code extrait ensuite la séparation double pic (DPS) du profil de raie pour une inclinaison donnée, ainsi que la largeur équivalente (ou l'intensité) du profil afin de pouvoir tracer, après normalisation (par la valeur de $V_{\text{rot.sini}}$ pour le DPS et par le I_{max} pour l'intensité/largeur équivalente), le diagramme DPS – Intensité présenté plus en détail à la section suivante.

Figure 93, sont tracés la distribution de densité, une carte de brillance vue du pôle et le profil reconstruit à deux instants donnés d'une dissipation du disque avec formation d'une cavité se propageant dans celui-ci. Cette cavité est visible à la fois dans la distribution de densité et dans les cartes de brillances.

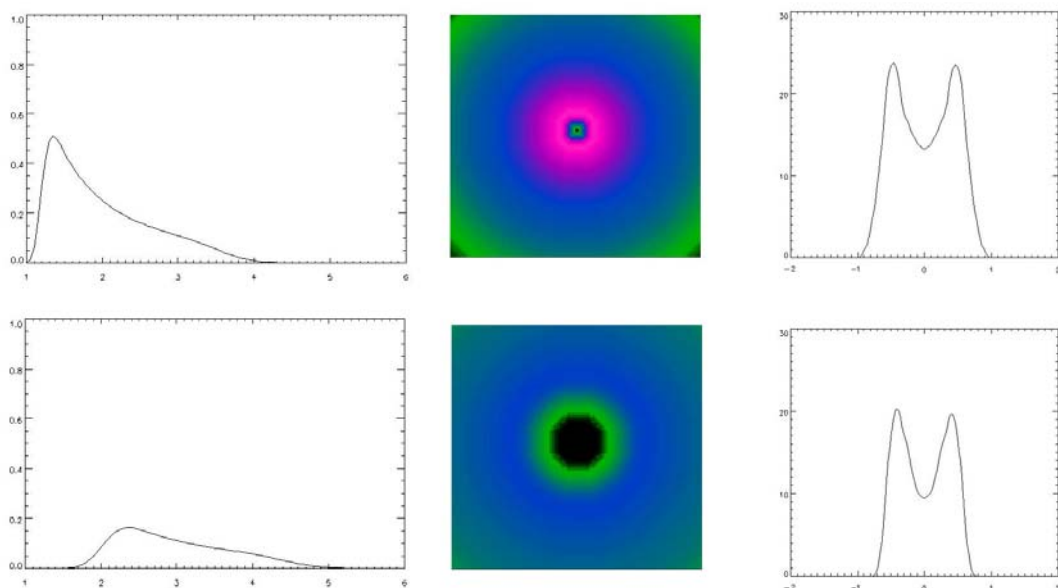


Figure 93: Distribution de densité (à gauche), carte de densité (au centre), et profil de raie (à droite) modélisé avec notre code cinématique simple, pour deux instants donnés d'une dissipation de disque équatorial avec formation d'une cavité, respectivement de haut en bas, un mois et trois mois après le début de la dissipation.

6.4 Modélisation des variations spectroscopiques d'Achernar

L'analyse des données issues de la campagne d'observation VINCI de l'étoile Achernar a montré la présence d'un vent polaire étendu ($>10R_*$) contribuant pour environ 3 à 5% au flux total de l'objet en bande K, ainsi que la faible densité du milieu circumstellaire au niveau de l'équateur. Si l'absence de matière dans cette région n'a pu être démontrée, d'importantes contraintes ont pu être imposées tant en ce qui concerne la contribution de cette composante au flux (inférieur à quelques pourcents) que l'extension du disque circumstellaire équatorial putatif ($<5R_*$).

Mais l'environnement circumstellaire d'Achernar est fortement variable et les constatations précédentes ne sont valables que pour la période d'observation VINCI (2002). En effet Vinicius et al. (2005) ont présenté des observations spectroscopiques de la raie $H\alpha$ relatives à la période 1991-2002. Durant celle-ci la raie était presque exclusivement en absorption tout en subissant d'importantes variations concernant sa morphologie et sa largeur équivalente. Ces variations peuvent être mises en relation avec la modification d'une enveloppe circumstellaire ténue. En déterminant la raie présentant la plus forte absorption, celle de 1999 (voir Figure 94 en haut), en considérant que celle-ci correspondait à la raie photosphérique, et en la soustrayant à l'ensemble des profils de raie de la période d'observation, ils obtinrent des profils de raie concernant seulement l'émission de l'enveloppe circumstellaire. Ces profils sont présentés Figure 94 (en bas).

L'ensemble des profils de raie, excepté celui obtenu en 2000, présente un double pic et la DPS varie entre 210km.s^{-1} et 450km.s^{-1} . Nous avons montré Section 2.2.2.2 que cette structure était généralement associée à un disque en rotation bien qu'un vent polaire puisse également produire ce type de profil. Néanmoins, les valeurs de DPS mesurées ne peuvent être expliquées par un vent dont la vitesse terminale aux pôles est de l'ordre de 1000km.s^{-1} . Ainsi, en considérant une inclinaison de 50° (inclinaison minimum d'après Domiciano et al. 2003), cela produirait un DPS de l'ordre de 1500km.s^{-1} ce qui est de 3 à 7 fois supérieur aux valeurs mesurées. De plus, le $v\sin i$ d'Achernar étant de 230km.s^{-1} , les valeurs du DPS pour un disque en rotation Képlérienne dont le rayon varie dans le temps entre $1R_*$ (absence de disque) et $10R_*$ sont comprises, d'après la formule de Huang, entre 460km.s^{-1} ($=2v\sin i$) et 144km.s^{-1} , ce qui est pleinement compatible avec les mesures.

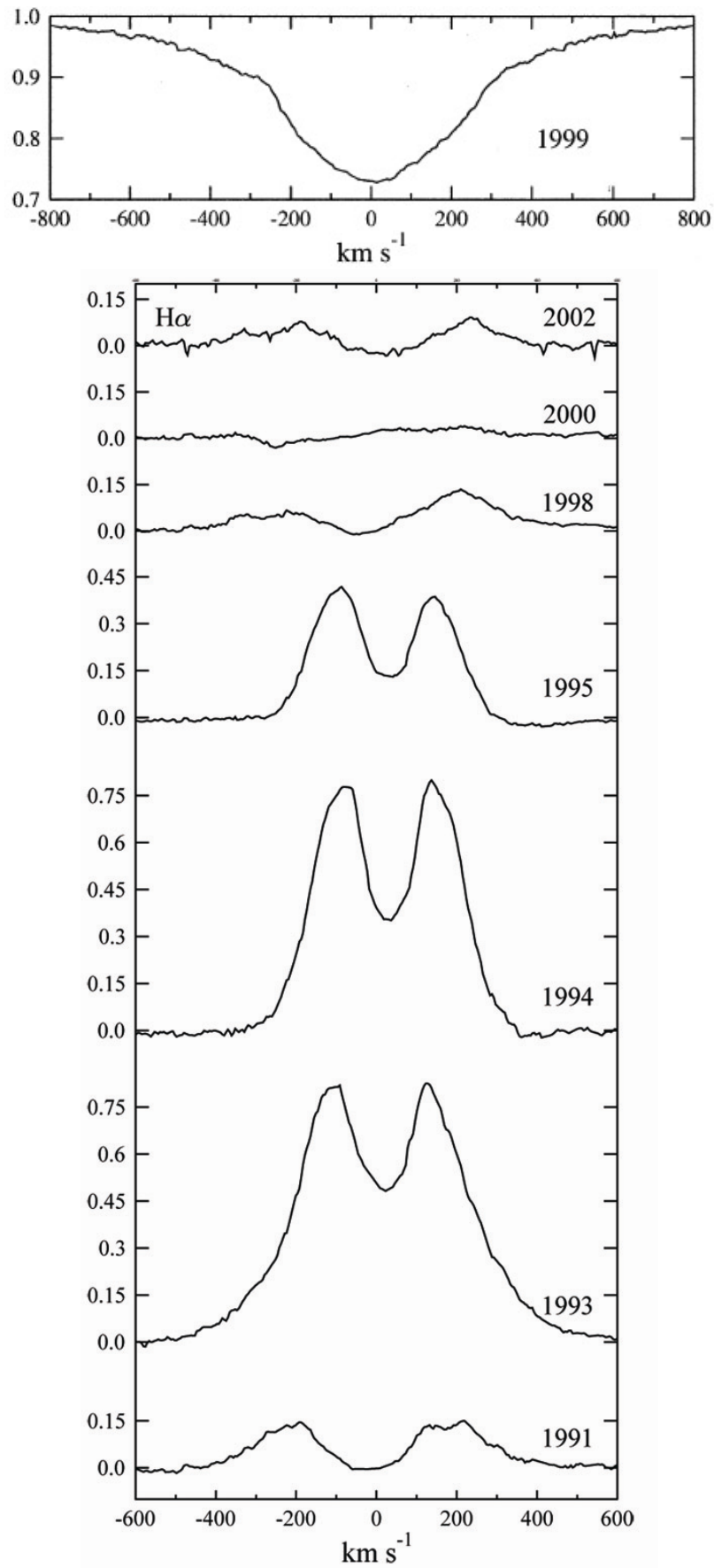


Figure 94: D'après Vincius et al. (2006). En haut : profil de raie $H\alpha$ d'Achernar pour l'année 1999 correspondant au maximum d'absorption de la période 1991-2002 et considérée comme étant la raie photosphérique. En bas : profils de raie $H\alpha$ d'Achernar pour la période 1991-2002 obtenus après soustraction du profil de 1999, et correspondant par conséquent à l'émission circumstellaire seule.

De plus l'apparente corrélation entre la variation de l'intensité de la raie et celle du DPS, mise en évidence Figure 95 (à gauche), est un indice supplémentaire de la formation et de la dissipation d'un petit disque équatorial dans l'environnement circumstellaire d'Achernar. Ainsi, lorsque l'émission est faible, c'est-à-dire en 1991, 1998, et 2002, la valeur du DPS est de l'ordre de 2 fois le v_{ini} de l'étoile. Pour la période 1993-1995, l'émission est plus importante et le DPS est plus faible. Considérant que les doubles pics sont généralement produits dans les parties les plus externes du disque (voir Section 2.2.2.2), on peut interpréter les variations de DPS et d'intensité ainsi que leur corrélation par une variation de l'extension du disque équatorial circumstellaire.

Le profil $H\alpha$ ayant été observé sur l'intégralité d'un cycle (ou d'un pseudo-cycle) de variation, il est possible de proposer un scénario pour la formation et la dissipation du disque équatorial d'Achernar. Afin de pouvoir caractériser les différentes phases de ce cycle, un diagramme représentant les variations de DPS normalisées par 2 fois le v_{ini} de l'étoile en fonction de l'intensité de la raie normalisée par l'intensité maximale de celle-ci lors du cycle est tracé Figure 95 (à droite). Trois phases ont ainsi pu être déterminées :

-Phase 1 : Entre 1991 et 1993 le DPS décroît et l'intensité augmente. Il s'agit probablement de la phase de création du disque comme nous l'avons déjà évoqué plus haut. Au maximum d'émission, et sous l'hypothèse d'un disque en rotation Képlérienne, le rayon de ce dernier est de l'ordre de $4.8R_{\star}$.

-Phase 2 : Entre 1993 et 1995 l'intensité décroît et le DPS reste globalement constant (avec néanmoins une petite diminution entre 1993 et 1994 suivie d'une faible augmentation entre 1994 et 1995). Il s'agit ici d'une phase de dissipation du disque.

-Phase 3 : Entre 1995 et 1999 le DPS croît de nouveau et l'intensité diminue lentement. Nous verrons Section 6.2.4 que cette dernière phase concernant la dissipation du disque est très difficilement explicable et que sa compréhension nécessitera probablement une nouvelle campagne d'observations lors du prochain cycle de formation et de dissipation de l'enveloppe.

-Phase 1 : De 2000 à 2002 le disque se reforme.

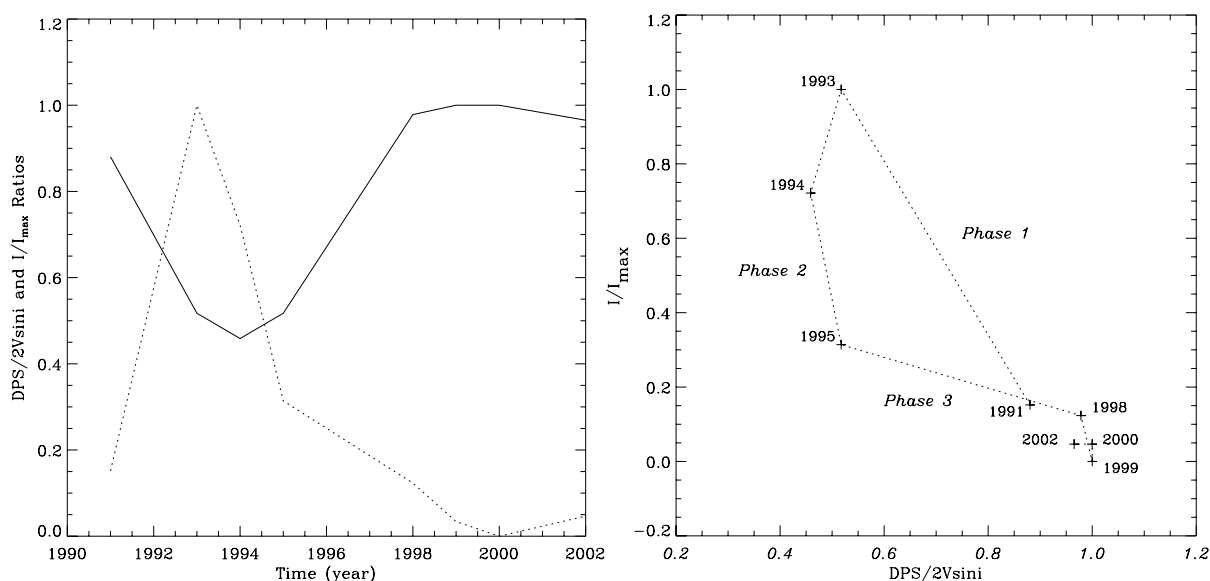


Figure 95: A gauche : Séparation du double pic (DPS) de la raie $H\alpha$ normalisée par $2v_{\text{ini}}$ (trait plein), et intensité normalisée par la valeur de 1993 (pointillés), tracées en fonction du temps pour la période 1991-2002. A droite : Diagramme DPS normalisée - Intensité normalisée tracé à partir des mêmes données.

D'après l'observation de la variation du profil $H\alpha$ sur la période 1991-2002 et en considérant que cette variation est périodique, il est possible d'estimer la période d'un cycle à environ 13ans. Afin d'obtenir plus d'informations sur le caractère périodique, pseudo-périodique ou apériodique de ces variations des données spectroscopiques concernant la période 1960-1990 on été réunies. Les profils de raies utilisés proviennent de différentes sources : Jachek et al. (1964), Andrews et al. (1966), Dachs et al. (1977, 1981, 1986, 1992), et Hannuschick et al. (1988,1996).

La qualité des données variant beaucoup d'un article à l'autre (description morphologique du profil pour les plus anciens articles, résolution spectrale plus ou moins grande...) il a été impossible de déduire le DPS pour l'ensemble de la période 1960-1990 mais seulement pour les données postérieures à 1973. La mesure de l'intensité (ou de la largeur équivalente) des profils $H\alpha$ a été également difficile à effectuer, ainsi nous avons opté pour une classification des profils en trois catégories : absorption pure, absorption au centre de la raie et émission faible dans les ailes, et forte émission.

Ces données présentées Figure 96 conjointement aux données de Vinicius et al. (2005) montrent que la variation du DPS et celle de l'intensité de la raie $H\alpha$ semblent toutes deux quasi-périodiques avec une pseudo-période de l'ordre de 12 à 16 ans. De plus, tout comme pour les données de Vinicius et al. (2005), leurs variations semblent anti-corrélées et le DPS minimum mesuré en 1974 (250km.s^{-1}) et proche du minimum de 1994 (211km.s^{-1}).

La présence d'un compagnon détecté dans les données VLT/VISIR par Kervella et Domiciano de Souza (2007) peut être à l'origine de ces variations quasi-cycliques et expliquer l'ensemble du cycle de formation et dissipation de l'enveloppe. En effet, si la distance entre Achernar et son compagnon (étoile probablement de type A7V) lors de l'observation en Octobre 2006 est trop importante (12.3 UA) pour permettre à ce dernier d'influer sur les mécanismes d'éjection, son orbite peut être très excentrique. Dans ce cas, le cycle d'éjection de matière peut être déclenché par le passage du compagnon au périastre. Or, le dernier passage au périastre se situerait alors autour de 2000, et le prochain autour de 2013. Ainsi lors des observations le compagnon devait être proche de l'apoastre.

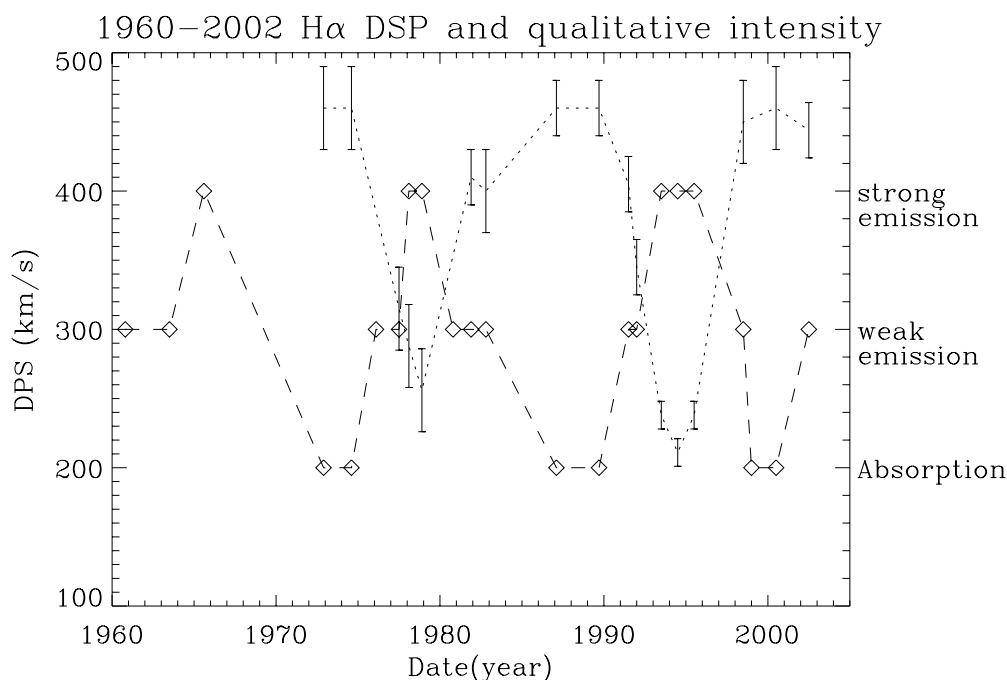


Figure 96: Variation de la séparation du double pic (pointillés et barres d'erreurs) et de l'intensité qualitative (tirets et losanges) pour la période 1960-2002. Les données proviennent de plusieurs auteurs : Jachek et al. 1964, Andrews et al 1966, Dachs et al. 1976, 1980, 1985, Hannuschick et al. 1988, 1996, et Vinicius et al 2005.

6.4.1 Formation du disque

La formation du disque ne dépend que de deux paramètres : le flux de masse à l'équateur et le champ de vitesse d'expansion. En les considérant tous deux comme constants lors de la formation du disque et en supposant également que le champ de vitesse ne dépend pas de r ($V_r(r)=\text{cst}$), il est possible d'estimer la vitesse d'expansion dans le disque. Le temps de « création » du disque étant de l'ordre de 3 à 5 ans, et le rayon de celui-ci au maximum d'émission étant de $4.8R_*$, la vitesse moyenne d'expansion dans le disque est par conséquent de $0.27 \pm 0.08 \text{ km.s}^{-1}$.

Dans notre modélisation de la formation du disque nous avons testé deux scénarii distincts. Dans chacun le flux de masse au niveau de la photosphère $\Phi_M(0)$ et la densité dans l'ensemble du disque à l'instant initial sont nuls. Dans le premier scénario Φ_M passe directement de zéro à Φ_{max} et reste constant pendant l'ensemble du processus de formation de l'enveloppe.

Dans le second scénario, le flux de masse augmente progressivement de zéro à Φ_{max} en suivant une loi en puissance ajustable. Dans les deux cas nous utilisons un champ de vitesse uniforme et stationnaire, sa valeur étant ajustée afin d'obtenir un temps de création compatible avec les observations.

Le diagramme DPS/Intensité correspondant à ces deux scénarii (avec deux valeurs de l'exposant de la loi de variation de Φ_M pour le second scénario) est tracé Figure 97 (à gauche). Aucun scénario testé ne permet de reproduire correctement les observations de la première phase de variations (1991-1993). Le problème principal provient de l'incapacité à reproduire les grands DPS observés au début de la formation du disque.

Néanmoins le scénario de flux de masse constant reproduit de manière plus satisfaisante les données que celui pour lequel le flux de masse augmente. Un flux de masse décroissant à partir d'une valeur maximale peut être une solution possible. Nous aborderons ce point Section 6.4.3 où un scénario de « sursaut d'émission » ou « outburst » sera testé.

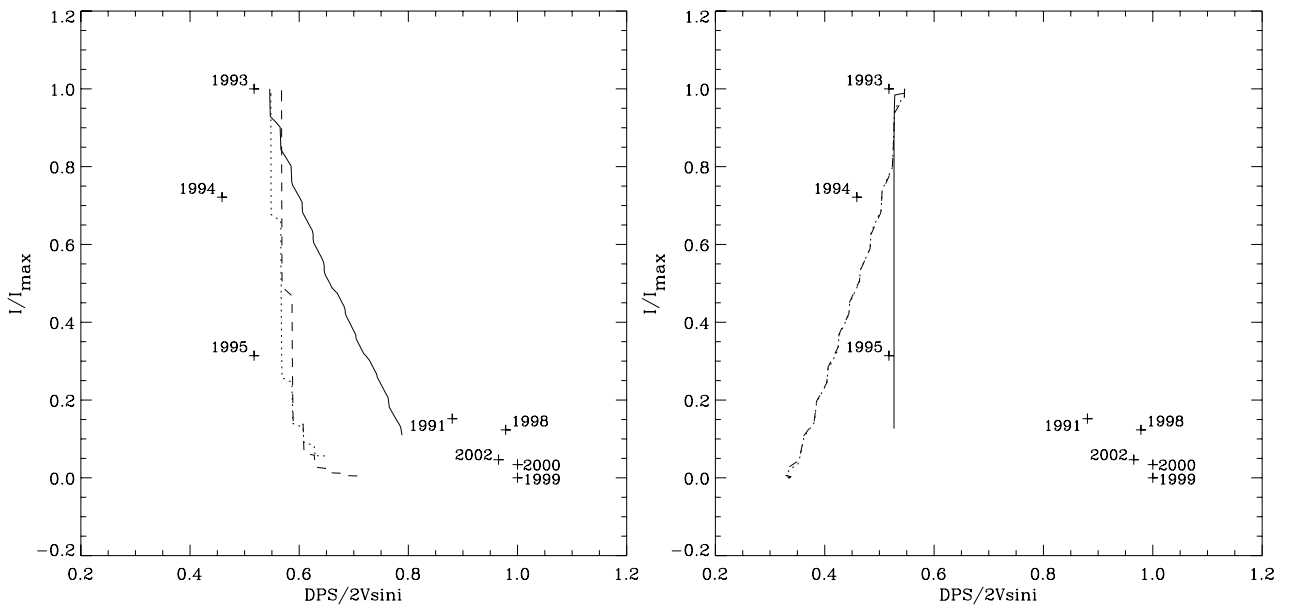


Figure 97: Diagramme DPS/Intensité pour trois scénarii de formation du disque (à gauche) : flux de masse constant (trait plein), flux de masse augmentant en t^1 (pointillés), et flux de masse en t^2 (tirets) ; et pour trois scénarii de dissipation du disque (à droite) : flux de masse décroissant avec une échelle de temps caractéristique supérieure à $V_r.R_{\text{max}}$, inférieure à cette même valeur (pointillés), et chute du flux de masse instantanée à zéro (tirets). Les symboles (+) représentent les données de Vinicius et al. (2005) pour la période 1991-2002.

6.4.2 Dissipation du disque

Dans cette section nous avons testé les deux scénarii de dissipation de disques déjà évoqués Section 6.2. : Dissipation « brutale » et formation d'une cavité se propageant dans le disque, et diminution lente du flux de masse. Le disque est considéré comme étant stationnaire avant sa dissipation. Le champ de vitesse est, comme dans le cas de la formation du disque, uniforme et stationnaire. Enfin, dans les deux scénarii, le flux de masse décroît entre une valeur maximale et 0. La différence fondamentale entre eux étant, comme nous l'avons évoqué Section 6.2.1, le temps caractéristique de sa décroissance.

Dans le premier scénario, celui-ci décroît plus rapidement que le temps de propagation des particules dans le disque ($\sim v_r R_{\max}$). Par conséquent, la chute rapide du flux de masse crée une zone de sous densité se propageant dans l'enveloppe et transforme le disque en une structure annulaire. Section 6.2, la chute était instantanée (car simulée de manière ad hoc en créant une cavité dans la distribution de densité calculée par SIMECA) ce qui n'est pas une condition nécessaire en utilisant notre modèle cinématique. Dans le second scénario la propagation à travers le disque est plus rapide que le temps caractéristique de la décroissance du flux de masse. Par conséquent le modèle peut être considéré comme quasi-stationnaire avec une valeur différente de Φ_M à chaque instant. Finalement, l'émission du disque devient de plus en plus faible sans modification de sa morphologie.

Le diagramme DPS/intensité pour trois valeurs du temps caractéristique de diminution du flux de masse (supérieur au temps de propagation, inférieur à celui-ci et instantané) est tracé Figure 97 (à droite), et des cartes de densité vues par le pôle pour les cas de la dissipation « rapide » et « lente » sont présentées Figure 98.

Bien qu'aucun scénario ne permette de reproduire correctement la seconde phase de la variation des profils $H\alpha$, il est important de noter que leur trajet sur le diagramme DPS/intensité est très différent. En effet, dans les scénarii de dissipation « rapide » et « instantanée » le DPS diminue lors de la diminution de l'intensité de la raie alors qu'il reste constant pour le scénario de dissipation « lente ». Cette différence importante n'avait pas été détectée dans notre étude précédente Section 6.2. Mais les modèles présentés alors comprenaient une importante expansion à l'équateur ($\sim 100 \text{ km.s}^{-1}$) qui impliquait une diminution de l'importance relative de la rotation dans la création du double pic et donc de l'effet de l'excavation du disque sur le DPS. Ainsi il semble que la spectroscopie puisse effectivement différencier ces deux scénarii de dissipation mais qu'aucun d'eux ne parvienne complètement à expliquer l'évolution du disque d'Achernar.

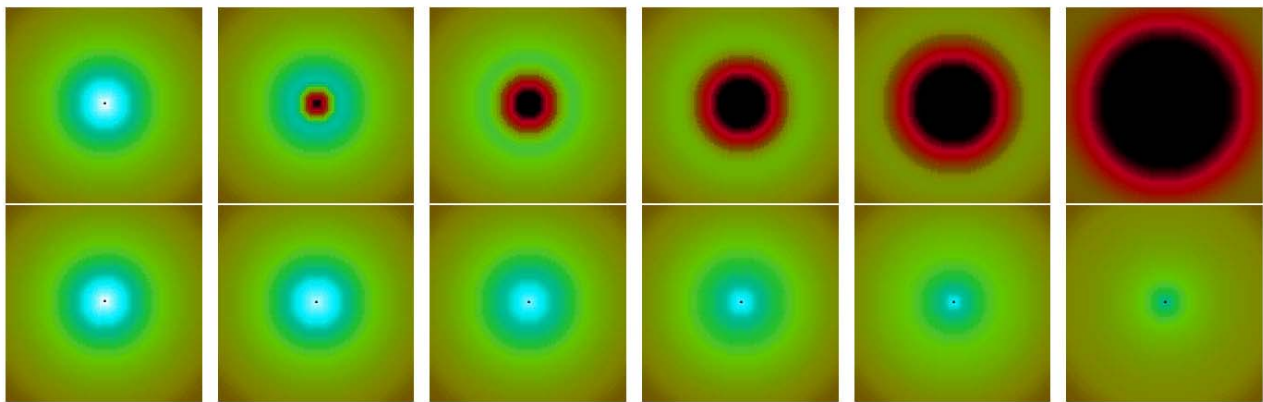


Figure 98: Cartes d'intensité (vue polaire) pour deux scénarii de dissipation différents. En haut : chute instantanée du flux de masse et formation d'une cavité se propageant dans le disque circumstellaire. En bas : diminution lente du flux de masse, qui n'entraîne pas de modification morphologique de la distribution d'intensité. Les six images de chaque ligne correspondent à $t=0, 1, 3, 6, 12$, et 18 mois. L'échelle de couleur est, en ordre décroissant : blanc, bleu, vert, marron, rouge.

6.4.3 Scénario du « sursaut d'émission »

Puisque les scénarii des sections précédentes n'ont pas permis de reproduire correctement les observations spectroscopiques concernant la création et la dissipation du disque équatorial d'Achernar, et en nous rappelant la constatation faite Section 6.4.1 concernant un scénario dans lequel le flux de masse diminuerait, nous avons développé un modèle permettant d'expliquer simultanément les phases 1 et 2 de la variation des profils de raie.

Dans ce scénario baptisé « sursaut d'émission », ou « outburst » en anglais, le milieu circumstellaire est vide à l'instant zéro, le flux de masse à l'équateur passe instantanément d'une valeur nulle à une valeur maximale puis diminue avec une loi en puissance ajustable. Ainsi le sursaut se propage dans l'environnement circumstellaire formant une structure annulaire. Ce type de scénario a déjà été introduit pour expliquer les variations spectroscopiques mineures de plusieurs étoiles Be par Rivinius et al. (2002).

En ajustant l'exposant de la loi de variation du flux de masse et la vitesse d'expansion dans le disque il est possible de reproduire non seulement les observations concernant la formation du disque (1991-1993) mais également le début de sa dissipation (1993-1995). Le diagramme DPS/Intensité correspondant au meilleur ajustement des données spectroscopiques est tracé Figure 99 (à gauche). Le flux de masse décroît suivant une loi en $t^{-0.5}$, la vitesse d'expansion est de 0.2 km.s^{-1} et le rayon maximum du disque est $6R_*$. Les cartes de densité correspondant à ce scénario (vues par le pôle et pour les trois premières années du sursaut) sont tracées Figure 99 (à droite).

Ce scénario n'est pas totalement satisfaisant puisqu'il ne permet pas de reproduire la troisième phase de la variation d' $H\alpha$ (1995-1999). Alors que l'intensité continue de diminuer, le DPS normalisé de notre modèle n'augmente pas suffisamment et converge autour de 0.6, alors que les observations concernant 1998 montrent une valeur de ce paramètre d'environ 0.97. Aucun scénario « classique » de dissipation ne permet de reproduire une telle variation et des phénomènes physiques supplémentaires doivent être introduits dans notre modèle afin de pouvoir la modéliser.

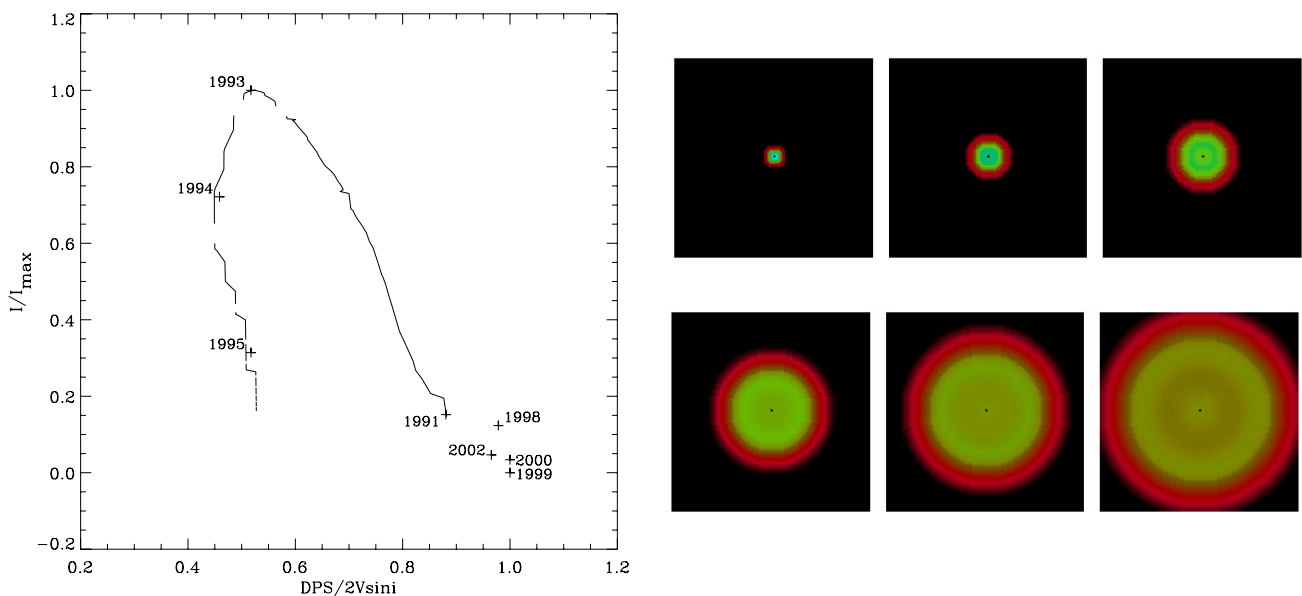


Figure 99 : A gauche : Diagramme DPS/Intensité pour le scénario de « sursaut d'émission ». Chaque trait plein correspond à une année d'évolution. L'accord avec les mesures (symbole + et dates) est presque parfait pour la période 1991-1995. Mais ce modèle ne permet pas de reproduire la variation du DPS de 1995 à 1999. A droite : Cartes de densité polaire pour ce même scénario. Les six images correspondent respectivement (de gauche à droite et de haut en bas) à $t=0$, 0.5, 1, 1.5, 2, et 3 ans. L'échelle de couleur est la même que pour la Figure 98.

6.4.4 Contraction finale du disque ?

Ainsi l'explication de la phase 3 (1995-1999) est le problème majeur de la modélisation de la formation et la dissipation du disque équatorial d'Achernar puisque l'augmentation importante du DPS entre 1995 et 1998 ne peut être reproduite en utilisant un modèle simple de disque en expansion lente. Une explication possible d'une telle variation est peut-être une contraction du disque conjointement à une baisse de la densité dans ce dernier.

Afin de simuler ce type de scénario nous avons testé trois façons d'inverser le champ de vitesse dans le disque environ 4 à 5 ans après le début du sursaut d'émission. Dans le premier cas, qui est le plus ad hoc, l'ensemble du champ de vitesse est inversé au même instant. Dans le second, l'inversion commence au centre du disque (à la photosphère) et se propage ensuite vers les régions externes de celui-ci. Enfin, dans le troisième, l'inversion commence dans les régions externes et se propage vers l'intérieur du disque. Les deux premiers scénarii ne permettent pas de reproduire les variations de la phase 3, ce qui n'est pas surprenant puisque dans ces cas le disque ne se contracte pas vraiment mais est détruit en commençant par les régions internes.

Notre troisième modèle ne permet néanmoins pas de reproduire de manière satisfaisante les observations. En effet la contraction du disque produit une surdensité qui se propage vers l'intérieur du disque et provoque une augmentation de l'intensité. Le diagramme DPS/Intensité et les cartes de densité correspondant à ce modèle sont présentés Figure 100. Notons l'apparition sur le diagramme d'une « boucle » due à la propagation de la surdensité vers le centre du disque circumstellaire.

La Figure 100 présente également le diagramme correspondant à un scénario d'inversion instantanée de l'ensemble du champ de vitesse ainsi qu'un dernier scénario ad hoc de contraction introduit pour reproduire les variations de la phase 3. Dans ce scénario le disque est simplement tronqué progressivement en commençant par les régions externes. L'accord avec la phase 3 bien qu'imparfait est tout de même bien meilleur qu'avec les autres modèles. L'explication physique d'une telle troncature est par contre difficile à identifier.

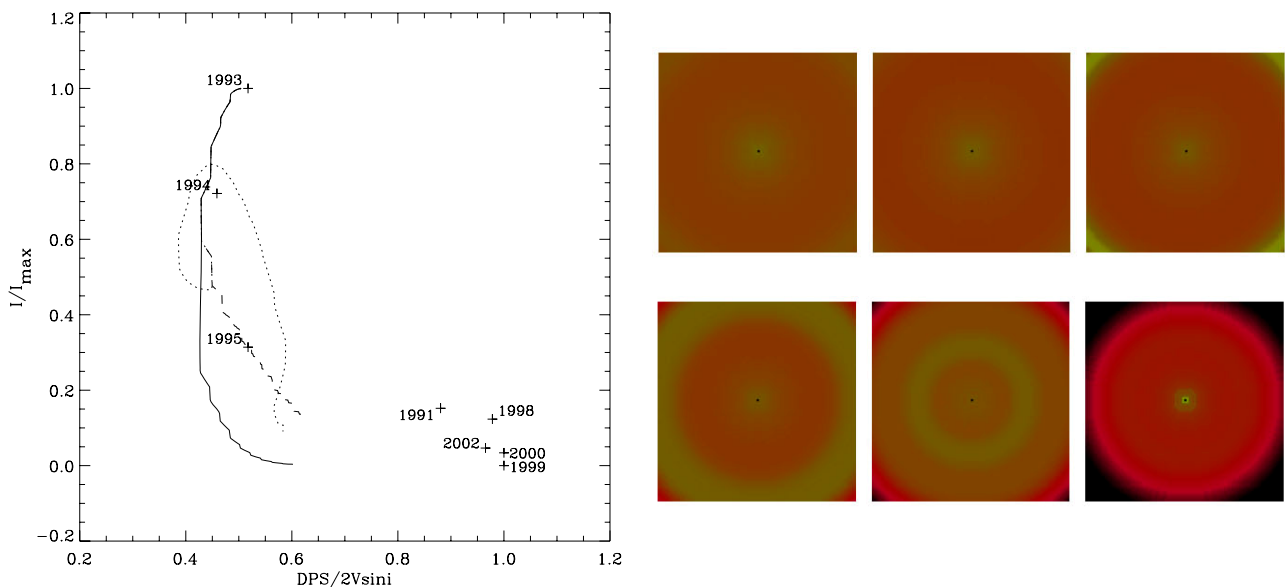


Figure 100 : A gauche : Diagramme DPS/Intensité pour différents scénarios de contraction du disque : scénario de sursaut d'émission avec inversion instantanée du champ de vitesse à $t=4$ ans (trait plein), même scénario mais avec une inversion progressive du champ de vitesse (pointillés), troncature linéaire du disque à partir de la même date (tirets). A droite : Cartes de densité polaire pour le scénario d'inversion progressive du champ de vitesse. Les six images correspondent respectivement (de gauche à droite et de haut en bas) à $t=0, 0.5, 1, 1.5, 2,$ et 3 ans. L'échelle de couleur est la même que pour la Figure 98. Notez la présence d'une surdensité (en kaki) se propageant vers l'intérieur du disque

6.4.5 Conclusions et observations futures

L'étude des données spectroscopiques et interférométriques concernant l'étoile Achernar a permis de mettre en évidence la dualité de l'environnement circumstellaire de cette étoile Be, celui-ci se composant d'un vent polaire que l'on peut supposer a priori comme permanent et d'un disque équatorial intermittent dont le pseudo cycle de formation et de dissipation est compris entre 12 et 16 ans.

De plus notre scénario de sursaut d'émission avec une vitesse d'expansion dans le disque de l'ordre de 0.2 km.s^{-1} permet d'expliquer les deux premières phases de ce cycle, alors que la dernière phase semble pouvoir être expliquée par une contraction du disque dont la nature physique reste par contre mystérieuse.

Afin de continuer l'étude de cette étoile plusieurs campagnes d'observation permettant de répondre chacune à une ou plusieurs questions précises concernant cet objet doivent être entreprises. Il convient d'effectuer un suivi spectroscopique du profil H α permettant de situer l'étoile en permanence dans son pseudo-cycle de formation et dissipation du disque équatorial.

La reconstruction d'une image dans le continu à $2.1\mu\text{m}$, à l'aide de plusieurs dizaines de mesures de points de visibilité et de clôtures de phase (AMBER mode LR) réalisées en un temps réduit puisque l'objet est fortement variable (Voir le cas d' α Arae présenté Section 5.3.1.1), permettra de contraindre non seulement l'étoile et de confirmer ou non les mesures d'aplatissement de Domiciano et al. (2003), mais également de caractériser le vent polaire, et selon la date d'observation le disque équatorial intermittent.

Une étude de la cinématique de l'objet, de préférence près d'un maximum d'émission, peut être également effectué à l'aide d'AMBER en mode MR ou HR afin de déterminer la loi de rotation dans le disque équatorial comme nous avons pu le faire pour α Arae.

Enfin, dans le but de contraindre au maximum les paramètres du scénario de formation et de dissipation du disque équatorial de cette étoile, et afin de pouvoir comprendre la phase 3 de la variation spectroscopique, il est indispensable d'effectuer un suivi interférométrique de celle-ci. Puisque seul le disque équatorial nous intéresse ici, et puisque nous connaissons l'orientation de celui-ci, P.A.= 129° , il convient d'utiliser un maximum de bases projetées de même alignement.

Malheureusement, le VLTI ne possède qu'une série de bases parfaitement alignées (toutes celles formées par deux AT dont les positions portent le numéro 0). Ainsi, afin que l'orientation des bases projetées soient proches de la direction équatoriale d'Achernar, il convient d'observer l'étoile environ 5h après son passage au méridien. En utilisant les deux triplets alignés actuellement accessibles (A0-D0-G0 et E0-G0-H0), les bases projetées ont pour longueurs 11, 22, 26, 34, 43 et 64 m.

La Figure 101 présente les visibilités obtenues dans le cas du scénario de sursaut d'émission à $t=0$, 2 et 4 ans après l'éjection de matière. En rouge sur les graphiques sont représentés les points de mesures correspondant à la configuration VLTI décrite ci-dessus.

Ainsi, on note que l'échantillonnage du plan des fréquences spatiales utilisant ces deux triplets est suffisant pour apporter des contraintes fortes aux modèles, et en particulier pour mesurer la position du premier zéro de la visibilité de l'enveloppe et l'amplitude et la position du second lobe de visibilité.

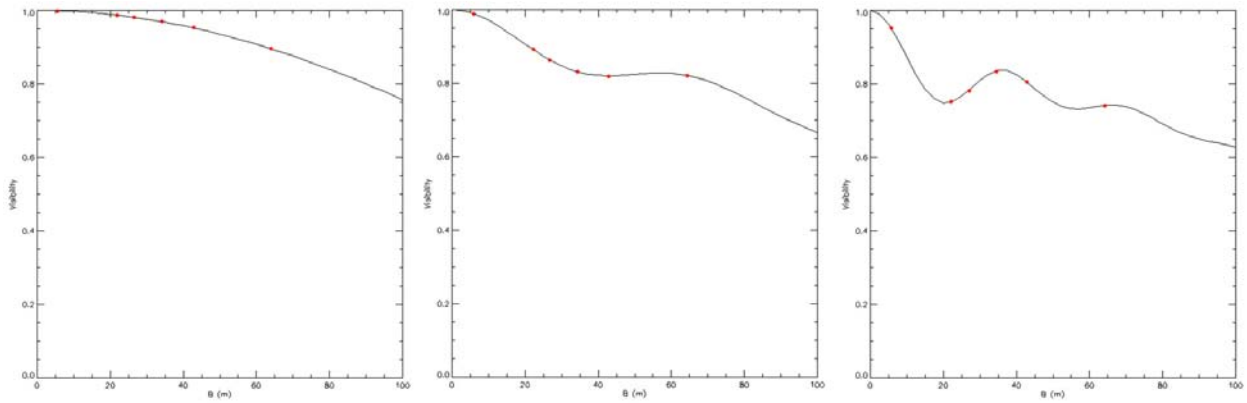


Figure 101 : Module de la visibilité tracé en fonction de la longueur de la base projetée à trois instants différents ($t=0$, 2 et 4 ans) pour un scénario de sursaut d'émission dans le cas de l'étoile Achernar. Les points rouges représentent les mesures pouvant être effectuées avec les triplets A0-D0-G0 et E0-G0-H0 du VLTI environ cinq heures après le passage au méridien.

6.5 Le cas de δ Scorpii

6.5.1 Une nouvelle étoile Be !

Le cas de δ Scorpii est très différent de celui de toutes les étoiles Be étudiées aux Chapitres 5 et 6. En effet, avant 2000, cette étoile était considérée comme une étoile B0IV normale n'ayant jamais présentée ni d'excès infrarouge, ni de profils de raie en émission. Seules des variations de faible amplitude des profils de raie en absorption, attribuées à des pulsations non-radiales de la photosphère, avait été détectées.

Des observations en interférométrie des tavelures (Bedding 1993, Hartkopf 1996) montrèrent que δ Scorpii possédait un compagnon de faible masse dont l'orbite était très excentrique ($0.82 < e < 0.92$) et dont la période était de l'ordre de 10.5 ans. Ils purent également déterminer l'année du prochain passage du compagnon au périastre : 2000. La Figure 102 extraite de Miroshnichenko et al. (2001) présente l'orbite de ce système binaire sur le plan du ciel déterminé par cet auteur et par les deux autres précédemment cités, ainsi que les mesures de séparations du couple effectuées en interférométrie des tavelures.

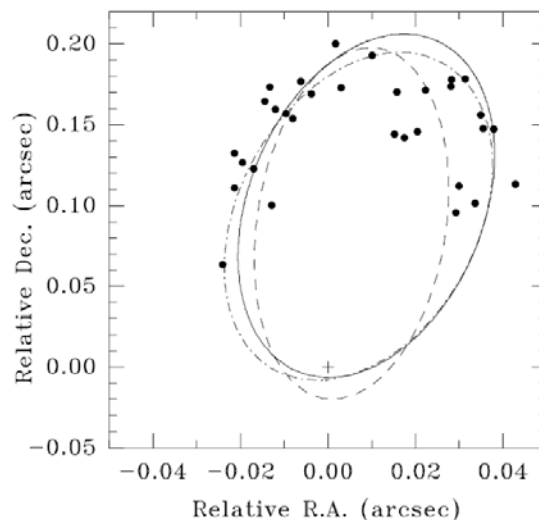


Figure 102 : D'après Miroshnichenko et al. (2001). Orbite de la binaire δ Scorpii dans le plan du ciel. Les points noirs représentent les mesures de séparation du couple par interférométrie des tavelures, la croix, la position de l'étoile primaire, les courbes en trait plein, tirets, et tirets-pointillés les orbites calculées respectivement par Miroshnichenko et al (2001), Bedding (1993), et Hartkopf et al. (1996).

En Juin 2000, alors que le système binaire était proche du passage au périastre, une augmentation soudaine de la luminosité de l'étoile et une émission croissante dans la raie $H\alpha$ fut détectée par Fabregat et al (2000) et Otero et al (2001). Les profils de raie $H\alpha$ en absorption de 1994 et 1998 et ceux en émission croissante de la période Juillet – septembre 2000 sont tracés Figure 103.

Depuis cette date, δ Scorpil présente toutes les caractéristiques d'une étoile Be classique possédant un environnement circumstellaire persistant, bien que, comme nous allons le voir maintenant, fortement variable dans le temps.

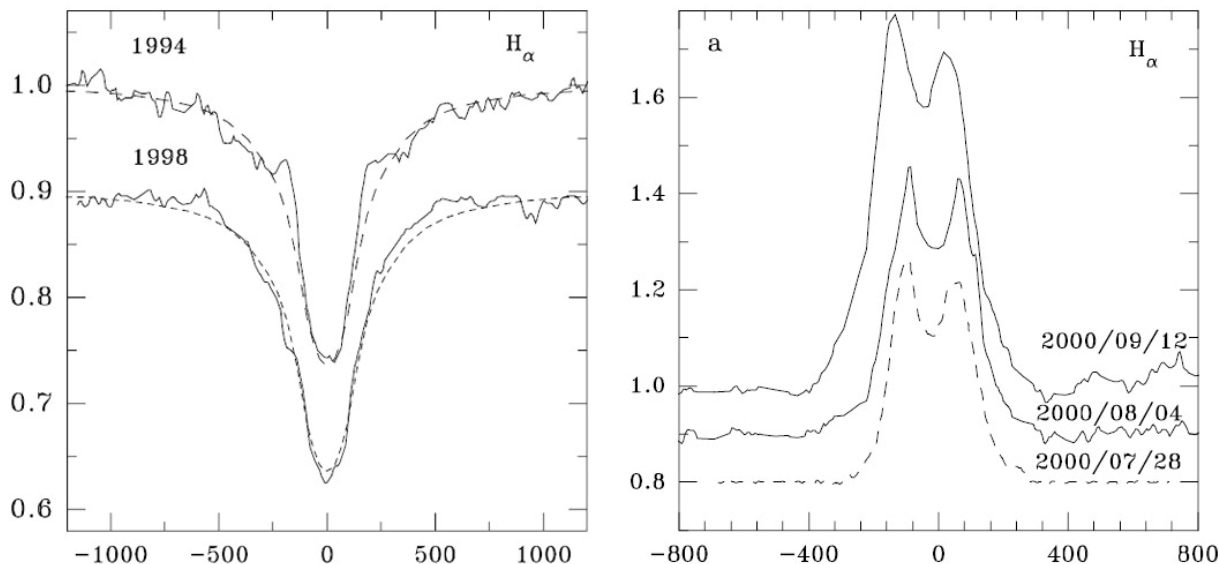


Figure 103 : D'après Miroshnichenko et al (2001). Profils de raie $H\alpha$ en absorption enregistrés en 1994 et 1998 (à gauche), et en émission les 28 juillet, 4 Août, et 12 Septembre 2000 (à droite). Notez l'augmentation de l'émission sur la période Juillet - Septembre 2000.

6.5.2 Variations spectroscopiques pour la période 2000-2007

δ Scorpil a été la cible de nombreuses observations spectroscopiques et photométriques depuis la découverte de sa nouvelle activité en 2000. Un grand nombre de profils de raies sont présentés dans Miroshnichenko et al. (2003). La plupart ont été obtenus par des astronomes amateurs (principalement C. Buil et E. Pollmann). Cette multitude d'observations a permis d'établir un suivi de la largeur équivalente (EW) et de la séparation du double pic (DPS) des profils de plusieurs raies spectrales ($H\alpha$, HeI, FeII,...).

Le diagramme d'évolution de ces paramètres essentiels à la compréhension de la formation de l'environnement circumstellaire de δ Scorpil est tracé Figure 104 dans le cas de la raie $H\alpha$ et pour la période Mai 2001- Mai 2003. Ainsi, si l'intensité de l'émission n'a cessé d'augmenter sur cette période de manière quasi-régulière, la variation du DPS a été plus complexe et doit être divisée en deux composantes.

La première est une diminution quasi-régulière que l'on peut relier, comme dans le cas de la première phase de la variation du profil de raie $H\alpha$ d'Achernar, à la création d'un disque en rotation dont le rayon augmente avec le temps. La seconde est composée de deux chutes brusques du DPS (deux à cinq mois), suivie d'augmentations aussi soudaines. Ces variations brutales sont plus difficilement explicables.

A partir des mesures présentées Figure 104, Miroshnichenko et al. (2003) ont effectué une première modélisation de l'évolution de l'environnement circumstellaire de δ Scorpii. Ainsi, en utilisant la relation de Huang (décrite Section 2.2.2.2), et en supposant une rotation Képlérienne du disque, son extension a été déterminée : environ $5.3R_\star$ au début de 2001 et $10.8R_\star$ deux ans plus tard. Ces estimations ont également permis d'évaluer la vitesse d'expansion dans le disque, soit environ 0.4 km.s^{-1} , ce qui est du même ordre de grandeur que la vitesse d'expansion dans le disque équatorial d'Achernar ($0.27 \pm 0.08 \text{ km.s}^{-1}$) que nous avons déterminé Section 6.4, en utilisant une méthode similaire.

La Figure 105 présente les variations de la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ pour la période allant de Mars 2001 à Avril 2007, et montre trois phases dans la variation de ce paramètre : une augmentation lente jusqu'en Juillet 2004, une augmentation brutale aux alentours de Mai 2005, et une diminution lente depuis cette date. Ainsi, après une phase de forte activité encore inexpliquée, l'enveloppe de δ Scorpii semble entamer une phase de dissipation. Notons que lors de la phase de forte activité la dispersion des mesures était très importante ($\Delta EW \sim 20\text{\AA}$ contre $\sim 4\text{\AA}$ pour les autres périodes).

En extrapolant l'évolution du disque pour la période d'augmentation lente d'après les calculs de Miroshnichenko et al. 2003, l'extension du disque en Juillet 2004 devait être, sous l'hypothèse d'un disque en rotation Képlérienne et d'une vitesse d'expansion de l'ordre de 0.4 km.s^{-1} , d'environ $15R_\star$. S'il a continué de croître depuis cette date et si les variations ultérieures (forte augmentation de l'intensité de la raie $H\alpha$ suivie d'une diminution de celle-ci) sont dues à d'autres phénomènes (par exemple un nouvel épisode d'éjection de matière depuis la photosphère de l'étoile), le rayon actuel du disque dû à l'éjection de 2000 devrait être de l'ordre de $23R_\star$.

La modélisation des variations de DPS et de largeurs équivalentes pour cette étoile en utilisant l'ensemble des données spectroscopiques de la période 2000-2007 est actuellement en cours et ne sera pas présentée ici.

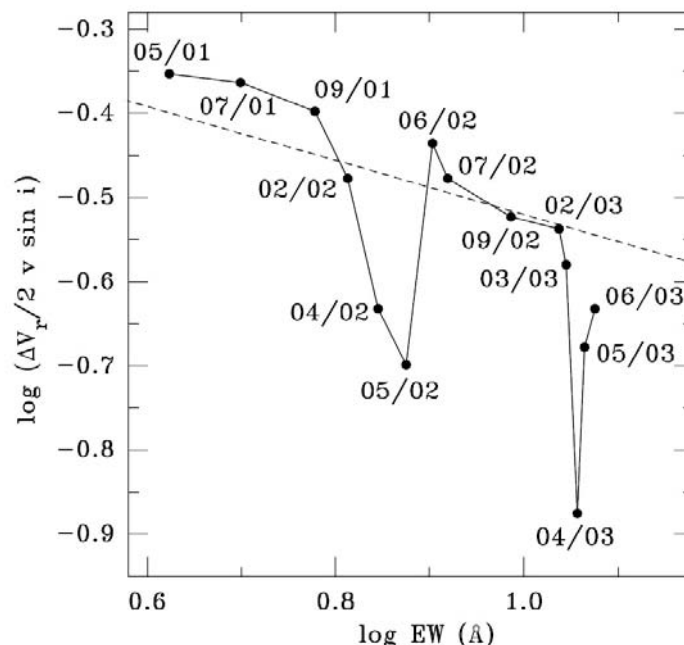


Figure 104 : D'après Miroshnichenko et al. (2003). Largeur équivalente (EW) de la raie $H\alpha$ de δ Scorpii tracée en fonction de la séparation du double pic (ΔV_r) normalisée par $2v \sin i$. Ce graphique correspond au diagramme DPS/Intensité présenté à la Section 6.3 dans le cas de l'étoile Achernar.

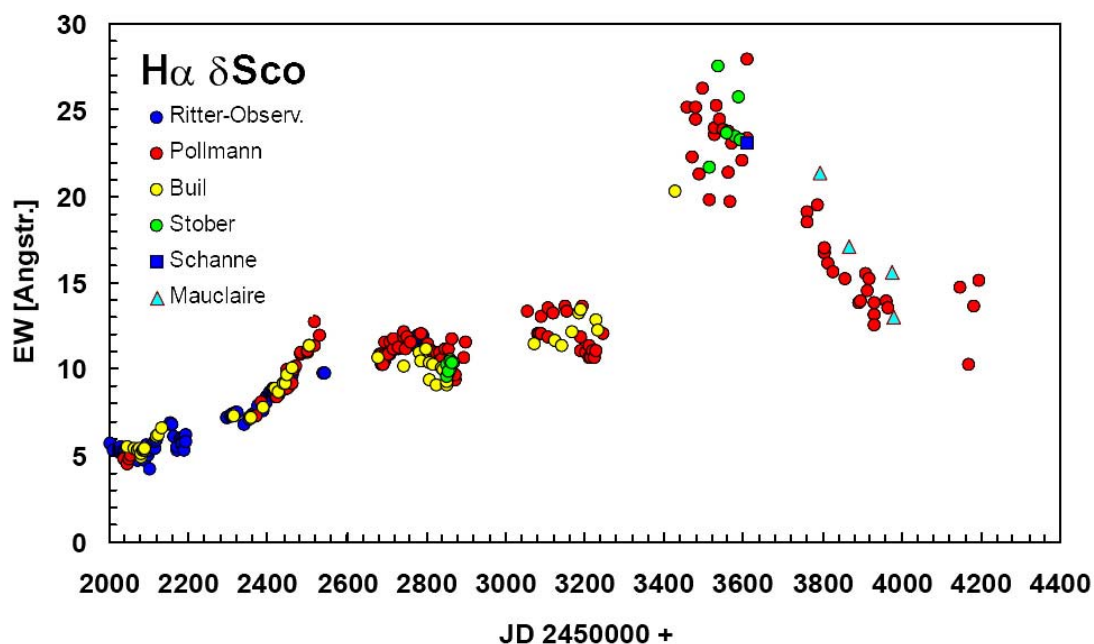


Figure 105 : Evolution de la largeur équivalente (EW) de la raie H α de δ Scorpii pour une période allant de Mars 2001 (JD=2452000) à Avril 2007.

6.5.3 Demandes d'observations interférométriques

Une première campagne d'observation AMBER de δ Scorpii a été conduite du 30 Août au 6 Septembre 2007. Les configurations du VLTI et de l'instrument AMBER utilisées pour chacune des 6 observations sont présentées Tableau 11.

Afin de maximiser la couverture du plan de fréquences spatiales, deux triplets de télescopes ont été utilisés, l'un aligné (E0-G0-H0) et comprenant des bases de 16, 32, et 48 m, et l'autre en triangle (D0-G1-H0), avec des bases de 71.5, 71.5, et 64 m. Les configurations AMBER utilisées sont aussi le plus variées possibles. Ainsi les trois modes de dispersion spectrales disponibles ont été utilisées. L'observation en mode MR et HR a été centrée sur la raie Br γ afin de pouvoir étudier la cinématique de l'enveloppe, et celle en mode LR concerne l'ensemble du domaine spectral accessible par l'instrument (bandes J, H, K).

Les données relatives à ces observations n'ayant pas encore été réduites, aucune analyse les concernant n'est présentée ici. Néanmoins, en considérant la couverture du plan des fréquences spatiales, la diversité des configuration spectrales utilisées, et la qualité de la plupart des observations, elles devraient permettre une étude de δ Scorpii comparable (les données MIDI en moins) à celle effectuée sur α Arae.

Date d'observation	Triplet utilisé	Configuration spectrale	DIT (s)
30/08/2007 23:29	E0-G0-H0	MR / bande K / 2.1 μ m	0.1
01/09/2007 23:56	E0-G0-H0	LR / JHK	0.05
04/09/2007 23:44	D0-G1-H0	LR / JHK	0.1
05/09/2007 23:50	D0-G1-H0	MR / bande K / 2.1 μ m	1
06/09/2007 00:16	D0-G1-H0	MR / bande K / 2.1 μ m	0.5
06/09/2007 02:39	D0-G1-H0	HR / bande K / 2.21 μ m	10

Tableau 11 : Date d'observation, triplet utilisé, configuration spectrale et temps d'intégration (DIT) de l'instrument AMBER utilisés lors de la campagne d'observation de δ Scorpii du 30 Août au 06 Septembre 2007.

Cependant l'obtention d'un modèle à un instant donné pour cette étoile dont l'enveloppe est fortement variable ne suffit pas à la compréhension de l'ensemble des mécanismes d'éjection et de réorganisation la matière dans son environnement circumstellaire. Il convient également, d'effectuer, tout comme pour Achernar, un suivi long terme de l'étoile en utilisant de préférence les mêmes bases projetées afin de faciliter la modélisation des variations interférométriques.

Dans ce but, une demande d'observation a été soumise à l'ESO afin d'obtenir 12 points de visibilité calibrés (module, phase différentielle, et clôture de phase) en mode LR. Cette observation devra être répétée tous les 6 mois en observant l'étoile avec les mêmes bases projetées sur le plan du ciel. La couverture du plan des fréquences spatiales pour la configuration choisie (triplets A0-D0-H0 et A0-K0-G1) est présentée Figure 105.

Cette configuration devrait permettre d'étudier la dépendance azimuthale de la distribution de brillance de l'objet ainsi que sa dépendance radiale, ce qui permettra comme le montre la Figure 106, de discriminer entre de nombreux modèles et de déterminer précisément les paramètres de ceux-ci (par exemple : rayon externe et interne dans le cas d'un anneau). Cette étude doit se poursuivre au moins jusqu'au passage de ce système binaire au prochain périastre, c'est-à-dire en 2011.

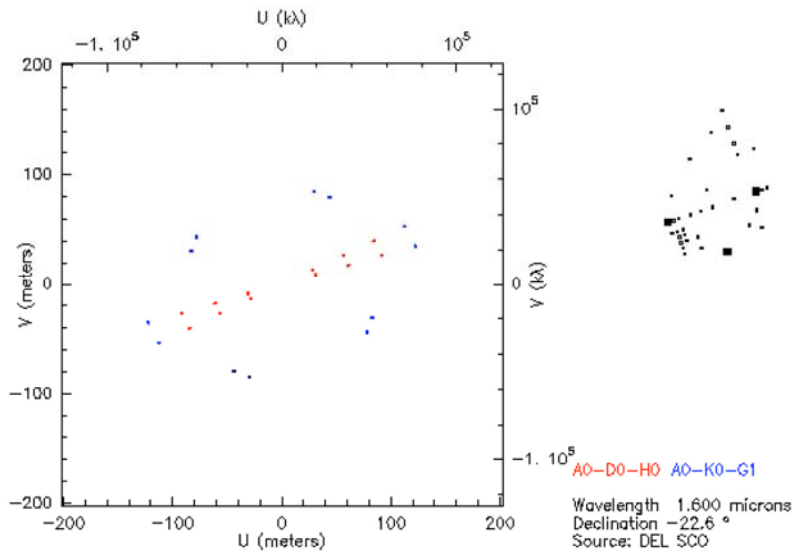


Figure 105 : Couverture du plan des fréquences spatiales utilisant 2 triplets (A0-D0-H0 et A0-K0-G1) et un faible effet de supersynthèse dû à la rotation de la Terre (2 observations pour AH=-1h et AH=+1h).

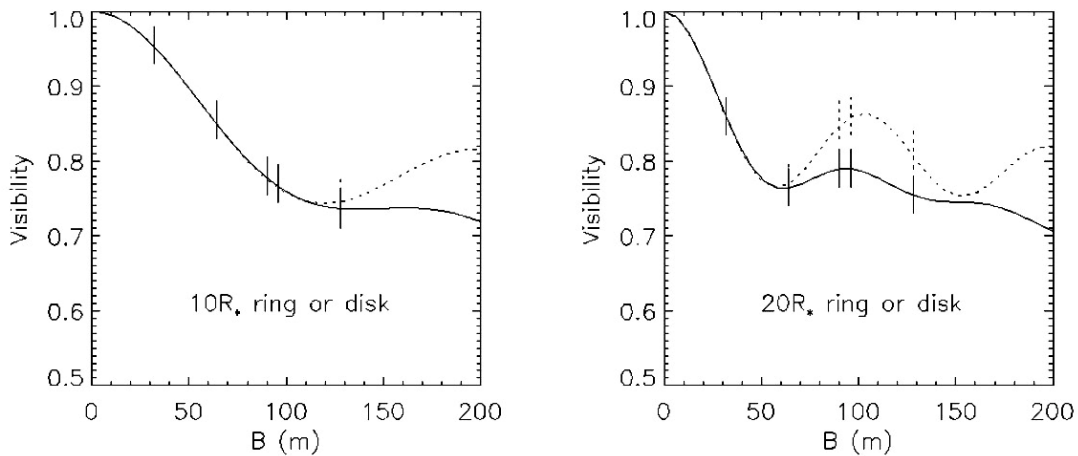


Figure 106 : Visibilités théoriques pour des modèles simples d'étoile non-résolue + disque uniforme (trait plein) ou anneaux uniformes (pointillés) pour un rayon de l'enveloppe de 10R* (à gauche) et 20R* (à droite). Les traits verticaux représentent les fréquences spatiales mesurées avec la configuration du VLTI décrite Figure 105. Leur amplitude est de l'ordre des barres d'erreur actuelles d'AMBER pour ce type d'observation.

Conclusion et perspectives

Plusieurs questions essentielles concernant la compréhension de la physique des étoiles chaudes actives vont probablement trouver leurs réponses dans les années à venir grâce à des campagnes d'observations multitechniques et au développement de modèles plus complexes prenant en compte un nombre plus important de phénomènes physiques. C'est le cas en particulier des questions relatives aux mécanismes provoquant l'éjection de la matière depuis la photosphère de l'étoile ainsi qu'à ceux régissant la réorganisation de celle-ci dans l'environnement circumstellaire.

L'interférométrie jouera, comme je l'ai montré, un rôle primordial dans l'étude de ces objets en ouvrant l'accès à de la très haute résolution angulaire, et en permettant, en la combinant à de la haute résolution spectrale, une étude complète de leur cinématique. Avec le développement d'instruments recombinaut simultanément un grand nombre de télescopes (4 pour MATISSE et GRAVITY, 6 pour VSI, 8 pour VIDA) la reconstruction d'images par échantillonnage de la transformée de Fourier de l'objet sera facilitée. L'augmentation de la sensibilité des instruments permettra également d'augmenter l'échantillon d'étoiles dont l'étude sera possible avec ces techniques.

Les premières observations d'étoiles chaudes actives effectuées avec les instruments VINCI, AMBER et MIDI présentées ici, sont ainsi très encourageantes. Dans le cas des étoiles Be classiques, ces données, couplées avec des observations photométriques et spectroscopiques, ont permis de progresser fortement dans la caractérisation de l'environnement circumstellaire de chacune des trois étoiles étudiées, et de mettre ainsi en évidence leurs points communs et leurs différences.

Le Tableau 10 présente les principaux paramètres concernant les trois objets de ce type que j'ai étudiés durant ma thèse. Ainsi, comme je l'ai déjà évoqué, la présence d'un vent polaire important dans l'environnement circumstellaire d'une étoile Be classique semble décorrélée de celle d'un disque équatorial. Notons à contrario que les deux étoiles pour lesquelles cette composante a été détecté (α Arae et Achernar) semblent être des rotateurs quasi-critiques contrairement au cas de κ CMa. Il est donc possible que la présence du vent polaire soit une conséquence de la rotation quasi-critique de l'étoile centrale et plus particulièrement de l'effet Von Zeipel induit aux pôles par celle-ci. De plus, la rotation critique permet également d'expliquer l'éjection de matière aux faibles latitudes et la formation d'un disque équatorial. Ainsi, mes études sur ces quelques objets m'ont conduit à formuler une question : Les étoiles Be classiques forment-elles un groupe homogène d'étoiles ou existe-t-il des sous-groupes pour lesquels les phénomènes dominants l'éjection de matière sont différents ?

Les premières observations présentées dans ce mémoire semblent conclure à l'existence d'au moins deux groupes parmi ces objets. Le premier est formé par les rotateurs quasi-critiques α Arae et Achernar. Si la rotation semble être le facteur dominant l'éjection de matière pour ces deux étoiles, il existe néanmoins une différence fondamentale entre elles. Dans le cas d' α Arae le disque équatorial est permanent et relativement stable dans le temps alors qu'Achernar possède un disque intermittent dont la formation et la dissipation ne peuvent être expliquées par la seule rotation quasi-critique de l'étoile et nécessite donc l'introduction d'un mécanisme supplémentaire variable dans le temps. La binarité semble être le phénomène le plus à même d'expliquer ces variations. En effet, tout comme pour δ Scorpil, la présence d'un compagnon dont l'orbite serait très excentrique pourrait expliquer les variations de l'environnement circumstellaire de cette étoile. L'influence du compagnon putatif d' α Arae sur l'éjection de matière reste, quand a elle, à démontrer, et il est possible que la différence fondamentale entre ces objets proviennent de l'excentricité de l'orbite du compagnon (orbite excentrique $\Leftrightarrow$ disque intermittent, orbite circulaire $\Leftrightarrow$ disque permanent).

		α Arae	κ CMa	Achernar
★	Rotation stellaire	97% V_c	52% V_c	$\sim V_c$
Disque équatorial	Rayon (bande K)	$32R_\star$ Indépendant de λ	$23R_\star$	Intermittent $R_{\max} \sim 4.8R_\star$ (képlérien)
	Flux (Bande K)	40%	50%	$< 5\%$ (2002)
	Expansion	négligeable	négligeable	0.2 km.s^{-1}
	Loi de Rotation	0.48 (quasi képlérien)	0.3 (sub-képlérien)	??
Vent polaire	Extension	$> 10R_\star$	Non détecté	$> 10R_\star$
	Flux (bande K)	1-5%	X	3-4% (Bande H)
	Angle d'ouverture	$50 \pm 10^\circ$	X	$5-40^\circ$

Tableau 11 : Rotation stellaire et géométrie et cinématique de l'environnement circumstellaire (disque équatorial et/ou vent polaire) déduits des études effectuées durant ma thèse pour les étoiles Be classiques α Arae, κ CMa et Achernar.

Le second « sous-groupe » serait alors formé par les rotateurs non critiques (κ CMa) présentant un disque équatorial en rotation sub-képlérienne et pas de vent polaire détectable. Dans ce cas, la rotation rapide ($0.52v_c$) ne compense que 15 à 20% de la gravité de l'étoile et ne permet donc pas d'expliquer l'éjection de matière depuis la surface de l'étoile. D'autres phénomènes doivent donc être invoqués pour permettre d'expliquer l'éjection de matière. Notons que la température effective de cette étoile est supérieure à celle des deux autres étudiées (22500K) et qu'il s'agit d'une sous-géante (classe IV) ce qui implique une luminosité et donc une pression de radiation supérieure à celle d' α Arae et d'Achernar. L'éjection de matière des étoiles de ce sous-groupe pourrait alors être dominée par les forces radiatives, ce qui impliquerait que seuls les objets les plus brillants et les plus chauds puissent en faire partie. Il est par exemple possible que l'éjection de matière pour γ Cas, étoile de classe spectrale B0IV, et pour ξ Tau (B2IV), objets déjà observés en interférométrie et ne semblant pas posséder de vent polaire important, soit également dominés par la pression de radiation et non pas par la rotation. Notons également que ces trois objets possèdent des ondes de surdensité en précession dans leurs disques.

Ces premières étoiles Be classiques étudiées avec le VLTI ont été où seront de nouveau observées afin d'affiner la connaissance de leur environnement circumstellaire ou dans le cas d'Achernar, de la photosphère de l'étoile. Comme je l'ai déjà annoncé, des projets de reconstruction d'image d' α Arae et d'Achernar et l'étude de ces objets en utilisant le mode HR d' AMBER sont en cours. Les premières données interférométriques obtenues sur δ Scorpii sont actuellement en cours de réduction, et cette étoile sera probablement suivie au moins jusqu'au prochain passage de son compagnon au périastre. D'autres étoiles Be vont également être observées avec AMBER (α Col, κ Oph). L'augmentation de notre échantillon d'étoiles Be classiques observées est essentielle afin de pouvoir définir quels sont les traits caractéristiques de ce type d'étoile et l'existence ou non de sous-groupes en son sein. Une étude de la variation de la taille de l'enveloppe en fonction de la longueur d'onde doit également être conduite comme cela a été le cas pour α Arae en utilisant AMBER et MIDI pour les objets les plus proches. Enfin, la mise en service de l'instrument VEGA sur l'interféromètre CHARA ouvre également de nouvelles possibilités tant dans l'étude des environnements circumstellaires que celle des photosphères, et permet d'accéder de nouveau aux étoiles Be de l'hémisphère Nord.

N'ayant pu aborder que très succinctement le cas des Ae/Be de Herbig et des B[e] durant ma thèse, peu de conclusions générales peuvent être déduites des études menées à partir des observations AMBER de MWC 297 et MIDI de HD 62623. Ces observations montrent néanmoins l'intérêt de l'interférométrie, tant en ce qui concerne l'étude de leur géométrie dans le proche et le moyen infrarouge que celle de la cinématique du gaz circumstellaire en utilisant la raie Br γ . Ces premières observations d'étoiles dont l'environnement circumstellaire est composé à la fois de gaz et de poussière mettent également en lumière la nécessité de développer un code permettant de modéliser simultanément ces deux composantes. Ainsi le couplage du code SIMECA et d'un code de modélisation d'une enveloppe de poussière est une des priorités de notre équipe dans l'étude de ce type d'objet fait l'objet du travail de thèse mené par Samer Kanaan sous la direction de Philippe Stee et en collaboration avec l'équipe de Gert Weigelt. D'autres objets de ce type sont ou seront également observés avec AMBER et MIDI...

...le travail ne manquera donc pas pour les prochaines années !!!

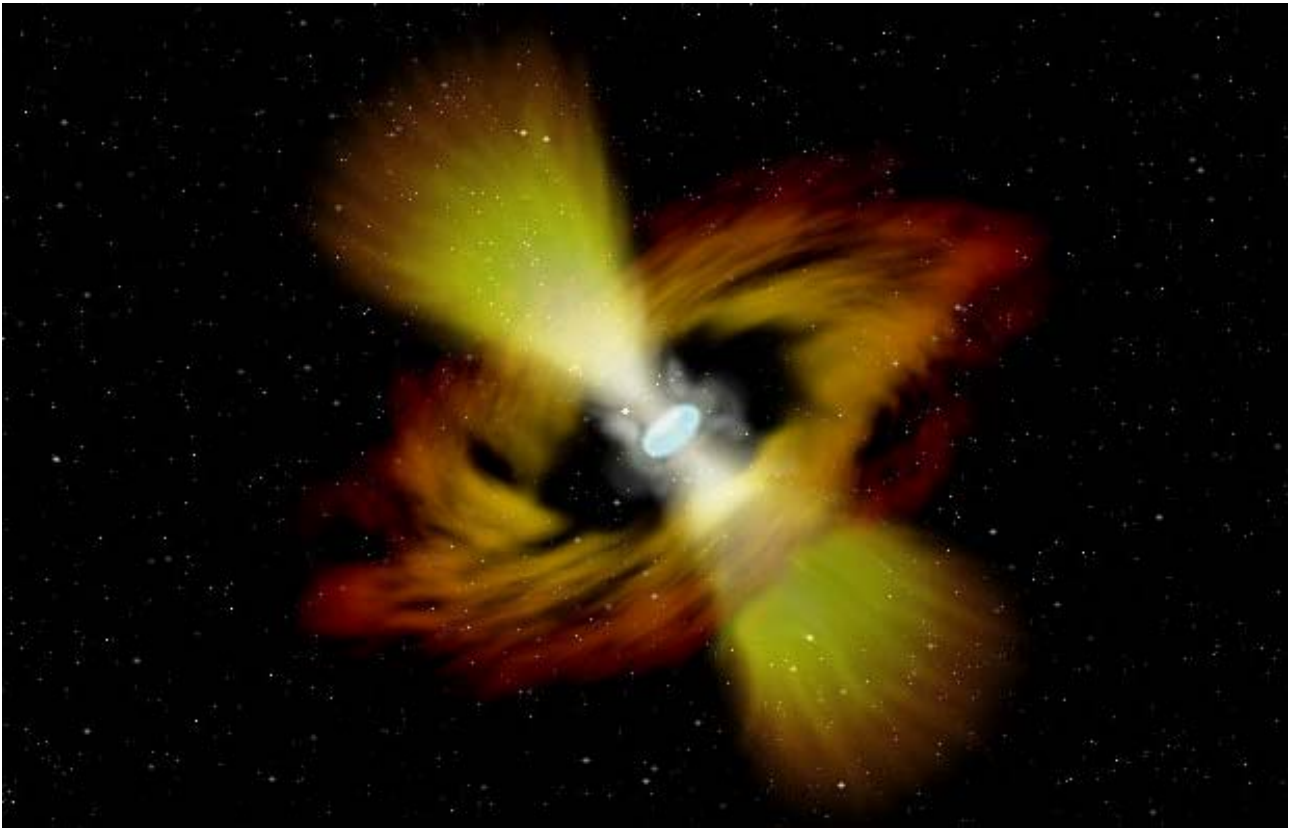


Figure 107 : Vue d'artiste d'Achernar (étoile aplatie et affectée par l'assombrissement gravitationnel) et de son environnement circumstellaire constitué d'un vent polaire et d'un disque équatorial intermittent dessiné ici au maximum d'émission de la raie H α (1993).

Bibliographie

- Abott D.C., 1979, IAU 83, 237
Abuter R., Rabien S., Eisenhauer F. et al., 2006 SPIE 6268, 93
Allen C.W., Astrophysical Quantities, The Athlone Press
Andrews P.J. & Breger M., 1966, Observatory 86, 108
Andrillat Y. & Fehrenbach Ch., 1982, A&AS 48, 93
Baade D., 1984, A&A 135, 101
Banerjee D.P.K., Rawat S.D. & Janardhan P., 2000, A&AS 147, 229
Barker P. K., Marlborough J. M., Landstreet J. D. & Thompson I. B., 1985 ApJ 288, 741
Bedding T.R., 1993, AJ 106, 768
Berio P., Stee Ph., Vakili F. et al., 1999, A&A 345, 203
Bittar J., 2001, Thèse de Docteur de l'Université de Toulouse III
Bjorkman J.E. & Cassinelli J.P., 1993, ApJ 409, 429
Cardelli J.A., Clayton, G.C. & Mathis J.S., ApJ 345, 245
Cassinelli J.P., Brown J.C., Maheswaran M. et al., 2002, ApJ 578, 951
Castor J.I., Abbott D.C. & Klein R.I., 1975, ApJ 195, 157
Curtiss R.H., 1915, Publication of the Astronomical Observatory of Michigan 2, 1
Chesneau O., Meilland A., Rivinius T. et al., 2005, A&A 435, 275
Chesneau O., 2007, NewAR 51, 666
Dachs J., Maitzen H.M., Moffat A.F.J. et al., 1977, A&A 56, 417
Dachs J., Eichendorf W., Schkeicher H. et al., 1981, A&AS 43, 427
Dachs J., Hanuschik R.W., Kaiser D. et al., 1986 A&AS 63, 87
Dachs J., Hummel W. & Hanuschik R.W., 1992 A&AS 95, 437
de Araùjo F.X. de Freitas-Pacheco J.A., 1989, MNRAS 241, 543
de Araùjo F.X., de Freitas-Pacheco J.A. & Petrini D., 1994, MNRAS 267, 501
Doazan V., Barylak M., Rusconi L. et al., A&A 210, 249
Domiciano de Souza A., Vakili F., Jankov S. et al., 2002, A&A 393, 345
Domiciano de Souza A., Kervella P., Jankov S. et al., 2003, A&A 407, 47
Domiciano de Souza A., Driebe T., Chesneau O. et al., 2007, A&A 464, 81
Donati J.F., Wade G.A., Babel J. et al., 2001 MNRAS 326, 1265
Drew J.E., Busfield G., Hoare M.G. et al., 1997, MNRAS 286, 538
Fabregat J., Reig P. & Otero S., 2000, IAUC 7461
Frémat Y., Zorec J., Hubert, A.-M. & Floquet M., 2005, A&A 440, 305
Ferne J.D., 1975, ApJ 201, 179
Floquet M., Hubert A.M., Hubert H. et al., 1996, A&A 310, 849
Guilloteau S., Dutrey A. & Simon M., 1999, A&A 348, 570
Hanuschik R.W., Kozok J.R. & Kaiser D., 1988 A&A 189, 147
Hanuschik R.W., Hummel W., Sutorius E. et al., 1996, A&AS 116, 309
Harmanec P. & Krýz S., 1976 IAUS 70, 385
Harmanec P., 1986, IAU Colloquim 92
Hartkopf W.L., Mason B.D. & McAlister H.A., 1996, AJ 111, 370
Herbig G.H., 1959, ApJS 4, 337
Hirschi R., Meynet G. & Maeder A., A&A 443, 581
Huang S., 1972, ApJ 171, 549
Huggins W., 1867, Astronomical Register 5, 34
Hummel W., 1994, A&A 289, 458
Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A. et al., 1976, ubss book
Jaschek C. & Jaschek M. & Kucewicz B., 1964, Zestschrift f. Astrophys., 59, 108

Jaschek C. & Jaschek M., 1965, PASP 77, 376
 Jaschek C. & Jaschek M., 1992, A&AS 95, 535
 Jocou L., Benisty M., Berger J.P. et al., 2006, SPIE 6268, 103
 Johnson H.L., Iriarte B., Mitchell R.I. et al., 1966, CoLPL, 4, 99
 Kervella P. & Domiciano de Souza A., 2006, A&A 453, 1059
 Kervella P. & Domiciano de Souza A., 2007, A&A 474L, 49
 Krýz S. & Harmanec P., BAICz 26, 65
 Kuiper G.P., 1914, ApJ 93, 133
 Lagarde S., Lopez B., Antonelli P. et al., 2006, SPIE 6268, 115
 Lamers H.J.G. & Pauldrach A.W.A., 1991, A&A 244, 5
 Lardiere O., Mourard D., Patru F. et al., 2004 SPIE 5491, 415
 Léna P., Méthode physiques de l'observation
 Lynden-Bell D. & Pringle J. E., 1974, MNRAS 168, 603
 Maeder A., Grebel E.K. & Mermilliod J.C., 1999, A&A 346, 459
 Maeder A., Meynet G., 2001, A&A 373, 555
 Malbet F. & Bertout C., 1995, A&AS, 113, 369
 Malbet F., Lachaume R., Berger J.-P. et al., 2005, A&A 437, 627
 Malbet F., Benisty M., de Wit W.-J. et al., 2007, A&A 464, 43
 Martayan C., 2005, Thèse de Docteur de l'Université de Paris XI Orsay
 McLean I.S. & Clarke D., 1979, MNRAS 186, 245
 Meilland A., Stee Ph., Zorec J. & Kanaan S., 2006, 455, 953
 Meilland A., Stee Ph., Vannier M. et al., 2007, A&A 464, 59
 Meilland A., Millour F., Stee Ph. et al., 2007, A&A 464, 73
 Meynet G. & Maeder A., 2005, A&A 429, 581
 Millour F., 2006, thèse de Dcoteur de L'université de Joseph Fourier, Grenoble I
 Miroshnichenko A.S., Fabregat J., Bjorkman D.C. et al, 2001, A&A 377, 485
 Miroshnichenko A.S., Bjorkman K.S., Morrison N.D. et al., 2003, A&A 408, 305
 Moujtahid A., 1998, Thèse de Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie.
 Mourard D. Bonneau D., Clausse J.-M. et al., 2006, SPIE 6268, 118
 Morozov V.N., 1973, Ap 9, 221
 Neiner C., Hubert A.-M., Frémat Y. et al., 2003, A&A 409, 275
 Okazaki A.T., 1997, A&A 318 ,548
 Otero S., Fraiser B. & Christopher L, 2001, IBVS 5026
 Owocki S.P., Cranmer S.R. & Gayley K.G., ApJ 472, 115
 Patru F., 2007, Thèse de Docteur de l'Université de Nice
 Petrov R., Malbet F., Weigelt G. et al., 2007, A&A 464, 1
 Poeckert R. & Marlborough J.M., 1978, ApJS 38 229
 Pogodin M.A., 1997, A&A 317, 185
 Popper D.M., 1980, ARA&A, 18, 115
 Porter J.M., 1996, MNRAS 280, 31
 Porter J.M & Rivinius T., 2003 ASP 115, 1153
 Quirrenbach A., Buscher D.F., Mozurkewich D. et al., 1994, A&A 283, 13
 Rivinius T. et al, 1997, A Half Century of Stellar Pulsation Interpretation: A tribute to A.N. Cox.
 Rivinius Th., Baade D., Štefl S. & Maintz M., A&A 379, 257
 Rivinius T, Baade D. & Štefl S., 2003, A&A 411, 229
 Robbe-Dubois S., Lagarde S., Petrov R. et al., 2007, A&A 464, 13
 Rosseland S., 1926, ApJ 63, 218
 Secchi A., 1867, Astronomische Nachrichten 68, 63
 Shakura N.I. & Syunyaev R.A., 1973, A&A 24, 337
 Slettebak A., 1982, ApJ 50, 55
 Smith M.A., 1995, ApJ 442, 812
 Sobolev V.V., 1958, Theoretical Astrophysics, ed. Mir, Moscou

Sobolev V.V., 1960, Moving envelopes of stars, Harvard University Press
 Soderblom D.R., Nelan E., Benedict G.F. et al., 2005, AJ 129, 1616
 Stee Ph. & de Araujo F. X., 1994, A&A 292, 221
 Stee Ph, 1995, Thèse de Docteur de l'Université de Paris VII
 Stee Ph, de Araujo F.X., Vakili F et al., 1995, A&A, 300, 219
 Stee Ph, 1996, A&A 311, 945
 Stee Ph. & Bittar J., 2001, A&A, 367, 532
 Stee Ph, 2002, JENAM
 Stee Ph, Bittar J. & Lopez B., 2004, ApJ 602, 978
 Stee Ph., Mourard D., Bonneau, D. et al., 2006, SPIE 6268, 119
 Struve O., 1931, ApJ 73, 94
 Swings J.P., 2006 ASP, 355
 Tatulli E., Millour F., Chelli A., et al., 2007, A&A 464, 29
 Thompson G.I., Nandy K., Jamar C. et al., 1978, csuf book
 Townsend R.H.D., Owocki S.P. & Howarth I.D., 2004, MNRAS 350, 189
 Tycner C., Hajian, A.R., Armstrong J.T. et al., 2004, AJ 127, 1194
 Uesugi A. & Fukuda I., 1970, crvs book
 Vakili F., Mourard D., Stee Ph. et al., 1998, A&A 335, 261
 Vinicius M.M.F., Zorec J., Leister N.V. & Levenhagen R.S., 2006, A&A 446, 643
 Waters L.B.F.M., 1986 A&A 162, 121
 Yudin R.V. & Evans A., 1998, A&AS, 131, 401
 Zorec J., 1981, IAUC 59, 330

ANNEXES

Liste des articles présentés en annexe :

I

First VLT/MIDI observations of a Be star: Alpha Arae
A&A 2005 435 275
Chesneau, Meilland, Rivinius, Stee et al.

II

First direct detection of a Keplerian rotating disk around the Be star α Arae using the VLT/AMBER instrument
A&A 2007 464 59
Meilland, Stee, Vannier, Millour et al.

III

An asymmetry detected in the disk of κ CMa with the AMBER/VLT
A&A 2007 464 73
Meilland, Millour, Stee, Domiciano de Souza et al.

IV

Disk and wind interaction in the young stellar object MWC 297 spatially resolved with VLT/AMBER
A&A 2007 464 43
Malbet, Benisty, de Wit, Kraus, Meilland et al.

V

Be stars: one ring to rule them all?
A&A 2006 455 953
Meilland, Stee, Zorec & Kanaan

VI

Disk and wind evolution of the fast rotator Achernar
Article soumis à A&A
Kanaan, Meilland, Stee, Zorec, Domiciano de Souza & Briot

I

*First VLT/MIDI observations of
a Be star: Alpha Arae*

First VLT/MIDI observations of a Be star: Alpha Arae[★]

O. Chesneau^{1,2}, A. Meilland², T. Rivinius³, Ph. Stee², S. Jankov⁴, A. Domiciano de Souza⁵, U. Graser¹, T. Herbst¹, E. Janot-Pacheco⁶, R. Koehler¹, C. Leinert¹, S. Morel⁷, F. Paresce⁷, A. Richichi⁷, and S. Robbe-Dubois⁴

¹ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany
 e-mail: Olivier.Chesneau@obs-azur.fr

² Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS UMR 6203, Avenue Copernic, Grasse, France

³ Landessternwarte Heidelberg, Königstuhl 12, 69117 Heidelberg, Germany

⁴ Laboratoire Universitaire d’Astrophysique de Nice, France

⁵ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁶ Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo (IAG-USP), CP 9638, 01065-970 São Paulo, Brazil

⁷ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, 85748 Garching, Germany

Received 6 September 2004 / Accepted 5 January 2005

Abstract. We present the first VLT/MIDI observations of the Be star alpha Ara (HD 158 427), showing a nearly unresolved circumstellar disk in the *N* band. The interferometric measurements made use of the UT1 and UT3 telescopes. The projected baselines were 102 and 74 meters with position angles of 7° and 55°, respectively. These measurements put an upper limit on the envelope size in the *N* band under the uniform disk approximation of $\phi_{\max} = 4 \pm 1.5$ mas, corresponding to $14 R_{\star}$, assuming $R_{\star} = 4.8 R_{\odot}$ and the Hipparcos distance of 74 pc.

On the other hand the disk density must be large enough to produce the observed strong Balmer line emission. In order to estimate the possible circumstellar and stellar parameters we have used the SIMECA code developed by Stee et al. (1995, A&A, 300, 219) and Stee & Bittar (2001, A&A, 367, 532). Optical spectra taken with the échelle instrument HEROS and the ESO-50 cm telescope, as well as infrared ones from the 1.6m Brazilian telescope were used together with the MIDI spectra and visibilities. These observations place complementary constraints on the density and geometry of the alpha Ara circumstellar disk. We discuss the potential truncation of the disk by a companion and we present spectroscopic indications of a periodic perturbation of some Balmer lines.

Key words. techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – stars: emission-line, Be – stars: winds, outflows – stars: individual: α Ara – circumstellar matter

1. Introduction

Be stars are hot stars exhibiting the so-called Be phenomenon, i.e. Balmer lines in emission and infrared excess. Optical/infrared and ultraviolet observations of Be stars have been widely interpreted as evidence for two quite distinct regions in the circumstellar environment of these objects: a rotating, dense equatorial region, called the “disk” in the following, and a diluted polar region which expands with velocities that may reach 2000 km s^{−1} (e.g. Marlborough 1986).

The thermal infrared domain is an important spectral region where the transition between the optically thin and thick disk occurs. The optically thick disk emission increases from 7 to 15 μ m. It reaches about half of the total continuum flux at 8 μ m and dominates the Spectral Energy Distribution (SED) almost completely at 15–20 μ m (Gehrz et al. 1974). The flux from the central star at these wavelengths is 10 to 50 times fainter

compared to $\lambda = 2 \mu$ m whereas the ratio $F_{\text{env}}/F_{\star}$ reaches a factor of 4–10. In particular for nearly edge-on disks, the flux from the optically thick disk is very sensitive to the inclination angle, since it is proportional to the emitting surface.

Observations at 20 μ m by Gehrz et al. (1974) demonstrated that the mid-IR excess is due to free-free emission from the hydrogen envelope. The ad-hoc model from Waters (1986) has been successful explaining near- and far-IR observations and is coherent with polarization data (Coté & Waters 1987; Waters & Marlborough 1992; Dougherty et al. 1994; Coté et al. 1996). In this model the IR excess originates from a disk with an opening angle θ and a density distribution $\rho(r) \propto r^{-n}$ seen at an observer’s angle i . From IRAS data of four Be stars Waters found that the far-IR slope of the SED is not strongly influenced by the opening angle, as long as $\theta + i \leq 90^\circ$. Moreover, he found that $n = 2.4$ gives a good agreement for χ Oph, δ Cen and ϕ Per if the disk is truncated to $6.5 R_{\star}$.

Interferometry in the visible has also been used to study the circumstellar environment of Be stars (Thom et al. 1986;

[★] Based on observations made with the Very Large Telescope Interferometer at Paranal Observatory.

Mourard et al. 1989; Quirrenbach et al. 1994; Stee et al. 1995). Quirrenbach et al. (1997) gave an upper limit on the opening angle of about 20° and using spectral Differential Interferometry (DI), structures within Be disks were monitored with a high spatial resolution over several years (Vakili et al. 1998; Berio et al. 1999). Nevertheless, the disk extension at IR wavelengths is still subject of an active debate since various authors give quite different extensions as a function of wavelength. For instance Waters (1986) found a typical IR extension of $16 R_\star$ from 12, 25 and $60 \mu\text{m}$ observations, Gehrzt et al. (1974) found $8 R_\star$ at 2.3 and $19.5 \mu\text{m}$, Dougherty et al. (1994) a disk size larger than $20 R_\star$ in the near-IR, and finally Stee & Bittar (2001) obtained that the Br γ emission line and the nearby continuum originates from a very extended region with a typical size of $40 R_\star$.

In order to solve this issue, we have used the VLTI/MIDI interferometer to obtain the first IR measurements in the N spectral band of a Be star. The selected target, alpha Ara (HD 158 427, HR 6510, B3 Ve), is one of the closest Be stars with an estimated distance of 74 ± 6 pc derived from the Hipparcos parallax, and is well known as an emission line star since the discovery of its H β emission by Pickering (1896, 1896). Alpha Ara is a 2.9 mag star in the Johnson V-band and its IRAS flux at 12 micron is 12.7 Jy. Its color excesses $E(V - L)$ and $E(V - 12 \mu\text{m})$ are respectively 1.8 and 2.23, being among the highest of its class. The projected rotational velocity $v \sin i$ has been estimated to be $250\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$ (Yudin 2001; Chauville et al. 2001). An intrinsic linear polarization of $PI \approx 0.6\%$ with a Position Angle (PA) of 172° has also been detected (McLean & Clarke 1979; Yudin 2001). Since the disk orientation is expected to be perpendicular to this direction, we expect the disk major-axis to be around $PA \approx 82^\circ$ (Wood et al. 1996a; Quirrenbach et al. 1997).

The spectral type definition of alpha Ara is constant in the literature ranging from B2 Ve to B3 Ve. We adopted B3 Ve following the latest study of Chauville et al. (2001). The typical stellar radius and effective temperature for this spectral type are $4.8 R_\odot$ and $T_{\text{eff}} = 18\,000$ respectively.

By using IRAS observations of alpha Ara, Waters (1986) estimated the outer disk radius is estimated as about $7 R_\star$, i.e. 2.1 mas at a distance of 74 pc. Stee (2003) predicts the visibility of alpha Ara at $2 \mu\text{m}$ to be lower than 0.2 with a 60 m baseline, i.e. fully resolved. Using the same model parameters, a significant visibility loss should still be detectable in the N band. This paper will show that at $10 \mu\text{m}$ alpha Ara is in fact unresolved which, combined with spectroscopic data, puts some constraints on density, inclination angle, disk orientation and distance of alpha Ara.

The paper is organized as follows. In Sect. 2 we present the interferometric MIDI observations and the H -band spectroscopy. Section 3 briefly describes the SIMECA code and the envelope parameters used for the modeling of alpha Ara. The modeling strategy is described in detail. In Sect. 4 we present our theoretical results and discuss the possibility for a close but unseen companion to truncate the disk making alpha Ara unresolved in the N band. Section 5 presents some spectroscopic variations of the H β line profile that may be further evidence of this hypothetical companion. Finally, Sect. 6 draws the main

Table 1. Journal of observations.

June, 16, 2003 night, $B = 102$ m, $PA = 7^\circ$			
Star	Template	Time	Frames
HD 165 135	tracking	00:36:11	15 000
HD 165 135	phot. UT1	00:42:33	2000
HD 165 135	phot. UT3	00:44:12	2000
HD 152 786	tracking	01:06:42	12 000
HD 152 786	phot. UT1	01:12:15	3000
HD 152 786	phot. UT3	01:14:33	3000
α Ara	tracking	01:35:27	12 000
α Ara	phot. UT1	01:40:55	3000
α Ara	phot. UT3	01:43:12	3000
HD 165 135	tracking	02:46:05	12 000
HD 165 135	phot. UT1	02:51:32	3000
HD 165 135	phot. UT3	02:46:05	3000
α Aql	tracking	06:44:35	12 000
α Aql	phot. UT1	06:50:08	3000
α Aql	phot. UT3	06:52:14	3000
June, 17, 2003 night, $B = 79$ m, $PA = 55^\circ$			
HD 139 997	tracking	05:31:17	10 000
HD 139 997	phot. UT1	05:35:38	2000
HD 139 997	phot. UT3	05:37:29	2000
HD 168 545	tracking	06:35:05	15 000
HD 168 545	phot. UT1	06:40:33	2000
HD 168 545	phot. UT3	06:42:21	2000
α Ara	tracking	07:09:19	12 000
α Ara	phot. UT1	07:14:47	3000
α Ara	phot. UT3	07:17:05	3000

conclusions from these first IR interferometric measurements of a Be star.

2. Observations

2.1. Interferometric data

We use the VLTI/MIDI Interferometer described by Leinert et al. (2003a,b) which combines the mid-IR light (N band) from the two VLT Unit Telescopes Antu (UT1) and Melipal (UT3). The observations of alpha Ara were done during the nights of June, 16th and 17th 2003 and are presented in Table 1.

On the 16th of June 2003, alpha Ara was observed with a 102 m baseline and a $PA = 7^\circ$; on June, 17 the projected baseline was 79 m and $PA = 55^\circ$.

The observing sequence described extensively in Przygodda et al. (2003) is summarized hereafter. The chopping mode ($f = 2$ Hz, angle -90°) is used to point and visualize the star. The number of frames recorded by acquisition file are generally 2000, the exposure time is by default 4 ms in order to avoid background saturation. If the result of the acquisition sequence is not satisfactory, this procedure is re-executed. Then, the MIDI beam combiner, the wide slit ($0'.6 \times 2''$), and the NaCl prism are inserted to disperse the light and search

for the fringes by moving the VLTI delay lines. The resulting spectra have a resolution $\lambda/\Delta\lambda \sim 30$.

When searching for the fringe signal, the delay line of the VLTI is moved, while the MIDI internal piezo-driven delay line performs additional scans of the fringe pattern. Once the fringes are found another file is recorded while MIDI tracks the fringes on its own, i.e. by performing a real time estimation of the OPD based on the data continuously recorded. The correction is sent to the VLTI delay lines at a rate of about 1Hz. Finally, the photometric data are recorded in two more files.

In the first file, only one shutter is opened, corresponding to the calibration of the flux from the first telescope, here UT1, and the flux is then divided by the MIDI beam splitter and falls on two different regions of the detector. The total flux is determined separately by chopping between the object and an empty region of the sky, then the source flux is computed by subtraction. Once it has been done, the same procedure is carried out again for the beam arriving from UT3.

We performed the spectral reduction and fringe calibration using a software developed at the Max-Planck Institut für Astronomie in Heidelberg, written in IDL¹. The reader is referred to Leinert et al. (2004) for an extensive discussion on MIDI data reduction and error handling.

The photometric datasets used for the calibration of the contrast of the dispersed fringes are also used for the spectrum flux calibration. The frames obtained on the target and the ones obtained on the sky are averaged. Then, the averaged sky frame is subtracted from the averaged target frame. In the resulting integration, the spectral axis is oriented along the horizontal detector axis. For each detector column, a Gaussian function is fitted to the peak. The position of the spectrum in all illuminated columns, as a function of the column number, is fitted by a quadratic polynomial. In a similar way, the width of the spectrum is fitted by a linear function. This procedure is carried out on both photometric datasets, corresponding to telescopes UT1 and UT3, respectively. Both fits are then averaged and used to create a mask consisting of a Gaussian function with the average position and width of the spectra for each column. Finally, a weighting function is computed to create a mask for the extraction.

The photometric masks are also used to extract the fringe information. Each frame of the fringe data is reduced to a one-dimensional spectrum by multiplying it by the mask, integrating in the direction perpendicular to the spectral dispersion and finally subtracting the two output channels of the beam combiner from each other. The spectra from each scan with the piezo-mounted mirrors are collected and Fourier-transformed from optical path difference (OPD) to frequency space. The fringe amplitude at each wavelength is then obtained from the power spectrum. We typically co-added the signal by bins of four pixels in the dispersion direction to improve the signal-to-noise ratio.

The scans where fringes were actually detected are selected based on the white-light fringe amplitude, i.e. the fringe amplitude that is seen after integrating over all usable wavelengths.

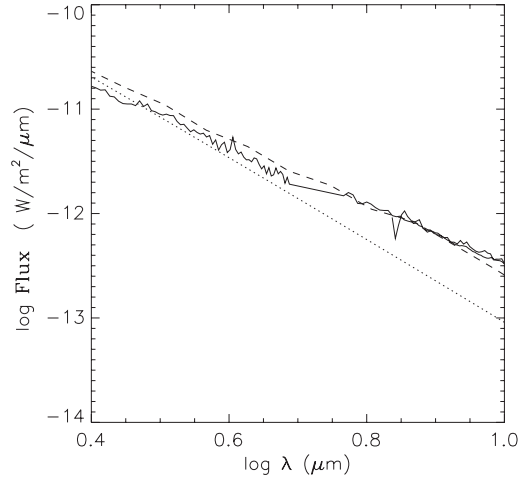


Fig. 1. alpha Ara flux measured by the VLTI/MIDI (8–13 μm) instrument with ISO data (2.5–11.5 μm) plotted as solid line compared with the theoretical SED of the star alone (dashed line) and the star+envelope emission (dotted line) assuming a distance of 105 pc. Note the IR excess starting around 5 μm , i.e. $\log \lambda = 0.7$.

Table 2. Calibrator star parameters, from the MIDI calibrator catalogue (Van Boekel et al. 2005).

Calibrator	Spectral type	Flux ⁱ (Jy)	Uniform disk diameter (mas)
HD 139 997	K5 III	14.5	3.46 ± 0.38
HD 152 786	K3 III	82.2	7.21 ± 0.21
HD 165 135	K0 III	16.3	3.33 ± 0.05
HD 168 454	K3 IIIa	43.7	5.78 ± 0.15

ⁱ IRAS 12.5 μm flux.

The histogram of all white-light fringe amplitudes within a fringe track dataset usually shows a small peak near zero, and a broad peak at higher amplitudes. We interactively set a threshold just below this broad peak, and average the fringe amplitudes of all scans with a white-light fringe amplitude higher than this threshold to give the final fringe amplitude as a function of wavelength. The raw visibility is obtained by dividing the fringe amplitude by the total flux. The calibrated visibility is obtained by dividing the raw visibility of an object by that of a calibrator. The photometrically calibrated flux creating the fringes is called correlated flux.

The interferometric and photometric data are presented in Table 1 and the parameters of the interferometric calibrators are given in Table 2.

The flux calibration has been performed with the data of June 16 only. Alpha Aql was considered as a good calibrator for the absolute flux extraction and we have used the ISO observations of this star as a flux reference (but has not been used as an interferometric calibrator). An independent calibration is performed for the individual spectra from each part of the detector and each telescopes. The airmass is also corrected independently for each of them by using the observations of one calibrator for two different times. Figure 1 shows the VLTI/MIDI Spectral Energy Distribution (SED) with the ISO data and the

¹ Package available at this address:
<http://www.mpia-hd.mpg.de/MIDISOFT/>

theoretical SED obtained with the SIMECA code (see hereafter).

The errors on the observed visibilities are mostly systematic. The statistical signal-to-noise ratio on the white light fringe amplitudes is 5–10 at minimum and much better after adding the several hundred scans taken per interferometric measurement. Most of the time, the dominant error source is the fluctuation of the photometry which occur between the fringe recording and the photometry recording from the individual telescopes which are separated in time by 2 to 10 min. This affects the fringe signal for object and calibrator measurements. Comparing the raw visibilities observed for different calibrator stars over one night, the standard deviation of these values under good conditions amounts to ± 5 –10% (relative) at the red and blue end of the spectrum while for adverse conditions these numbers have to be multiplied by a factor of 2–2.5. These fluctuations are much larger for instance than the systematic error expected from the diameters of the calibrators and are mostly achromatic (Leinert et al. 2004). Yet, the instrumental visibility curve of MIDI is very stable in shape, i.e. the slope of the curve typically varies by less than 3–5%. The visibilities observed on calibrators (“instrumental visibility”) rises from about 0.4 at $8\ \mu\text{m}$ to about 0.7 at $13\ \mu\text{m}$, rather repeatable from night to night (i.e. it means that, in good atmospheric conditions, the absolute level is dependant on the photometric variations and hence the stability of the atmospheric conditions but the shape of the visibility curves is mostly an instrumental parameter only weakly affected by the atmosphere).

The data reduction described previously does not consider the variation of the photometry during the 1–2 min needed to record the data and the visibility estimation is usually based on the mean photometric flux. Moreover, under good atmospheric conditions, the statistics of the correlated flux per individual scan follow roughly a Gaussian curve and the mean of this correlated flux is used for the visibility estimation. The main origin of the variability of the correlated flux is the high frequency photometric fluctuations, the atmospheric piston and the quality of the fringe tracking (i.e. the instrumental piston).

During the night of June 17, 2003 thin cirrus clouds passed through the telescope beams. The seeing was quite stable, below $0.5''$ during all the night but the standard deviation of the flux from the target pointed by the (visible) seeing monitor² oscillated between 0.02 and 0.05 between 3h and 8h (UT time), indicating the passage of thin cirrus clouds. These fluctuations seem correlated with an acceleration of the atmosphere turbulence with a coherence time in visible wavelengths decreasing from $\tau_0 = 5.5\ \text{ms}$ at 3h UT to $\tau_0 = 2\ \text{ms}$ at 7h30 UT. By comparison, the photometric fluctuations of the seeing monitor calibrator on the 16th of June are below 0.01 during the entire night although the turbulence was also quite rapid with $\tau_0 = 3\ \text{ms}$. The variability of the atmosphere during the June, 17 night was such that a careful inspection of the stability of the photometry and the correlated flux recorded was necessary. The passages of the thin cirrus were easily recognized by a rapid drop

of the flux lasting between 0.5 and 2 s during the photometric record and by a simultaneous photometric and correlated flux drop in the tracking files. The frames and the scans concerned were excluded from the data reduction process: this represent about 60% of the photometry and 50% of the scans, i.e. about 800 frames were left from each photometric files and about 100 scans were used for the visibility estimation. Of course, this treatment, applied to alpha Ara and its calibrators, is a first order correction and the standard deviation of the instrumental visibility curves of the calibrators observed between 2h UT and 9h UT is still large compared to a good observing night, of the order of 18% whereas the standard deviation of the previous night is only 8%. Fortunately, the longest baseline of 102 m was used during the best night. The error bars reported in Figs. 6 and 7 reflect the standard deviation computed by this mean.

2.2. Spectroscopic data

For an investigation of the variability of alpha Ara this study makes use of a set of 42 echelle spectra, taken over 69 nights in May to July 1999. The data were secured with the HEROS instrument, attached to the ESO-50 cm telescope. The resolving power is $\Delta\lambda/\lambda = 20\,000$, recording the regions from 350 to 565 nm and from 585 to 860 nm in the blue and red channel simultaneously. The spectra have a typical signal-to-noise ratio of 170 (Fig. 2).

Complementary spectra have also been recorded quasi-simultaneously with the VLTI run in order to know whether alpha Ara has shown IR emission lines. We observed alpha Ara in the *J2* band (1.2283 – $1.2937\ \mu\text{m}$) using the 1.6 m Perkin-Elmer telescope and Coudé spectrograph (with $R = 10\,000$) at the Observatório do Pico dos Dias, Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), Itajubá, Brasil. In total, five stellar spectra were recorded with the Câmara Infravermelho (CamIV) detector, August 13, 2003. Each spectrum corresponds to a different position of the star along the spatial axis of the entrance slit, allowing us to use the median of the five two-dimensional frames, from which the average bias frame was subtracted, as a sky background. After dividing the stellar and sky background frames by the average flat field, the sky was subtracted from two-dimensional stellar spectra. The extraction of one-dimensional spectra, as well as wavelength calibration, using an Ar-Ne calibration lamp, was performed with standard IRAF³ packages. Finally, the continuum was normalized to unity.

The observed $\text{Pa}\beta$ line profile is shown in Fig. 3. The emission intensity was $I/I_c \approx 2.3$, while the violet-to-red peak height ratio V/R was 1.17. Even if the spectroscopic data were not recorded fully simultaneously with the interferometric ones, available observations of typical timescales of the spectral changes of alpha Ara, such as the above-described HEROS data, justify the assumption that the circumstellar environment of alpha Ara has not changed significantly between June and

² This information has been extracted from the ESO Ambient conditions database of Paranal observatory:
<http://archive.eso.org/>

³ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

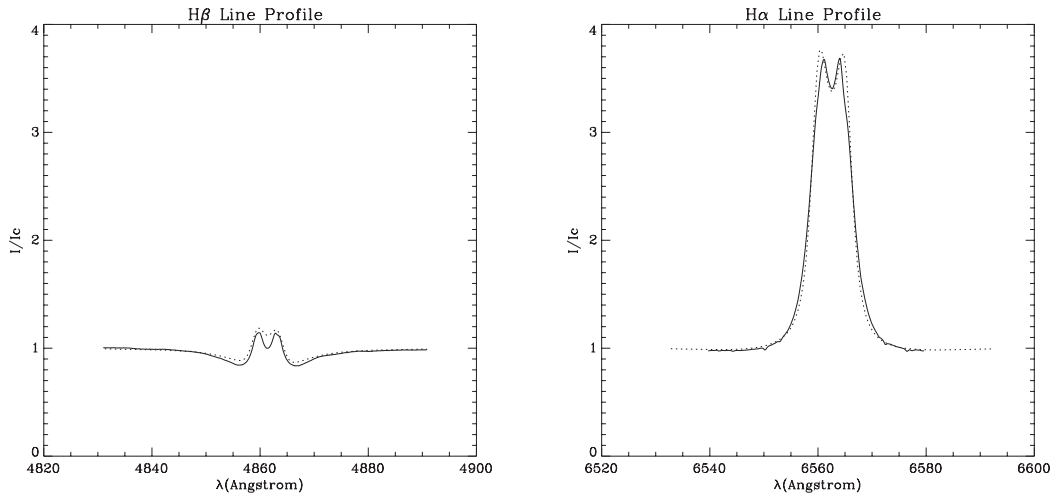


Fig. 2. $H\alpha$ and $H\beta$ line profiles observed in mid-1999 (solid lines) compared with the best SIMECA fits (dotted lines).

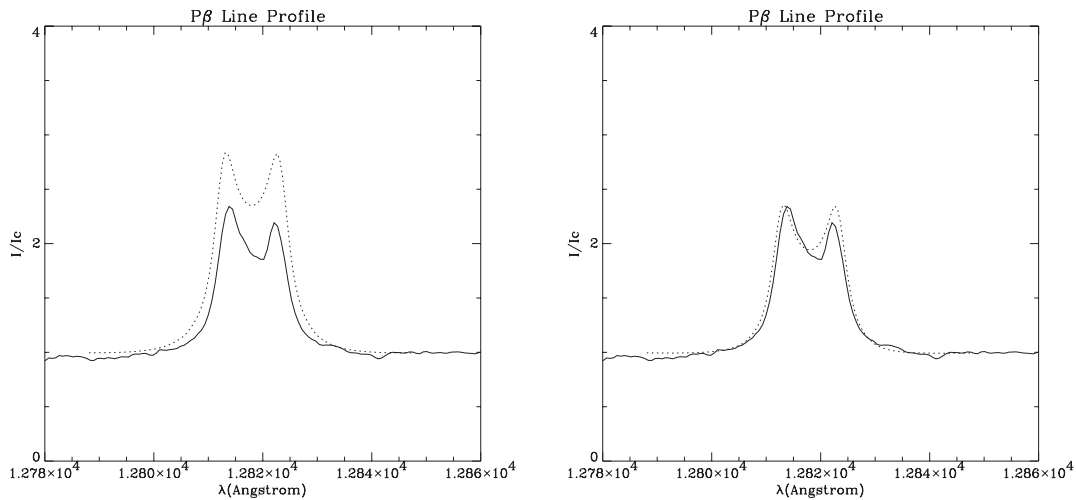


Fig. 3. a) Observed $Pa\beta$ line profile (mid-2003, solid line) compared to the modeled one based on the parameters determined by the fit of the 1999 $H\alpha$ and $H\beta$ line profiles (dotted line). **b)** Observed $Pa\beta$ line profile (solid line) and the best fit from the SIMECA code (dotted line). To compensate for the effects of non-simultaneous observations, the density of the disk was allowed to vary in a small range. This fit has been obtained with a disk density lower by 25% compared to the best model based on 1999 $H\alpha$ and $H\beta$ lines.

August 2003. This $Pa\beta$ line profile, combined with the interferometric data, constrains the physical parameters of the circumstellar environment of alpha Ara, as it will be shown in the following sections.

3. The SIMECA code and the envelope parameters used for the modeling of alpha Ara

In order to constrain the physical parameters of the circumstellar environment of alpha Ara, we have used the SIMECA code. This code, described in previous papers (see Stee & Araújo 1994; Stee et al. 1995; Stee & Bittar 2001), has been developed to model the environment of active hot stars. SIMECA computes line profiles, Spectral Energy Distributions (SEDs) and intensity maps, which can directly be compared to high angular resolution observations. The envelope is supposed to be axi-symmetric with respect to the rotational axis. No meridional circulation is allowed. We also assume that the physics of the polar regions is well represented by a CAK type stellar wind

model (Castor et al. 1975) and the solutions for all stellar latitudes are obtained by introducing a parameterized model which is constrained by the spectroscopic and interferometric data. The inner equatorial region is dominated by rotation, therefore being quasi Keplerian. The ionization-excitation equations are solved for an envelope modeled in a $410 \times 90 \times 71$ cube. In order to reproduce the $Pa\beta$ profile we have computed the line corresponding to the transitions between the 5–3 atomic levels. The populations of the atomic levels are strongly altered from their Local Thermodynamic Equilibrium (LTE) values by non-LTE conditions in the wind. For computation, we start with the LTE populations for each level, and then compute the escape probability of each transition in the wind, obtaining up-dated populations. By using these populations as input values for the next step, we iterate until convergence. The basic equations of the SIMECA code are given in detail by Stee et al. (1995).

To take into account the photospheric absorption line, we assume the underlying star to be a normal B3 Ve star with $T_{\text{eff}} = 18\,000\text{ K}$ and $R = 4.8 R_{\odot}$ and synthesize the

Table 3. Stellar parameters used for the modelling of alpha Ara with SIMECA.

Spectral type	B3 Ve
T_{eff}	18 000 K
Mass	$9.6 M_{\odot}$
Radius	$4.8 R_{\odot}$
Luminosity	$2.2 \times 10^3 L_{\odot}$

photospheric line profiles using the SYNSPEC code by Hubeny (Hubeny 1988; Hubeny & Lanz 1995). The resulting line profile is broadened by solid-body rotation and might be further altered by absorption in the part of the envelope in the line of sight towards the stellar disk.

The stellar parameters (Table 3) are important mainly to define the distance and the luminosity of the source (Fig. 1) and represent the first step of the iterative process leading to a model of the envelope as described below. In the scope of this model, we have computed the $H\alpha$, $H\beta$ (Fig. 2) and $\text{Pa}\beta$ (Fig. 3) line profiles.

The critical constraint of this study is based on the fact that the $H\alpha$ and $H\beta$ lines (Fig. 2), as well as the $\text{Pa}\beta$ line (Fig. 3) are strongly in emission, whereas from Fig. 6 the visibilities are clearly around unity, i.e. the envelope in the N band is nearly unresolved. Hence, the circumstellar density must be large enough to produce Balmer lines in emission while at the same time this density must be low enough and/or the circumstellar environment must be well delimited to keep the envelope unresolved. The emissive lines of many Be stars like alpha Ara exhibit a characteristic double peaked shape and the “violet” and “red” peaks are denoted V and R . This shape provides stringent constraints on the wind parameters and particularly on the inclination of the system.

In order to obtain matching parameters derived from both line profiles and interferometric measurements we have adopted the following strategy:

1. the density ρ_0 at the base of the wind is fixed, having the greatest influence on the emission line intensity;
2. a range of inclination angles is chosen in order to match the V and R peak separation, V and R peak intensities and line wings with the observed profile. In this case, the range is 40 – 50° ;
3. in the next step, the $m1$ and $m2$ parameters are varied, where $m1$ describes the variation of the mass flux from the pole to the equator according to:

$$\phi(\theta) = \phi_{\text{pole}} + [(\phi_{\text{eq}} - \phi_{\text{pole}}) \sin^{m1}(\theta)] \quad (1)$$

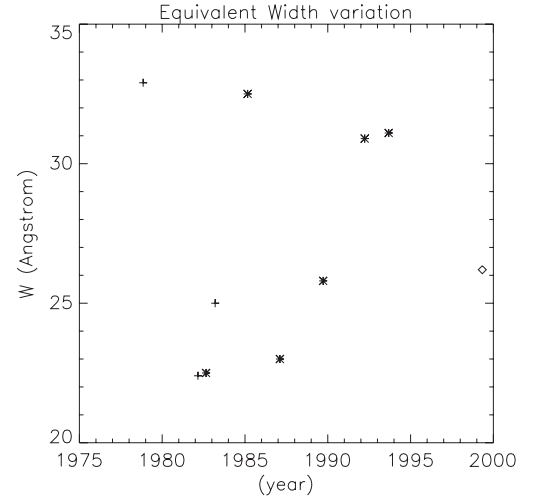
where θ is the stellar colatitude. The parameter $m2$ describes the variation of the terminal velocity v_∞ as a function of the stellar latitude:

$$v_\infty(\theta) = V_\infty(\text{pole}) + [v_\infty(\text{eq.}) - v_\infty(\text{pole})] \sin^{m2}(\theta) \quad (2)$$

where $V_\infty(\text{pole})$ and $V_\infty(\text{eq.})$ are respectively the polar and equatorial terminal velocities;

4. the ratio between the equatorial and polar mass flux:

$$C1 = \frac{\Phi_{\text{eq}}}{\Phi_{\text{pole}}} \quad (3)$$

**Fig. 4.** Variation of the $H\alpha$ equivalent width (EW) with time. The data were taken from Dachs et al. (1990): crosses; Hanuschik et al. (1995): stars and this work: diamond.

is typically between 10^1 and 10^4 (Lamers & Waters 1987), having a large influence on the wings of the line profile;

5. following the above procedure, the $H\alpha$ and $H\beta$ line profiles are fitted simultaneously to obtain the general envelope parameters;
6. with the parameters reproducing well the 1999 appearance of $H\alpha$ and $H\beta$, the modelled $\text{Pa}\beta$ line profile has a greater intensity than actually observed in 2003 (Fig. 3). In the following, we assumed that the only parameter that might have changed between 1999 and 2003 is the density at the base of the envelope. In fact, with a base density decreased by about 25%, a better agreement between the observed and modeled $\text{Pa}\beta$ profiles is obtained (Fig. 3);
7. the comparison between the theoretical SED we obtained and the MIDI and ISO data (Fig. 1) is used to constrain the distance of alpha Ara. The adopted a distance is based on the hypothesis on the star parameters and the fitted parameters of the circumstellar environment of alpha Ara which settle the infrared excess and the visual reddening (see discussion Sect. 5.2);
8. in a final step, we compute the intensity maps in spectral channels of $0.2 \mu\text{m}$. Using the distance estimated in the previous step, we obtain theoretical visibilities which are compared to the VLT/MIDI data. We found that the critical parameters to fit the observed visibilities are the distance to the star, the inclination angle, the $m1$ value and the density at the base of the wind ρ_0 .

During the above described procedure, more than 500 models were computed using the SIVAM II Alpha ES45 EV68 workstation, build on 3 servers with each of four 1 GHz CPU and 24 GB of RAM at the Observatoire de la Côte d’Azur. To compute one model it takes about 20 min of CPU time.

The variability of the circumstellar environment of α Ara is traced by the variations of the $H\alpha$ line equivalent width (EW) reported in the literature by Dachs et al. (1990), Hanuschik et al. (1995) and this work. From Fig. 4 it is evident that we

Table 4. Best model parameters for the alpha Ara circumstellar environment obtained by fitting the visibilities and the 2003 Pa β line profile with SIMECA.

Parameter/result	Value	Uncertainty
Distance	105 pc	10 pc
Inclination angle i	45	5
Photospheric density (ρ_{phot})	$1.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$	linked to C1
Photospheric expansion velocity	0.07 km s^{-1}	0.01
Equatorial rotation velocity	300 km s^{-1}	20
Equatorial terminal velocity	170 km s^{-1}	20
Polar terminal velocity	2000 km s^{-1}	500
Polar mass flux	$1.7 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	0.5×10^{-9}
$m1$	0.3	0.1
$m2$	0.45	0.05
C1	30	linked to ρ_{phot}
Mass of the disk	$2.3 \times 10^{-10} M_{\odot}$	–
Mass loss	$6.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$	–

cannot straightforwardly use parameters derived from the 1999 H α and H β line profiles to model the Pa β line profile observed in 2003, i.e. close to our interferometric run. It is most likely that some physical parameters have changed between these two epochs.

4. Results

4.1. Theoretical line profiles and SED

The H α line observed 1999 shows strong emission of $I/I_c \approx 3.7$, which is well reproduced by SIMECA with the stellar parameters given in Table 3 and the envelope parameters from Table 4 (Fig. 2).

With a wind base density decreased by 25%, producing a good agreement for the Pa β line profile (Fig. 3), the model gives an H α line profile with a I/I_c ratio ≈ 3 (Fig. 5). Unfortunately, we do not have H α line profiles taken simultaneously with the VLTI observations that could confirm such a decrease.

Even though Fig. 3 shows that the Pa β line profile modelled with SIMECA is in good agreement with the observed one, the modelled V/R is less than unity, whereas the observed one is $V/R \approx 1.17$. SIMECA is based on a radiative wind model for which the gas is outflowing from the star with a polar and equatorial velocity of respectively 2000 and 170 km s $^{-1}$. In order to obtain a $V/R > 1$, it would be necessary to introduce an asymmetry like a global one-armed oscillation, as seen by Berio et al. (1999) and Vakili et al. (1998) for the γ Cas and ζ Tau equatorial disks. Nevertheless, the global agreement of observation and model both in profile shape and intensity indicates that, under the general assumptions of the SIMECA model, the global kinematics and density distribution within the envelope are well reproduced by the assumed model parameters.

The computed SED between 2 and 10 μm is shown in Fig. 1, together with the data recorded by VLTI/MIDI (8–13.5 μm) and the ISO satellite (2.5–11 μm). The observed SED and the modelled curve match for a source distance

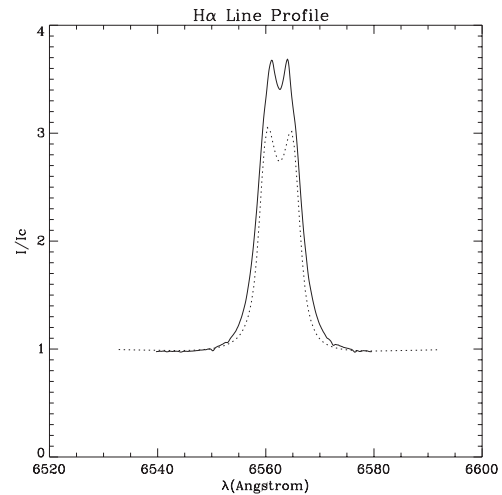


Fig. 5. H α line profile obtained in April 1999 with the HEROS instrument at la Silla (Chile) and the SIMECA fit (dotted line) for the base density used to fit the 2003 Pa β profile. The strength of the line is comparable of the one reported in 1982 or 1987, for instance see Fig. 2 by Hanuschik et al. (1995).

of 105 pc. This distance is significantly larger than the one obtained from the Hipparcos satellite (see discussion in Sect. 5). In Fig. 1 the continuum emitted by the central star is approximated as a $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K black body radiation plotted as a dashed line. The total, i.e. free-free and free-bound emission from envelope + star, is indicated by the dotted line. Clearly, the infrared excess produced by the circumstellar envelope is mandatory in order to fit the observed data (solid line).

4.2. Theoretical visibilities

The parameters obtained by the above modeling of the emission line profiles, and the density required to fit the 2003 Pa β line, can now be used to compute the expected visibility curves for a distance of 105 pc, as estimated from the fit of the SED. The resulting visibility curves are plotted in Fig. 6, clearly

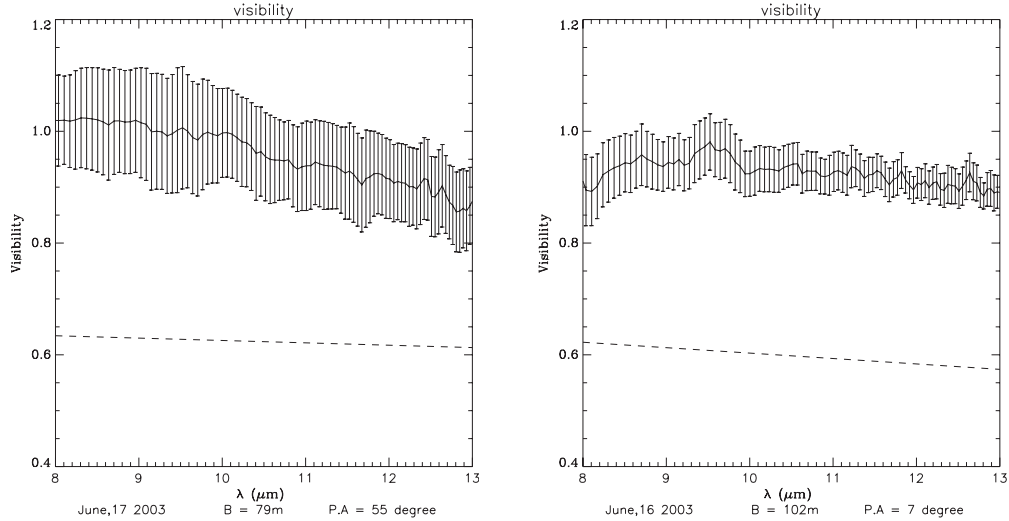


Fig. 6. VLT/MIDI data for the 79 m (*left*) and 102 m (*right*) baselines and theoretical visibilities from SIMECA (dashed line) for the distance of 105 pc estimated from our SED fit (see Fig. 1). The error bars are equivalent to one sigma.

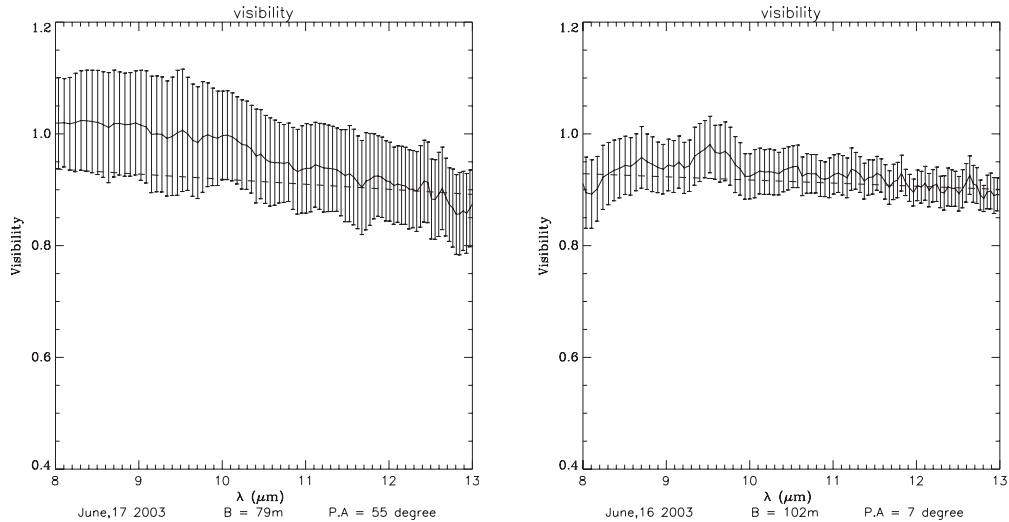


Fig. 7. VLT/MIDI data for the 79 m (*left*) and 102 m (*right*) baselines and theoretical visibilities from SIMECA (dashed line) for a truncated disk at $22 R_*$ by a possible companion. The error bars are equivalent to one sigma.

showing that the modeled envelope should be well resolved at 79 m and 102 m (mean visibility $V_{\text{mean}} \approx 0.63$) whereas the VLT/MIDI data without any doubt have hardly resolved the target ($V_{\text{mean}} \approx 1$). However, the observed visibility curves in Fig. 6 may indicate that the envelope is more resolved for the longer wavelengths. This effect, if true, is more or less reproduced by our model and is more obvious for the 102 m baseline where the theoretical visibility is 0.62 at $8 \mu\text{m}$ and 0.57 at $13 \mu\text{m}$.

Nevertheless, we did not succeed in obtaining model parameters reproducing both the Balmer lines and the visibility curves at the same time: at a distance of 105 pc the model gives an envelope which is clearly resolved, if the constraint that the $\text{Pa}\beta$ line is in emission with $I/I_c \approx 2.3$ is met. One possibility would be to increase the distance of the star up to 122 pc, a distance suggested by Cohen et al. (1998). However, we consider this value as too high in comparison to the Hipparcos distance (see also the discussion in Sect. 5).

The modeled envelope is more or less spherical since the input parameter $m1 = 0.3$ corresponds to an opening angle of 160° (see Stee 2003), producing only a negligible visibility difference for the envelope seen parallel or perpendicular to the polar axis. Nevertheless, this small flattening may produce the small intrinsic linear polarization of $\text{PI} \approx 0.6\%$ measured by McLean & Clarke (1979) and Yudin et al. (1998), who found a polarization angle $\text{PA} = 172^\circ$. The inner disk orientation is, therefore, expected to be perpendicular to this direction at 82° . This means that the longer baseline was unfortunately oriented at about 70° from the expected major axis of the disk. The diagram of the alpha Ara circumstellar envelope projected onto the sky plane (with an arbitrary oblateness) and the VLT baseline positions is given in Fig. 9.

Considering these difficulties, we have computed a model with a truncated disk. The radius where the truncation occurs was set to $22 R_*$, which was derived using a distance of 105 pc and the fit of the $\text{Pa}\beta$ line (Fig. 7). The theoretical visibilities

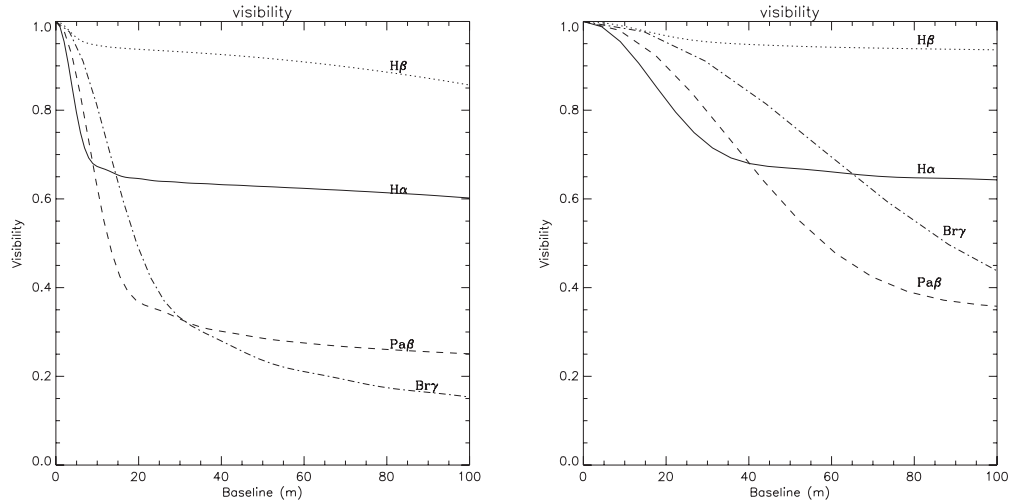


Fig. 8. **a)** Theoretical visibilities for the $H\alpha$, $H\beta$, $Pa\beta$ and $Br\gamma$ lines for baseline orientations corresponding to the ones observed on June 16, i.e. $PA = 7^\circ$ onto the sky plane, for both scenarios discussed; **b)** model data for a disk with the parameters which fits the 2003 $Pa\beta$ line profile, but not in agreement with the VLTI/MIDI visibilities (Fig. 6). On the right side model data for a disk truncated at $22 R_\star$, e.g. by a putative companion, is presented, being in agreement with the observed visibilities (Fig. 7).

in the $H\alpha$, $H\beta$, $Pa\beta$ and $Br\gamma$ lines are plotted in Fig. 8 for the two scenarios. For both models it is clear that at shorter wavelengths, with a 102 m baseline, the envelope of alpha Ara would be well resolved in the $Pa\beta$ and $Br\gamma$ lines ($V \approx 0.2-0.3$) even for a truncated disk ($V \approx 0.35-0.45$). In $H\alpha$ and $H\beta$, V is 0.6 and 0.85, respectively, for the full disk and V is 0.65 and 0.94 for the truncated one. At these wavelengths, the emission comes from the inner part of the disk, which remains unresolved at a distance of 105 pc. Consequently, such a truncation of the disk would have only a little impact on the $H\alpha$ and $H\beta$ emitting regions, whereas the IR emission, originating from more extended regions, is more affected.

The fact that alpha Ara is nearly unresolved at $8 \mu\text{m}$ with a 102 m baseline gives an upper limit for the diameter of the emitting envelope of $\phi_{\text{max}} = 4 \pm 1.5 \text{ mas}$, i.e. $14 R_\star$ (for $d = 74 \text{ pc}$) or $20 R_\star$ (for $d = 105 \text{ pc}$) assuming a uniform disk distribution for the star+disk brightness distribution. If a Gaussian distribution is assumed, the best fit is obtained with a $FWHM = 2.5 \text{ mas}$ although the quality of the fit is poorer than for the uniform disk hypothesis. Such a radial extension is in good agreement with the one obtained by Waters et al. (1987) from IRAS Far-IR data, with $\phi_{\text{disk}} \sim 7 R_\star$. Indeed, the hypothesis that the star+envelope flux distribution is unchanged from $8 \mu\text{m}$ to $13.5 \mu\text{m}$ is a crude approximation and these estimated extensions must be taken as indicative only. It must be stressed out that the slopes of the visibility curves provided by the model are in good agreement with the data showing that the flux is more concentrated at $8 \mu\text{m}$ than at $13 \mu\text{m}$. Moreover, the angular diameter estimations are mostly based on the visibilities taken with the longest projected baseline at $PA = 7^\circ$ to the East, i.e. more or less along the predicted polar direction (see Fig. 9).

In Table 4 we present the results based on the best fit of the alpha Ara August 2003 $Pa\beta$ line profile and visibilities in the N band.

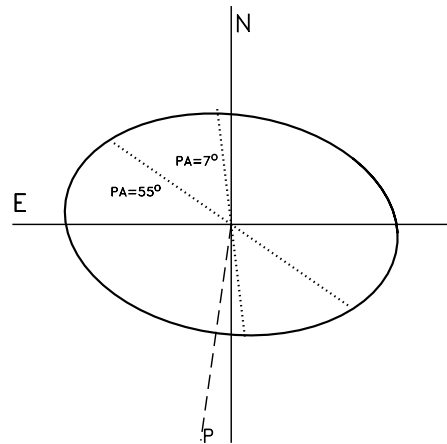


Fig. 9. Diagram of alpha Ara circumstellar envelope projected onto the sky plane (with arbitrary oblateness) based on polarization (P) measurements ($PA = 172^\circ$) obtained by McLean & Clarke (1979) and Yudin et al. (1998). The actually observed VLTI baseline positions are shown for June, 16: $PA = 7^\circ$, $B = 102 \text{ m}$ and June, 17: $PA = 55^\circ$, $B = 79 \text{ m}$.

5. Discussion

The characteristics of the disk around alpha Ara seem to have been fundamentally stable over the past century. Only the overall strength of the emission, as traced e.g. by the $H\alpha$ EW exhibit large variations (see Fig. 4). However, the compilation of spectroscopic observations and the consecutive study of this disk by MIDI have revealed a number of interesting and partly unsuspected characteristics.

5.1. Variability and suspected binarity

The Hydrogen recombination line profiles of alpha Ara exhibits (quasi?)-periodic short-term V/R variations with a timescale of 45 days (Mennickent & Vogt 1991). The timescale for these

variations measured in the HEROS dataset, however, is better accounted for by a larger period of 70–90 days (see below). Superimposed on these variations are changes in the emission line equivalent widths. For instance, the strength of the $H\alpha$ emission varies from about 3.2 to more than 4.5 in units of the local continuum in only a few weeks. The period of variations could be the same as the V/R period, but this cannot be shown from our data and it also has not yet been noticed by other investigators. The authors studying the V/R variations concentrated most of their efforts on the shape of the line profile rather than on the absolute strength. Nevertheless, some interesting cases of rapid V/R changes, correlated with strong variations of Balmer line equivalent widths are reported by Mennickent (1989, 1991).

Long-term V/R variations are common in Be stars, being attributed to a one-armed oscillation in the Keplerian disk. Rapid V/R variations, however, have not been extensively discussed in the literature. Mennickent (1991) associates fast quasi-periodic variations ($P \leq 100$ d) to the smallest disks, i.e. the disks with the lowest equivalent widths in $H\alpha$. Okazaki (1997) found that for early-type Be stars around B0 radiative effects can explain the confinement of this one-armed oscillations with typical periods of about 10 yr. Nevertheless, this model would have difficulties in explaining more rapid V/R variations. Another possibility for such variable asymmetry is the presence of a companion, orbiting at distances larger than the envelope extension. Then, these quasi-periodic line profile variations should be related to the orbital parameters of the putative secondary.

Nevertheless, with respect to the photospheric absorption lines alpha Ara is unusually stable among earlier type Be stars. In a sample of 27 early Be stars observed with HEROS observations, only two stars, including alpha Ara, did not show any detectable line profile variability (Rivinius et al. 2003).

However, this is quite different for the circumstellar emission lines. As well as slow, possibly cyclic long-term changes typical of Be stars, there are changes on a shorter timescale. In particular, the peak-height-ratio of the violet and red peaks of the higher Balmer lines have made one full cycle of low amplitude (about 0.95 to 1.05) during the 69 days of the HEROS observations (see Fig. 10). At the same time, the radial velocity of the emission component of the Balmer lines was changing in a cyclic way as well. For instance, Fig. 11 shows this effect for the central absorption of the $H\beta$ -emission, but the same is seen if the radial velocity of the emission peaks is traced, or if other Balmer lines are investigated. Unfortunately, the available data are not good enough to claim such a radial velocity change in the weaker emission lines or in the photospheric absorption lines. The uncertainty of measuring the radial velocity of such lines is much higher than the amplitude seen in Fig. 11. Mennickent et al. (1991) have observed similar changes and gave a cycle length of 0.13 years, or 45 days. However, their Fig. 2 would also support a cycle length of 70 to 80 days, as present in the HEROS data of 1999.

Such behavior is known from a few other Be stars as well. In the cases investigated thoroughly, it was shown to be linked to binarity, although the mechanisms are not yet known (see for instance Koubsky et al. 1997). A search for any spectral

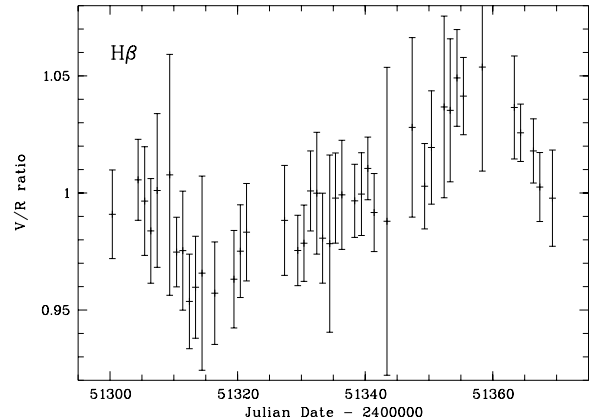


Fig. 10. Variation of the height ratio of violet and red emission peaks of the $H\beta$ line during the HEROS observations 1999.

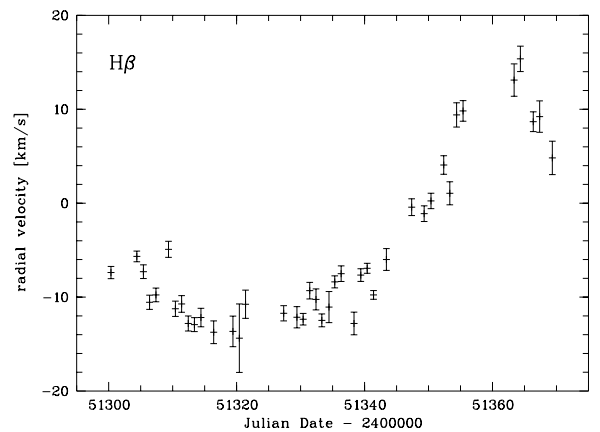


Fig. 11. Radial velocity changes of the central depression of $H\beta$ during the HEROS observations 1999.

contribution of such a hypothetical companion in the phase-binned HEROS spectra of alpha Ara did not return a positive result.

Nevertheless, since a companion as a potential origin for an outer truncation of the disk is important in light of the above results, the properties of such a system are estimated from the following: Using the stellar parameters of Table 3, i.e. a mass of $10 M_{\odot}$, a 70 day period would give a radius of about $154 R_{\odot}$, assuming a circular orbit of a companion with negligible mass. With $R_{\star} = 4.8 R_{\odot}$, this corresponds to about 32 stellar radii, which is in agreement with the estimate based on the MIDI/VLTI data for a disk truncated at $25 R_{\star}$, i.e. somewhat smaller than the companion orbit.

Such an orbital dimension can also be estimated by integrating the radial velocity amplitude detected in $H\beta$ of the order of $12\text{--}16 \text{ km s}^{-1}$. Assuming a circular orbit, a period of 69 days and testing two inclination angles of $i = 30^{\circ}$ and 60° , the mass of the companion would range from $1.4 M_{\odot}$ (F2-4V) and $2.8 M_{\odot}$ (A2-4V). The corresponding Roche lobe radii R_{Roche} are roughly between 15 and $20 R_{\star}$ although we point out that the radial velocity curve shown in Fig. 11 would suggest an eccentricity of about 0.2–0.3, affecting the previous estimation.

However, the radial velocities derived from emission lines cannot be taken at face value. Depending on the systemic properties, the radial velocities measured in the central inversion of the circumstellar emission follow the actual radial velocity curves of the stars only loosely. The above orbit size and period, again for the circular case and negligible mass of the companion, result in an orbital velocity of about 18 km s^{-1} , which is in the same order of magnitude as the amplitude measured in the emission lines. In some well-investigated binaries like 59 Cyg (Harmanec et al. 2002; Rivinius & Štefl 2000, $P \sim 29 \text{ d}$) or ϕ Per (Hummel & Štefl 2001; Štefl et al. 2000, $P \sim 127 \text{ d}$), the emission of the Balmer lines is indeed in phase with the orbital motion.

Until now, no evidence has been reported for a possible companion around alpha Ara, but it should be kept in mind that it is difficult to search for low mass companions around bright stars, such as Be stars (see for instance the case of γ Cas, Harmanec et al. 2000; Miroshnichenko et al. 2002, period $P \sim 204 \text{ d}$). The X-ray flux from alpha Ara is not peculiar and is similar to that of normal B stars ($L_X = 3.75 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1}$, assuming $d = 122 \text{ pc}$, Cohen et al. 1998). The proposed truncation may also help to explain the stringent non-detection of radio emission from alpha Ara at a level of 0.1 mJy at 3.5 cm and 6.3 cm (Steele et al. 1998).

Using the NPOI interferometer, Tycner et al. (2004) have recently studied the disk geometry of the Be star ζ Tau, which is also a well-investigated spectroscopic binary ($P \sim 133 \text{ d}$, $K \sim 10 \text{ km s}^{-1}$). They measured the disk extension quite accurately to be well within the Roche radius. This suggests also that this disk may be truncated.

5.2. Stellar parameters and distance estimation

The distance used to model the star deviate from the Hipparcos distance by several sigma. The error bar of the Hipparcos measurement is 6 pc , and even taking into account a putative correlated error of the order of 1 mas^5 (Narayanan & Gould 1999; Pan et al. 2004), the largest distance within 1 sigma could be 87 pc . The distance of 105 pc comes straightforwardly from the chosen stellar parameters, i.e. the absolute magnitude as estimated from effective temperature and radius. We notice for instance that Fabregat & Reglero (1990) obtain a distance of 98 pc from direct *ubvy* photometry. Zorec & Briot (1991) obtain 85 pc , and note that their estimates of Be star distances seem systematically lower by 20 pc than normal B stars observed in clusters, suggesting that their distance is a lower limit. Also comparing the flux-calibrated IUE archival spectra to Kurucz ATLAS9-data gives a distance of about 105 pc (see Fig. 12), assuming $R_* = 4.8 R_\odot$ and neglectable extinction in the UV. The latter is probably justified since there is no interstellar extinction towards such a close star

⁴ This implies a luminosity $L_X = 1.02 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$, assuming the Hipparcos distance $d = 74 \text{ pc}$, which is still in the range of luminosities encountered for this spectral type by Cohen et al. (1998).

⁵ This correlated error is realistic since Narayanan & Gould (1999) report spatially correlated errors of Hipparcos up to 2 mas in the direction of the Pleiades and Hyades clusters.

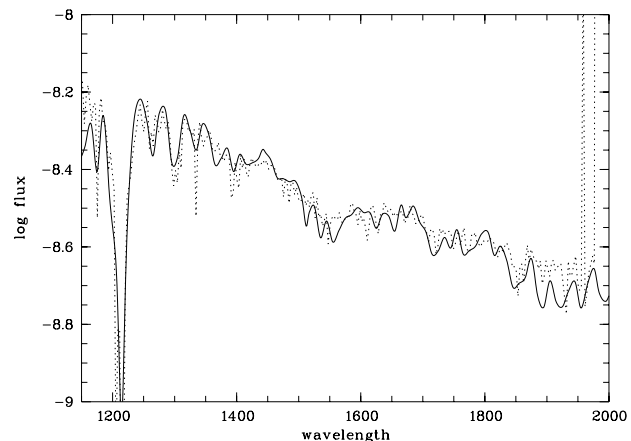


Fig. 12. Average of the IUE-spectra of alpha Ara (dotted) compared to a theoretical spectrum with $T_{\text{eff}} = 18000 \text{ K}$ and $\log g = 4.0$ (solid line).

(Dachs et al. 1988), and the circumstellar effects for a non-shell star (see discussion below) should not affect the UV-regime. We note also that the parameters of alpha Ara and its hydrogen environment provided by the SED fits of Dachs et al. (1988) are close to the ones presented in this paper, in particular the estimated circumstellar reddening.

The available spectral classifications of the star are all around B3 Ve, so that it can be assumed that the effective temperature is well constrained at about 18000 K . Instead, the main source of uncertainty in the model may be the radius, which arbitrarily has been chosen to be $4.8 R_\odot$, based on the statistical value given by Tokunaga in Allen’s “Astrophysical Quantities” (2000).

However, alpha Ara has a high $v \sin i$ of about 270 km s^{-1} (Dachs et al. 1990; Yudin 2001; Chauville et al. 2001). With such a large projected rotational velocity, the hypothesis of a uniform disk radius is questionable and the radius used is most probably underestimated as demonstrated by the recent observations of alpha Eri (Achernar et al. 2003). This implies an increase of the illuminating area and strengthens the difficulty of putting the star at the Hipparcos distance. Without considering any reddening, and keeping the Hipparcos distance, the radius of alpha Ara would be unrealistically low (below $3.5 R_\odot$) or the photosphere unrealistically cold (T_{eff} of the order of 15000 K). In Table 5 we show selected parameters of the Be stars alpha Ara, alpha Eri and the “normal” (i.e. non Be) star eta UMa which are all classified as B3 V. Comparing these values, it becomes evident that, if their Hipparcos distances are correct, the striking visual flux differences between these three stars cannot be directly related to a distance difference only.

The reddening of Be stars does not only contain an interstellar term, which is zero for alpha Ara, but also has a circumstellar contribution. This is a model-dependant parameter, explaining the well known difficulty of calibrating the Be stars distances independently of Hipparcos measurements.

Table 5. Stellar parameters of three close B3V stars, alpha Ara, alpha Eri and eta UMa.

	Alpha Ara	Alpha Eri	Eta UMa
V	2.9	0.5	1.7
Dist. ⁱ	74.3 ± 6 pc	44.1 ± 1.4 pc	30.9 ± 0.7 pc
$v \sin i$	270 km s^{-1}	225 km s^{-1}	150 km s^{-1}
$B - V$	-0.17	-0.17	-0.17
$V - K^{ii}$	0.4	-0.4	-0.5
R_{eq}^{iii}	$4.8 R_{\odot}$	$12 \pm 0.4 R_{\odot}$	$4.8 R_{\odot}$
R_{pol}^{iii}	$4.8 R_{\odot}$	$7.7 \pm 0.2 R_{\odot}$	$4.8 R_{\odot}$

ⁱ Hipparcos distance.ⁱⁱ From 2MASS photometry.ⁱⁱⁱ 4.8 is the statistical value for this B3V star, the radius for alpha Eri is from Domiciano de Souza et al. (2003).

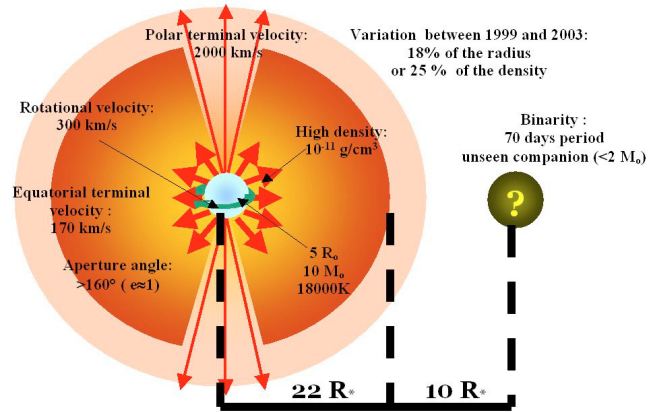
For instance, Cohen et al. (1998) have apparently totally neglected any circumstellar reddening⁶ and derived a distance of 122 pc. This difficulty also affects the present model and an underestimation of the circumstellar extinction gives a distance too large. On the other hand, the measured $B - V$ for alpha Ara does not indicate a circumstellar environment dense enough on the line of sight to explain the difference, since this should be linked to emission line properties which are not observed.

A large amount of extinction and reddening of the central star would have to be due to an edge-on disk, and such an inclination would lead to a large and deep self-absorption in the Balmer emission lines, the so-called shell appearance. alpha Ara, however, has never been seen in a shell phase. Instead, the inclination angle is relatively well constrained by the shape of the Balmer line to a value of about 45° .

An inclination of about 45° implies an equatorial rotational velocity of the order of 380 km s^{-1} , since $v \sin i = 270 \text{ km s}^{-1}$. Using the parameters in Table 3, this value is at about 75% of the critical velocity. We point out that the equatorial velocity in the model was considered a free parameter and the best model provides an equatorial value of 300 km s^{-1} , i.e. 60% of the critical velocity. With such a high rotational velocity, the von Zeipel effect becomes important, and thus the continuum emission must be strongly latitude dependant (see e.g. Townsend et al. 2004, his Fig. 3). This may also confuse the line profile diagnostic and affect the angle determination. Such an effect is not included in the present model. A value of the inclination closer to 90° , compatible with the large $v \sin i$ observed, may be related to a stronger circumstellar reddening from the equatorial environment and a lower integrated stellar flux since the equatorial regions of the star are cooler and fainter than the polar ones.

Definitely, the Hipparcos distance, if reliable, is a very constraining parameter for any model of the circumstellar

⁶ We note also that their estimated distances for other Be stars like δ Cen seem also systematically overestimated compared to Hipparcos distances. On the contrary their estimated distance of alpha Eri is only 27 pc based on a wrong assumption of the radius of this star ($R_{\text{eq}} = R_{\text{pol}} = 4.1 R_{\odot}$) which is indeed very difficult to constrain without any interferometric observations.

**Fig. 13.** Schematic view of the alpha Ara circumstellar environment as used in this work (see Table 4).

environment of alpha Ara. More interferometric observations are needed, firstly to constrain the angular size and shape of the hydrogen emission lines, and secondly to evaluate the angular size and shape of the underlying star. The forthcoming VLTI/AMBER instrument will be able to address the first point by studying the fringe properties in $\text{Pa}\beta$ and $\text{Br}\gamma$. However, baselines of the order of 150–200 m will be needed to resolve the central star, becoming available only with the 1.8 m Auxiliary Telescopes. Their first light is foreseen for 2005.

6. Conclusion

The first IR interferometric measurements of alpha Ara suggest that the size on the circumstellar environment is smaller than what was predicted by Stee (2003). The fact that alpha Ara remains unresolved, but at the same time exhibits a strong Balmer emission line puts very strong constraints on the parameters of its circumstellar disk. Independently of the physical model we used, these measurements put an upper limit of the envelope size in the N band of $\phi_{\text{max}} = 4$ mas, i.e. $14 R_{\star}$ if the star is at 74 pc according to the Hipparcos parallax or $20 R_{\star}$ if the star is at 105 pc as suggested by our model, assuming a spherical uniform disk for the star+envelope brightness distribution. The suspected presence of a low mass companion could help to understand the limit of the disk extension as determined by MIDI. A schematic view of the alpha Ara circumstellar disk, as it was modeled in this work with the SIMECA-code, is presented Fig. 13.

Acknowledgements. We thank Anne-Marie Hubert for many fruitful discussions and Jean-Louis Falin for checking the quality of the Hipparcos data. We also thank Anatoly Miroshnichenko for his helpful comments. This research has made use of SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. The paper benefited from the careful reading and advice from the referee, Markus Wittkowski.

References

- Berio, P., Stee, Ph., Vakili, F., et al. 1999, A&A, 345, 203
- Bjorkman, K. S., Nook, M. A., Nordsieck, K. H., et al. 1997, ApJ, 477, 926
- van Boekel, R., Verhoelst, T., Leinert, Ch., et al. 2005, A&A, submitted

- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., et al. 2001, *A&A*, 378, 861
- Cohen, D. H., Cassinelli, J. P., & MacFarlane, J. J. 1997, *ApJ*, 487, 867
- Coté, J., & Waters, L. B. F. M. 1987, *A&A*, 176, 93
- Coté, J., Waters, L. B. F. M., & Marlborough, J. M. 1996, *A&A*, 307, 184
- Dachs, J., Engels, D., & Kiehling, R. 1988, *A&A*, 194, 167
- Dachs, J., Rohe, D., & Loose, A. S. 1990, *A&A*, 238, 227
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, 2003
- Dougherty, S. M., Waters, L. B. F. M., Burki, G., et al. 1994, *A&A*, 290, 609
- Fabregat, J., & Reglero, V. 1990, *MNRAS*, 247, 407
- Gehrz, R. D., Hackwell, J. A., & Jones, T. W. 1974, *ApJ*, 191, 167
- Hanuschik, R. W., Hummel, W., Dietle, O., & Sutorius, E. 1995, *A&A*, 300, 163
- Hanuschik, R. W., Hummel, W., Sutorius, E., et al. 1996, *A&AS*, 116, 309
- Harmanec, P., Habuda, P., Štefl, S., et al. 2000, *A&A*, 364, L85
- Harmanec, P. 2002, in *ASP Conf Ser.*, 279, 221
- Harmanec, Božić, P. H., & Percy, J. R. 2002, *A&A*, 387, 580
- Hiltner, W. A., & Schild, R. E. 1966, *ApJ*, 143, 770
- Hubeny, I. 1988, *Comput. Phys. Comm.*, 52, 103
- Hubeny, I., & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Hummel, M., & Štefl, S. 2001, *A&A*, 368, 471
- Koubzsky, P., Harmanec, P., Kubat, J., et al. 1997, *A&A*, 328, 551
- Lamers, H. J. G. L. M., & Waters, L. B. F. M. 1987, *A&A*, 182, 80
- Leinert, C., Graser, U., Richichi, A., et al. 2003, *The Messenger*, 112, 13
- Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, *Ap&SS*, 286, 73
- Leinert, Ch., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., et al. 2004, *A&A*, 423, 537
- Marlborough, J. M., & Peters, G. J. 1986, *ApJS*, 62, 875
- Mc Lean, I. S., & Clarke, D. 1979, *MNRAS*, 186, 245
- Mennickent, R. E. 1989, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 19, 107
- Mennickent, R. E., & Vogt, N. 1991, *A&A*, 241, 159
- Miroshnichenko, A. S., Bjorkman, K. S., & Krugov, V. D. 2002, *PASP*, 114, 1226
- Mourard, D., Bosc, I., Labeyrie, A., Koechlin, L., & Saha, S. 1989, *Nature*, 342, 520
- Narayanan, V. K., & Gould, A. 1999, *ApJ*, 523, 328
- Okazaki, A. T. 1997, *A&A*, 318, 548
- Pan, X., Shao, M., & Kulkarni, S. R. 2004, *Nature*, 427, 326
- Pickering, E. C., & Fleming, W. P. 1896, *ApJ*, 4, 369
- Pickering, E. C., & Cannon, A. J. 1897, *ApJ*, 6, 349
- Poeckert, R., & Marlborough, J. M., *ApJ*, 220, 940
- Przygodda, F., Chesneau, O., Graser, U., Leinert, C., & Morel, S. 2003, *Ap&SS*, 286, 85
- Quirrenbach, A., Buscher, D. F., Mozurkewich, D., et al. 1994, *A&A*, 283, L13
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., et al. 1997, *ApJ*, 479, 477
- Rivinius, Th., & Štefl 2000, *IAU*, 175, 581
- Rivinius, Th., Baade, D., & Štefl, S. 2003, *A&A*, 411, 229
- Stee, Ph., & de Araújo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
- Stee, Ph., de Araújo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
- Stee, Ph., & Bittar, J. 2001, *A&A*, 367, 532
- Stee, Ph. 2003, *A&A*, 403, 1023
- Štefl, S., Hummel, M., & Rivinius, Th. 2000, *A&A*, 358, 208
- Thom, C., Granes, P., & Vakili, F. 1986, *A&A*, 165, L13
- Townsend, R. H. D., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, *MNRAS*, 350, 189
- Tycner, Ch., Hajian, A. R., Armstrong, J. T., et al. 2004, *AJ*, 127, 1194
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, Ph., et al. 1998, *A&A*, 335, 261
- Waters, L. B. F. M. 1986, *A&A*, 162, 121
- Waters, L. B. F. M., Coté, J., & Lamers, H. J. G. L. M. 1987, *A&A*, 185, 206
- Waters, L. B. F. M., & Marlborough, J. M. 1992, *A&A*, 256, 195
- Wood, K., Bjorkman, J. E., Whitney, B. A., & Code, A. D. 1996, *ApJ*, 461, 828
- Wood, K., Bjorkman, J. E., Whitney, B. A., & Code, A. D. 1996, *ApJ*, 461, 847
- Yudin, R. V., & Evans, A. 1998, *A&AS*, 131, 401
- Yudin, R. V. 2001, *A&A*, 368, 912
- Zorec, J., & Briot, D. 1991, *A&A*, 245, 150

II

*First direct detection
of a Keplerian rotating disk
around the Be star α Arae
using the VLTI/AMBER instrument*

First direct detection of a Keplerian rotating disk around the Be star α Arae using AMBER/VLTI[★]

A. Meilland¹, P. Stee¹, M. Vannier^{2,6,7}, F. Millour^{2,3}, A. Domiciano de Souza^{2,1}, F. Malbet³, C. Martayan⁴, F. Paresce⁵, R.G. Petrov², A. Richichi⁵, and A. Spang¹

¹ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d’Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

² Laboratoire Universitaire d’Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice, Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

³ Laboratoire d’Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

⁴ GEPI-Observatoire de Paris-Meudon, UMR 8111 Université Denis Diderot/CNRS, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

⁵ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany

⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁷ Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile

Received 12 January 2006 / Accepted 1 June 2006

ABSTRACT

Aims. We aim to study the geometry and kinematics of the disk around the Be star α Arae as a function of wavelength, especially across the Br γ emission line. The main purpose of this paper is to understand the nature of the disk rotation around Be stars.

Methods. We use the AMBER/VLTI instrument operating in the K -band, which provides a gain by a factor of 5 in spatial resolution compared to previous MIDI/VLTI observations. Moreover, it is possible to combine the high angular resolution provided with the (medium) spectral resolution of AMBER to study the kinematics of the inner part of the disk and to infer its rotation law.

Results. For the first time, we obtain direct evidence that the disk is in Keplerian rotation, answering a question that has existed since the discovery of the first Be star γ Cas by Father Secchi in 1866. We also present the global geometry of the disk, showing that it is compatible with a thin disk and polar enhanced winds modeled with the SIMECA code. We found that the disk around α Arae is compatible with a dense equatorial matter confined to the central region, whereas a polar wind is contributing along the rotational axis of the central star. Between these two regions, the density must be low enough to reproduce the large visibility modulus (small extension) obtained for two of the four VLTI baselines. Moreover, we obtain that α Arae is rotating very close to its critical rotation. This scenario is also compatible with the previous MIDI measurements.

Key words. techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – stars: emission-line, Be – stars: kinematics – stars: individual: α Arae – stars: circumstellar matter

1. Introduction

The star α Arae (HD 158 427, HR 6510, B3 Ve), one of the closest ($d = 74$ pc, Hipparcos, Perryman et al. 1997) Be stars, was observed with the MIDI/VLTI instrument at $10\ \mu\text{m}$ in June 2003 and its circumstellar environment was unresolved even with the 102 m baseline (Chesneau et al. 2005, hereafter Paper I). α Arae was a natural choice as first target, due to its proximity, but also its large mid-IR flux and its high infrared excess among other Be stars, e.g. $E(V - L) \sim 1.8$ and $E(V - 12\ \mu\text{m}) \sim 2.23$. These first IR interferometric measurements indicated that the size of the circumstellar environment was smaller than predicted by Stee (2003) for the K -band. The fact that α Arae remain unresolved, but at the same time had strong Balmer emission, put very strong constraints on the parameters of its circumstellar disk. Independently of the model, they have an upper limit of the envelope size in the N -band of $\phi_{\text{max}} = 4$ mas, i.e., $14 R_*$, if the star is at 74 pc according to Hipparcos parallax or $20 R_*$

if the star is at 105 pc, as suggested by the model presented in Paper I.

The authors finally propose a scenario where the circumstellar environment remains unresolved due to an outer truncation of the disk by an unseen companion. Nevertheless, this companion would be too small and too far away to have any influence on the Be phenomenon itself.

To study the inner part of this circumstellar truncated disk, we have taken advantage of the higher spatial resolution by observing with the AMBER/VLTI instrument at $2\ \mu\text{m}$ in February 2005. It provides a gain by a factor of 5 in spatial resolution compared to MIDI/VLTI observations. In this paper we present these measurements showing, for the first time, a fully resolved circumstellar envelope in the Br γ emission line and a clear signature of a Keplerian rotating disk around α Arae. We also discuss the challenging question of the nature of the geometry of the Be disks, and particularly their opening angle, since it is still an active debate.

Following the Wind Compressed Disk model (WCD) by Bjorkman & Cassinelli (1993), most authors have considered geometrically thin disks (half opening angle of 2–5 degrees), even

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, within the science demonstration time programme 074.A-9026(A).

Table 1. Model parameters for the α Arae central star and its circumstellar environment obtained from Paper I.

Parameter/result	Value
Spectral type	B3Ve
T_{eff}	18 000 K
Mass	$9.6 M_{\odot}$
Radius	$4.8 R_{\odot}$
Luminosity	$5.8 \times 10^3 L_{\odot}$
Inclination angle i	45°
Photospheric density (ρ_{phot})	$1.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$
Photospheric expansion velocity	0.07 km s^{-1}
Equatorial rotation velocity	300 km s^{-1}
Equatorial terminal velocity	170 km s^{-1}
Polar terminal velocity	2000 km s^{-1}
Polar mass flux	$1.7 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
m_1	0.3
m_2	0.45
C_1	30
Mass of the disk	$2.3 \times 10^{-10} M_{\odot}$
Mass loss	$6.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$

if Owocki et al. (1996) have found that the equatorial wind compression effects are suppressed in any radiatively driven wind models for which the driving forces include a significant part from optically thick lines. Moreover, they found that gravity darkening effects can lead to a reduced mass loss, and thus a lower density in the equatorial regions. A wind compression effect is, however, not required to produce the small opening angle of the disk. The investigation of accretion disks has shown that disks in hydrodynamical equilibrium and Keplerian rotation will not have much larger opening angles, since their scale height is governed by vertical gas pressure only. For a disk to be thicker, either additional mechanisms have to be assumed, or it might not be in equilibrium at the radii in question (Bjorkman & Carciofi 2004).

On the other hand, Stee et al. (1995, 1998) claimed that Be disks must be more ellipsoidal to reproduce the strong IR excess observed and interpret the possibility for a Be star to change its spectral type from Be to B, and more rarely Be to Be-Shell type, i.e., where the disk is dense enough to produce a strong “shell” absorption.

In the following we adopt, as a starting point, the same parameters for the modeling of α Arae, e.g., the central star and its circumstellar envelope used in Paper I and summarized in Table 1. Following the polarization measurements $PI \approx 0.6\%$ and Position Angle (PA) of 172° by McLean & Clarke (1979) and Yudin (2001), the disk major-axis orientation is expected to be at about $PA \approx 82^{\circ}$ (Wood et al. 1996a,b; Quirrenbach et al. 1997). Assuming a stellar radius of $4.8 R_{\odot}$ and an effective temperature $T_{\text{eff}} = 18\,000 \text{ K}$, the photospheric angular diameter is estimated to be 0.7 mas (Cohen et al. 1998; Chauville et al. 2001). For the distance of 74 pc and a baseline of 60 m at $2 \mu\text{m}$, Stee (2003) predicts the visibility of α Arae to be lower than 0.2 , i.e., fully resolved.

The paper is organized as follows. In Sects. 2 and 3 we present the interferometric AMBER observations and the data reduction. In Sect. 4 we try to obtain a first estimate of α Arae’s envelope geometry using very simple “toy” models. Section 5 briefly describes the SIMECA code. In Sect. 6 we present the best model we obtain with SIMECA that fits both the Bry line and the visibility modulus and phase as a function of wavelength, which allows us to infer the disk kinematics and its rotational velocity. Finally, Sect. 8 draws the conclusions from these first

spectrally resolved interferometric measurements of a Be star at $2 \mu\text{m}$.

2. AMBER/VLTI observations

Our observations of α Arae were acquired during a Science Demonstration Time (SDT) run, on the nights of February 23–24, 2005, using the AMBER instrument (Petrov et al. 2007) on the VLTI in medium-resolution mode ($R = 1500$). On the night of February 24, the observations were made with two UT telescopes, i.e., one interferometric baseline only, and consist of six exposure files, each containing 500 frames of 100 ms. On the following night, three telescopes were used and data of three baselines were taken in a series of three exposure files and another series of two, each containing 500 frames of 70 ms. Without a fringe tracker, the integration time per frame must be short enough to minimize the smearing of the fringe visibility due to the beams jitter, while still having enough photons over the elementary exposure. Its specific value is chosen depending on the atmospheric conditions. Immediately after observing α Arae, a nearby calibrator object was observed.

3. Reduction of the interferometric data

The data has been reduced using the “ammyorick” package developed by the AMBER consortium. The principles of the AMBER data reduction have been described by Tatulli et al. (2007). In addition to the tools furnished by the default package, some specific treatments have been added to reach an optimal precision on the interferometric observables. The various steps are the following. For each of the individual exposure frames, the complex visibilities are extracted from the various interferometric channels and calibrated using the photometric channels and some internal calibration files. The piston p between the beams is first estimated from the slope of the fringes with wavelength, and a correction phaser is applied on each frame. From this, the color-differential phase and visibility are calculated, for a given spectral channel λ , with respect to a set of reference channel(s). We chose the reference channel to occur in the whole spectral bandwidth except the considered channel λ . Due to the jitter of the beams and to the subsequent variations of output flux after the optical fibers of AMBER, not all the frames contain good quality fringes. A selection and weighing of the best frames above a given threshold is made based on a fringe quality criterion. This yields our color-differential estimators of phase and visibility with an optimal precision. For both the science source and its calibrator, the statistical deviation of the differential phases over the frames series is about 0.01 rad per spectral channel. The deviation of the normalized differential visibility is about 0.5% . These numbers are similar for all the baselines.

The scaling of the differential visibilities to “absolute” visibilities is done through a best adjustment of the “science” data to that measured on the calibrator star, whose theoretical visibility is known. For this, the histogram of the squared visibilities from all the science frames (with enough flux above the detector noise) is fitted, by a scaling factor, to the histogram of the calibrator star. With the data we have, this fit has been done globally, by integrating the spectral channels together for each frame. Therefore, some possible bias between the spectral channels would not be suppressed by the calibration process.

In the present case, the observations of the nominal calibrator for α Arae were of poor quality, and another calibrator, at some distance on the sky ($\approx 45^{\circ}$), had to be used. This does not

Table 2. Observation log, with the projected baseline lengths and angles. The diameter for the calibrator used is taken from the CHARM catalogue (Richichi & Percheron 2002).

Date	Obs. time (UTC)	Baselines	Length (m)	PA (°)	Calibrator	$\phi_{\text{cal.}}$ (mas)
24/12/2005	08:46	UT2-4 (B ₀)	80.9	39	HD124454	1.52 ± 0.02
		UT2-3 (B ₁)	46.4	19		
		UT3-4 (B ₂)	52.5	81		
25/12/2005	09:40	UT2-4 (B ₃)	84.6	52	HD124454	1.52 ± 0.02

seem to affect the calibration, though. The scaling fit between the histograms of the science and calibrator objects results in an error of about 5% on the visibilities, on every baseline.

4. Study of the envelope morphology using simple models

In this section we present the new AMBER data with the previous MIDI data already presented in Paper I to obtain a first estimate of α Arae's envelope geometry using very simple “toy” models.

4.1. Envelope extension

4.1.1. Extension in the continuum at 2.1 μm

Assuming that the visibility we measure in the continuum, V_c , is only due to the central star and its circumstellar disk we can write:

$$V_c = \frac{V_{\text{ec}}F_{\text{ec}} + V_{\star\text{c}}F_{\star\text{c}}}{F_{\text{tot}}}, \quad (1)$$

where V_{ec} and F_{ec} are, respectively, the envelope visibility and flux in the continuum, $V_{\star\text{c}}$ and $F_{\star\text{c}}$ the star visibility and flux in the continuum, and $F_{\text{tot}} = F_{\text{ec}} + F_{\star\text{c}}$. Since V_c is the measured visibility, to only estimate the envelope visibility, V_{ec} , we can rewrite Eq. (1):

$$V_{\text{ec}} = \frac{V_c F_{\text{tot}} - V_{\star\text{c}} F_{\star\text{c}}}{F_{\text{ec}}}. \quad (2)$$

The total flux is normalized, i.e. $F_{\text{tot}} = F_{\text{ec}} + F_{\star\text{c}} = 1$. Since the star is almost unresolved, $0.5 < \phi_{\star} < 0.7$ mas, which corresponds to $0.98 < V_{\star\text{c}} < 0.99$ for the longest baseline at 2.1 μm , we assume in the following that $V_{\star\text{c}} = 1$. To estimate V_{ec} , we still have to determine the star and envelope contributions to the 2.1 μm flux continuum. Since the envelope continuum flux in the visible and in the UV is negligible, we have fitted the blue part of the SED using a $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K blackbody for the central star in order to deduce the envelope emission at larger wavelengths. At 2.1 μm we found that the star emission is still ~ 1.5 larger, i.e., 0.44 mag brighter, than the envelope contribution; thus, following $F_{\star\text{c}} = 1.5 F_{\text{ec}}$, we obtain $F_{\star\text{c}} = 0.6$ and $F_{\text{ec}} = 0.4$. Equation (2) can now be rewritten as:

$$V_{\text{ec}} = 2.5V_c - 1.5. \quad (3)$$

The continuum visibilities and envelope extensions we obtained following Eq. (3), assuming a uniform disk model, are given in Table 3.

Table 3. Visibilities measured in the continuum at 2.1 μm (V_c) and the Bry line (V_r), and deduced for the envelope contribution only, using a uniform disk model, in the continuum (V_{ec}) and in the Bry line (V_{er}) respectively. The corresponding angular diameters obtained for the envelope are given in the continuum ϕ_{ec} and in the line ϕ_{er} .

Base N°	0	1	2	3
Description	UT2-4	UT2-3	UT3-4	UT2-4
Length (m)	80.9	46.4	52.5	84.6
PA (°)	39	19	81	52
V_c	0.84	0.80	0.72	0.73
V_r	0.63	0.70	0.59	0.55
V_{ec}	0.60	0.50	0.30	0.33
V_{er}	0.21	0.50	0.33	0.19
ϕ_{ec} (mas)	3.3 ± 1.2	6.8 ± 1.6	7.6 ± 1.4	4.5 ± 0.9
ϕ_{er} (mas)	5.3 ± 2.0	6.8 ± 1.4	7.3 ± 2.1	5.2 ± 1.2

4.1.2. Extension in the Bry line

We can define the same equation as Eq. (2) for the envelope visibility in the following Bry line:

$$V_{\text{er}} = \frac{V_r F_r - V_c F_{\text{tot}}}{F_{\text{er}}}, \quad (4)$$

where V_r and F_r are, respectively, the measured visibility and flux in the Bry line. V_c and F_{tot} are the quantities previously defined, and V_{er} and F_{er} are the visibility and flux only due to the envelope, i.e., without the stellar contribution. We obtain $F_{\text{er}} = 0.5$ and $F_r = 1.5$ at the center of the line using the Bry emission line profile. The values of V_{er} we obtain using Eq. (4), and assuming a uniform disk model, are given in Table 3.

Globally, we obtain that, using a simple uniform disk model for each measurement, the Bry emission in the line and the nearby continuum at 2.1 μm have the same extension, about 7–8 mas along the UT2-UT3 (B₁) and UT3-UT4 (B₂) baselines, and about 5 mas for UT2-UT4 (B₃) and ~ 4 mas for UT2-UT4 (B₀) (which was measured at a slightly different PA).

4.2. Comparison between MIDI and AMBER extensions

To compare the extensions we obtain with AMBER at 2.1 μm (see Table 3) with the MIDI data presented in Paper I, we have calculated the envelope extension in the continuum between 7 and 13 μm following Eq. (2), assuming a uniform disk for each measurement. Unfortunately, these MIDI observations were conducted under unfavorable conditions with thin cirrus passing, and the data were reduced with one of the first versions of the software available. This led to error bars between 8% and 18%, insufficient to measure a significant change in the visibility and thus in the diameter between 7 and 13 μm . Despite these limitations, these measurements have given a rough upper limit value of the envelope extension around 10 mas in the N -band (see Fig. 1) and are compatible with our AMBER measurements.

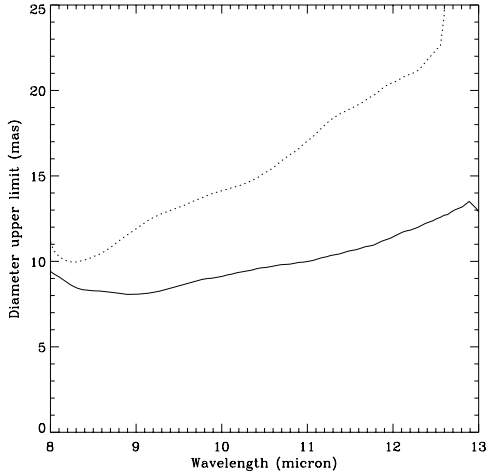


Fig. 1. α Arae (unresolved star + uniform disk) model upper limit diameters (in mas), as a function of wavelength, from the 2005 MIDI data described in Paper I for the June 16 (solid line) and June 17 nights (dotted line). Note that the large values obtained for larger wavelengths are essentially due to poor calibration and large error bars rather than a true physical effect.

Moreover, the extension of the α Arae circumstellar environment seems to be almost independent of the wavelength, which puts strong constraints on the density law within the envelope. The large upper limit values obtained for larger wavelengths are essentially due to poor calibration and large error bars rather than a true physical effect. For “classical” Be stars models, where the density is slowly and regularly decreasing as a function of the distance from the central star, we predict an increasing size as a function of wavelength, as shown by Stee (2001). One possible way of keeping the same angular size between 2 and 13 μm may be a disk truncation by an external physical effect, as proposed in Paper I.

Using FEROS spectroscopic data and the fact that their MIDI/VLTI data are showing a nearly unresolved envelope, the authors propose a possible disk truncation by an unseen companion at a radius of about $154 R_{\odot}$, assuming a circular orbit for the companion with negligible mass. With $R_{\star} = 4.8 R_{\odot}$, this corresponds to about 32 stellar radii, i.e., 6.4 mas, which is in agreement with their estimate based on the MIDI/VLTI data for a disk truncated at $25 R_{\star}$, i.e., 4 mas, somewhat smaller than the companion orbit. This is also in agreement with what we have obtained with AMBER, i.e., an envelope extension at $2.1 \mu\text{m}$ around 7 mas, which may appear larger than the 4 mas they obtained. Nevertheless, we must keep in mind that they estimate their extensions using a uniform disk for the star + disk emission, whereas we use an unresolved star + a uniform disk only for the circumstellar envelope leading to a larger size.

Finally, we have verified that our best model described in Sect. 6 was compatible with the MIDI data obtained in 2003, showing a nearly unresolved envelope.

4.3. Envelope geometry

The envelope extensions presented in Table 3 are very sensitive to the sky-plane baseline orientation. This is particularly obvious from Fig. 2 where we have plotted α Arae’s (unresolved star + uniform disk) model diameters as a function of the sky-plane baseline position. In the following sections, we present very simple models to constrain the geometry of the circumstellar envelope by fitting the data obtained (see Fig. 2). Note also that

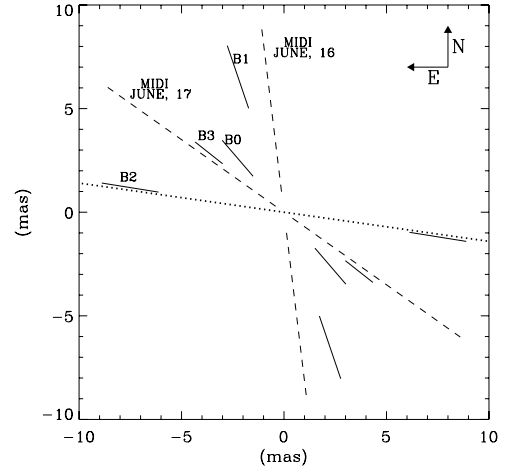


Fig. 2. α Arae (unresolved star + uniform disk) model diameters’ (in mas) dependence on the baseline position angle. Solid line: AMBER measurements in the continuum at $2.1 \mu\text{m}$. Dashed lines: MIDI measurements. The length of the plot corresponds to the values of the error bars (note the very large error bars for the MIDI data). The dotted line is the direction of the majoraxis of the envelope estimated from polarization measurements ($\text{PA} = 172^\circ$) obtained by McLean & Clarke (1979) and Yudin et al. (1998).

here we present models for the light distribution on the sky, not “physical” models, which will be presented hereafter.

4.3.1. Equatorial disk perpendicular to the polarization

Our starting point is the equatorial plane position of the circumstellar environment of α Arae deduced from the polarization measurement done by McLean & Clarke (1979) and Yudin et al. (1998). The polarization angle measured is $\text{PA} = 172^\circ$, and any flattened envelope model should have a semi-major axis perpendicular to this direction, i.e., around 82° .

In the following, we consider simple axisymmetric disk models, presented in Fig. 3, with 3 free parameters:

1. the inclination angle (i) between the observer and the polar axis ($i = 0^\circ$ corresponds to pole-on);
2. the opening angle (α) of the disk;
3. the disk extension (a) in mas.

The shape of the projection of the disk onto the skyplane depends only on the two first free parameters, i.e., i and α . For all these “toy” models, the observer is on the right for the 4 upper pictures in Fig. 3. The corresponding projections into the skyplane with the interferometric data points from MIDI and AMBER overplotted are the central pictures, whereas “3D artist views” are plotted in the lower row for each model.

The ratio between the projected majoraxis (a) and the minoraxis (b) of the envelope is given by:

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{\cos i + 2 \sin \frac{\alpha}{4} \sin (i - \frac{\alpha}{4})}, \quad (5)$$

we assume that the majoraxis of the envelope is oriented at $\text{PA} = 82^\circ$ (i.e., perpendicular to the polarization angle). Since B_2 is oriented at 81° , it is supposed to be a good estimate of the disk major-axis extension. In Fig. 4 we plotted the ratio a/b as a function of the disk opening angle for different inclination angles between 35° and 60° . This angle range was determined following the inclination angle of 45° for α Arae found from the fit of the circumstellar $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, and $\text{P}\beta$ emission lines in Paper I.

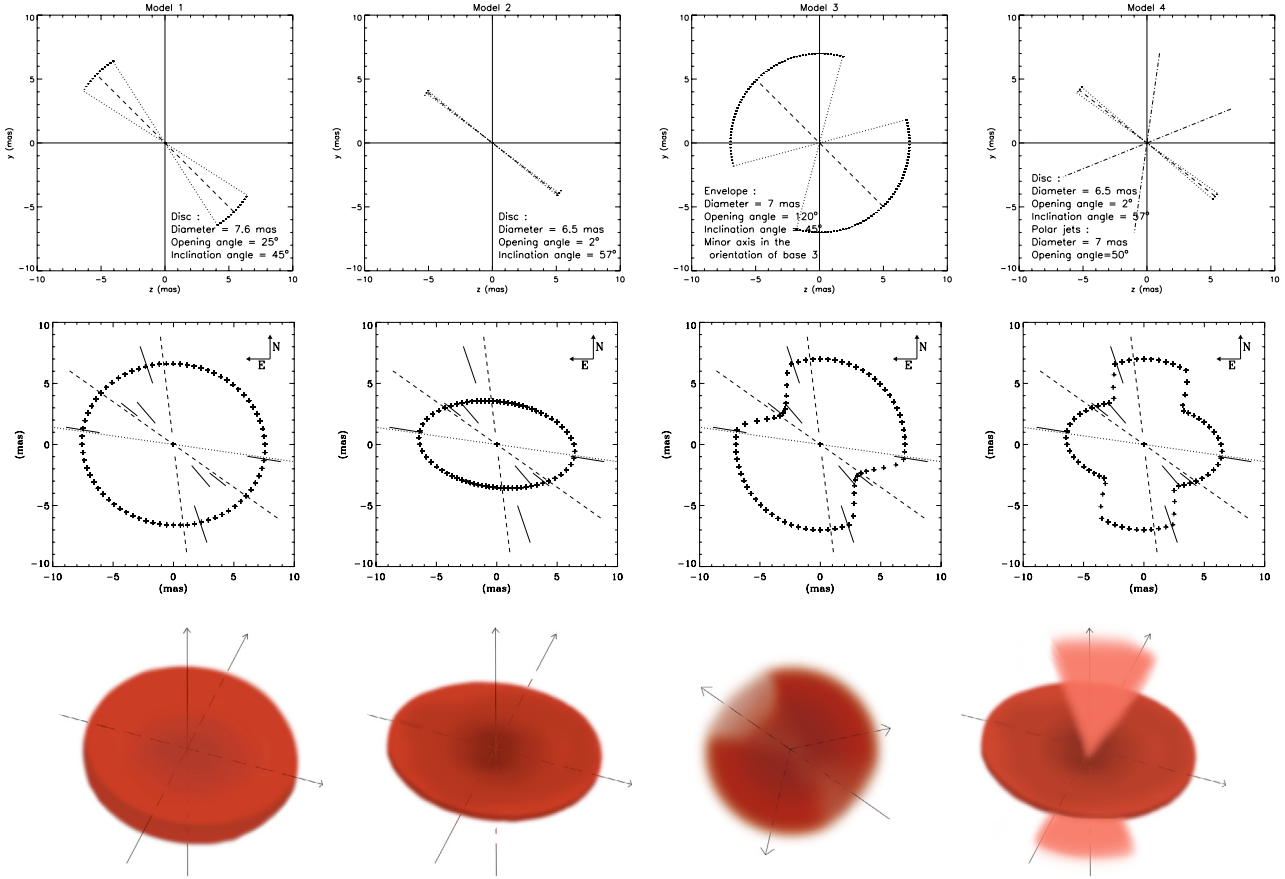


Fig. 3. “Toy” models used to fit the AMBER and MIDI measurements. The 4 upper pictures are a cut of the circumstellar disk in a plane defined by the observer line of sight and the stellar rotational axis (the observer is on the right for each picture); the corresponding projections into the skyplane with the interferometric data points from MIDI and AMBER over-plotted are the central pictures, whereas a “3D artist view” is plotted into the lower row for each model.

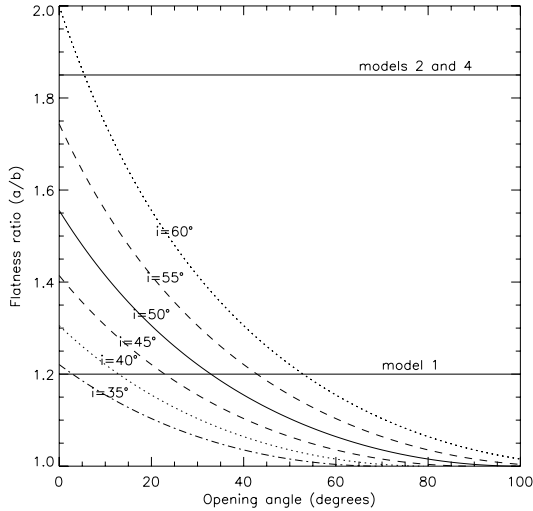


Fig. 4. Flatness ratio of the projected envelope versus opening angle calculated with our simple disk model for different inclination angles. Horizontal lines show flatness from models 1 and 2.

From Fig. 4, it is obvious that a precise determination of the inclination angle is mandatory to obtain an accurate opening angle estimation.

Our first disk model 1 with $i = 45^\circ$, $\alpha = 25^\circ$, and $a = 7.7$ mas corresponds to a projected ellipse with a a/b ratio of 1.2. The agreement with the observed data is good, except for the B_3 and

B_0 baselines, which present a smaller extension than predicted. To fit the data for the B_3 and B_0 baselines, we define a model 2 with $i = 57^\circ$, $\alpha = 2^\circ$, and $a = 6.5$ mas, i.e., smaller and very thin compared to model 1. In this latter case, the a/b ratio is 1.85, which allows us to fit the B_2 and B_3 baselines and MIDI data, but not the B_0 and B_1 baselines. As shown in Fig. 4, model (2), with a very thin disk, is not compatible with an inclination angle of 45° , and we were obliged to use a larger inclination of 57° . From Fig. 4, we can see that for an inclination angle of 45° , the largest a/b ratio for an extremely thin disk ($\alpha \sim 0^\circ$) is only 1.41, i.e., $\sqrt{2}$. Moreover, changing the inclination angle will change the shape of the $H\alpha$, $H\beta$, and $P\beta$ line profiles, which were used to infer the value of 45° obtained in Paper I. Finally, using a simple disk model with various extensions, opening and inclination angles failed to simultaneously fit the AMBER and MIDI data, especially for the B_0 and B_3 baselines, which show a smaller extension along the $PA = 39^\circ$ and 52° skyplane orientation.

4.3.2. Polar-axis along the B_3 baseline orientation

Since the extensions obtained along the B_0 and B_3 baselines are the smallest ones, we may consider that these baselines are close to the minoraxis of the envelope (i.e., along the stellar polaraxis). Thus, our model 3 with $i = 45^\circ$, $\alpha = 120^\circ$, and $a = 7.7$ mas is a very thick disk, as shown in Fig. 4 with the polar axis close to B_0 and B_3 , but thick enough to go through the B_1 and B_2 data points. This model is, in fact, very similar to the one presented in Paper I, but in this case it maybe difficult to obtain a polarization

large enough to be measured with a PA = 172° , since the major axis of this “disk” is not perpendicular to the polarization direction. Nevertheless, the polarization was measured in the visible, and since it originates from the inner part of the disk, this model cannot be totally excluded.

4.3.3. Equatorial disk + polar enhanced winds

One of the shortcomings of the previous models is that they cannot simultaneously reproduce the two main envelope characteristics: the polarization angle at PA = 172° and the smallest extension along the PA = 39° , whereas for the other AMBER baselines, the disk is clearly more extended.

Our last simple model, model 4 tries to take these observational characteristics into account by considering an equatorial disk oriented perpendicular to the polarization angle and flattened enough to reproduce the difference between the extension measured along the B₀ and B₂ directions. Moreover, to fit the extensions measured for the B₁ baseline, we have added polar enhanced winds perpendicular to the disk, as shown in Fig. 3. Thus, it is also possible to fit all the interferometric MIDI and AMBER data points in the sky plane. Nevertheless, due to the fact that the disk is geometrically very thin ($\alpha = 2^\circ$), and for the same reasons already explained for our model 2, the inclination angle must be around 57° . Moreover, the polar enhanced winds must be very extended in latitude (with an opening angle about 50°), and dense enough to fit the B₁ measurement.

4.4. Conclusion about the “toy story”

Finally it seems that using very simple “toy” models, we failed to reproduce the different extensions of the envelope as a function of the baseline projection onto the skyplane. Thus, in the following section, we will use our model 4, i.e., geometrically thin disk + polar enhanced winds, which was the one with the better agreement with both AMBER data and polarization direction, as a starting point. Moreover, the formation of the geometrically very thin disk, with a few degrees for the opening angle, seems to be the best scenario up to now, at least for the central Keplerian disk around Be stars.

5. The SIMECA code: a brief description

To constrain the physical parameters of the circumstellar environment of α Arae, we used the SIMECA code. This code, described in previous papers (see Stee & Araújo 1994; Stee et al. 1995; Stee & Bittar 2001), has been developed to model the environment of active hot stars. SIMECA computes line profiles, Spectral Energy Distributions (SEDs), and intensity maps, which can be directly compared to high angular resolution observations. The envelope is supposed to be axisymmetric with respect to the rotational axis. No meridional circulation is allowed. We also assume that the physics of the polar regions is well represented by a CAK type stellar wind model (Castor et al. 1975), and the solutions for all stellar latitudes are obtained by introducing a parameterized model, which is constrained by the spectroscopic and interferometric data. The inner equatorial region is dominated by rotation, therefore being quasi-Keplerian. The ionization-excitation equations are solved for an envelope modeled in a $410 \times 90 \times 71$ cube.

The populations of the atomic levels are strongly altered by non-LTE conditions from their LTE-values. To calculate them, we start with the LTE populations for each level, and then

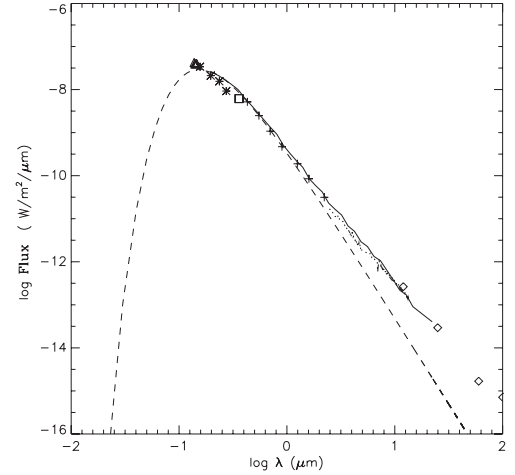


Fig. 5. α Arae’s Spectral Energy Distribution (SED) from various sources in the literature (see text). Dashed line: emission from the central star only assuming a blackbody with $R_\star = 4.8 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K, and $d = 105$ pc. Fit of the SED with SIMECA, taking into account the envelope free-free and free-bound contribution (solid line) between 0.3 and $20\ \mu\text{m}$.

compute the escape probability of each transition, obtaining updated populations. By using these populations as input values for the next step, we iterate until convergence. The basic equations of the SIMECA code are given in detail by Stee et al. (1995).

To take into account the photospheric absorption line, we assume the underlying star to be a normal B3 V star with $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K and $R = 4.8 R_\odot$, and synthesize the photospheric line profiles using the SYNSPEC code by Hubeny (Hubeny 1988; Hubeny & Lanz 1995). The resulting line profile is broadened by solid-body rotation and might be further altered by absorption in the part of the envelope in the line of sight towards the stellar disk.

6. Using SIMECA for the modeling of α Arae circumstellar environment

6.1. Fit of the SED

Thanks to the previous study, we now have a good starting point for the estimation of the global geometry of the disk around α Arae. Nevertheless, we want to use the SIMECA model already described in Paper I and in Sect. 3 to obtain a more physical scenario for this star. Thus, to obtain a SED that can be used to constrain our model, we have collected photometric measurements from the largest spectral range available, i.e., from UV to mid-IR. We used UV measurements from Jamar (1976) and Thompson (1978), the U magnitude from Johnson 1966, $BVR IJHK$ magnitudes from Ducati 2002, ISO data, MIDI SED measurements (2003) between $7\text{--}13\ \mu\text{m}$, and IRAS data. Of course, using non simultaneous data for a variable star may be questionable, but this is a good starting point, especially for the shorter wavelengths related to the central star, which is supposed to be stable, contrary to the circumstellar disk, which may appear and vanish with a typical timescale of a decade, and should drastically modify the IR excess of the SED.

The SED we obtain from these various sources is plotted in Fig. 5. The SED is dominated by the emission of the central star for wavelengths smaller to $1\ \mu\text{m}$, which is assumed to be a blackbody with the following parameters from Paper I: $R_\star = 4.8 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 18\,000$ K, and $d = 105$ pc. In Paper I, we already

discussed the fact that we were obliged to use a distance of 105 pc instead of the 74 pc obtained from Hipparcos measurements to fit the SED. Without considering any reddening, and keeping the Hipparcos distance, the radius of α Arae would be unrealistically low (below $3.5 R_{\odot}$) or the photosphere unrealistically cold ($T_{\text{eff}} \sim 15\,000$ K), thus we use the 105 pc determined from Paper I in the following. The free-free and free-bound emissions from the envelope produce an IR excess and dominate the SED for wavelengths larger than $\sim 1 \mu\text{m}$, but the envelope remains optically thin. This emission depends mostly on the number of free electrons and on the temperature law in the circumstellar envelope. As the envelope is almost fully ionized, we can consider that the global IR excess is only proportional to the mass of the disk. In Fig. 5, we present our best fit of the SED, using a temperature law in the envelope with $T(r) \propto r^{-3/4}$, and a mass of the envelope of $4.1 (\pm 0.5) \times 10^{-10} M_{\odot}$.

The mass of the disk in SIMECA depends on six parameters. Three of them are related to the stellar mass loss: mass flux at the pole, C_1 , and m_1 . The three other ones are related to the envelope kinematics: terminal velocity at the pole, at the equator, and m_2 .

The mass flux in SIMECA is given by:

$$\Phi(\theta) = \Phi_{\text{pole}} [1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)], \quad (6)$$

where m_1 is the first free parameter, which describes the variation of the mass flux from the pole to the equator, and C_1 is the ratio between the equatorial and polar mass flux:

$$C_1 = \frac{\Phi_{\text{eq}}}{\Phi_{\text{pole}}}. \quad (7)$$

The expansion velocity field is given by:

$$v_r(r, \theta) = V_o(\theta) + [V_{\infty}(\theta) - V_o(\theta)] \left(1 - \frac{R}{r}\right)^{\gamma}. \quad (8)$$

We used $\gamma = 0.86$ which is a typical value for early Be stars (Poe & Friend 1986; Araújo & Freitas Pacheco 1989; Owocki et al. 1994), with

$$V_o(\theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\rho_0} = \frac{\Phi_{\text{pole}} [1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)]}{\rho_0}. \quad (9)$$

The second free parameter m_2 is introduced in the expression of the terminal velocity as a function of the stellar latitude:

$$V_{\infty}(\theta) = V_{\infty}(\text{pole}) + [V_{\infty}(\text{eq}) - V_{\infty}(\text{pole})] \sin^{m_2}(\theta). \quad (10)$$

The shape of the terminal velocity law as a function of the stellar latitude, as well as the rotational velocity for various stellar radii are plotted in Fig. 7.

Finally the density distribution in the envelope is given by the equation of mass conservation (see Fig. 6):

$$\rho(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{(\frac{r}{R})^2 v_r(r, \theta)}. \quad (11)$$

The mass of the disk is obtained by integrating Eq. (11). It is possible to obtain a combination of these six parameters that fit the SED, but the solution may, of course, not be unique. To discriminate between all the possible solutions, we need to put more constraints on our modeling, namely, try to fit the visibility measurements in the lines and in the continuum for the various VLTI baseline orientations.

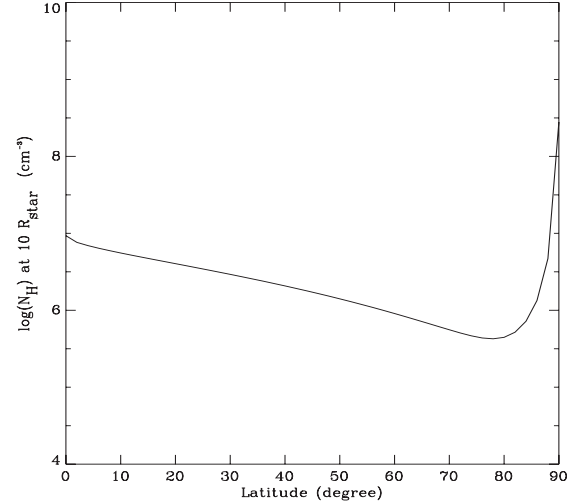


Fig. 6. Example of the SIMECA density distribution as a function of the stellar latitude from the pole ($\theta = 0^\circ$) to the equator ($\theta = 90^\circ$) at $10 R_*$.

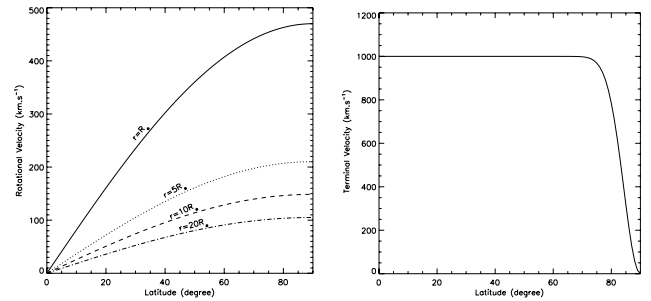


Fig. 7. *Left:* rotational velocities as a function of the stellar latitudes from the pole ($\theta = 0^\circ$) to the equator ($\theta = 90^\circ$) at various stellar radii (over-plotted on the graph). *Right:* terminal velocity as a function of the stellar latitudes.

6.2. Visibility modulus in the continuum

To fit the visibility measurements described in Sect. 4.2, we simulate a thin disk + polar enhanced winds with SIMECA with a dense equatorial matter confined in the central region, in addition to a polar wind contributing along the rotational axis of the central star. Between these two regions, the density must be low enough to reproduce the large visibility modulus (small extension) obtained for the B₀ and B₃ VLTI baselines. Since $\rho \propto \frac{\dot{M}}{v_r}$ (see Eq. (11)), we can build a model satisfying the above conditions by tuning both the mass flux and the expansion velocity in the envelope. The expansion velocity at the equator should be very small, i.e., a few km s^{-1} , whereas at the pole it can reach larger values up to $500\text{--}2000 \text{ km s}^{-1}$. The density ratio between the equator and the pole must be around 10–100 to fit the data. The parameters we obtain for our best model are given in Table 4, and the $2.15 \mu\text{m}$ intensity map obtained in the continuum is plotted in Fig. 8. The largest discrepancies between these parameters and those from Paper I are that the star is now rotating close to its critical velocity ($v = 470 \text{ km s}^{-1}$, the disk is very thin but denser (by a factor 10)) and the expansion velocity is only 1 km s^{-1} . The continuum map is seen with an inclination angle of 55° , and the central bright region is the flux contribution from the thin equatorial disk, whereas the smoother regions originate from the stellar wind. The brightness contrast between the disk and the wind is ~ 30 , but can reach 100, if you compare the inner region of the disk with the outer parts of the wind. This

Table 4. Best model parameters for the α Arae central star and its circumstellar environment obtained from this work. Values for the other parameters that have not changed are listed Table 1 and are from Paper I.

Parameter/result	Value
$v \sin i$	375 km s^{-1}
Inclination angle i	55°
Photospheric density (ρ_{phot})	$1.0 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$
Equatorial rotation velocity	470 km s^{-1}
Equatorial terminal velocity	1 km s^{-1}
Polar terminal velocity	1000 km s^{-1}
Polar mass flux	$7 \times 10^{-9} M_\odot \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$m1$	0.5
$m2$	100.0
$C1$	0.03
Mass of the disk	$4.1 \times 10^{-10} M_\odot$
Mass loss	$1.3 \times 10^{-8} M_\odot \text{ year}^{-1}$

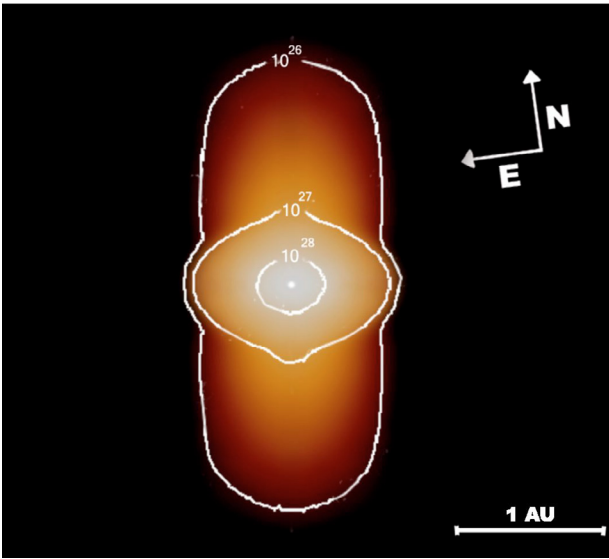


Fig. 8. Intensity map in the continuum at $2.15 \mu\text{m}$ obtained with SIMECA for our best model parameters. The inclination angle is 55° , and the central bright region is the flux contribution from the thin equatorial disk, whereas the smoother regions originate in the stellar wind. The brightness contrast between the disk and the wind is globally ~ 30 , but can reach 100, if you compare the inner region of the disk with the outer parts of the wind.

density contrast implies that we use a $C1$ parameter smaller than 1, i.e., 0.03, to keep a sufficient equator/pole density contrast and a negligible equatorial expansion velocity (1 km s^{-1}).

The fit of the visibility in the continuum basically constraints two parameters: the outer radius of the equatorial disk, which will modify the visibilities for all the projected baselines, and the inclination angle, which has a strong influence on the flattening of the projected equatorial disk into the skyplane. The outer radius of the equatorial disk for our best model was set to $33 R_\star$, which is larger than that in the $25 R_\star$ found in Paper I, but still in agreement with the $32 R_\star$ obtained for the companion orbit. Moreover, the inclination angle we obtain with our best model is $55 \pm 5^\circ$, which is also larger, but in agreement with the inclination angle of $45 \pm 5^\circ$ found in Paper I.

6.3. Line profiles

To put additional constraints on our modeling, we also try to fit emission line profiles with SIMECA, namely $H\alpha$, $H\beta$, and $\text{Pa}\beta$.

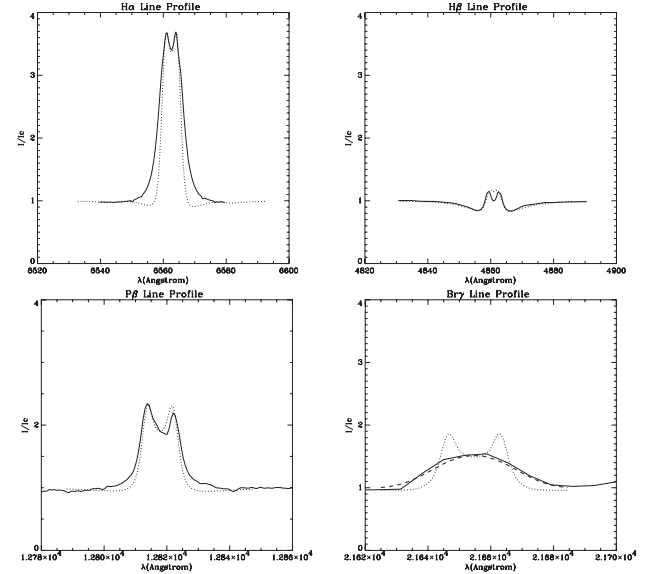


Fig. 9. Line profiles modeled with the SIMECA code using a thin disk + polar wind scenario. Modeled profiles are dotted lines, whereas observed ones are in solid lines. For Bry, the modeled profile (dotted line) obtained with SIMECA is convoluted with a $15 \text{ \AA}$ Gaussian, corresponding to the AMBER spectral resolution of 1500. The convoluted Bry profile we obtain is the dashed line superimposed on the observed one (solid line).

These lines were also used in Paper I, but following a quite different scenario: a nearly spherical expanding and rotating envelope versus a thin disk + polar wind, used in the present paper. Moreover, in this paper, we also used the Bry emission line which is accessible to AMBER. We remind the reader that the $H\alpha$ and $H\beta$ line profiles were observed in April 1999, with the HEROS instrument at la Silla (Chile), the $\text{Pa}\beta$ profile was recorded on August 13, 2003, at the Observatorio do Pico dos Dias (Brasil), and only the Bry line was contemporary to our AMBER interferometric observations. Knowing that α Arae is a variable star exhibiting line variations with typical timescales of a few months, we will only use the global shape of these line profiles to constrain the kinematics within the disk. We will not try to simultaneously fit the intensity of all these lines, which is, moreover, not possible, as shown in Paper I. In our new model, these emission lines originate from the dense and thin equatorial disk, and thus a fit of the shape of these lines will put strong constraints on the disk kinematics, since the disk is only supposed to rotate around the central star. Again, this is quite a different scenario from that in Paper I, where we used an expanding and rotating nearly spherical envelope to fit the lines.

The observed Bry line profile does not show a double-peaked structure, due to the medium (1500) AMBER spectral resolution mode used for these first interferometric observations, since the high (10 000) AMBER spectral resolution mode was not available at this time. Nevertheless, we can see in Fig. 9 that after a convolution with a $15 \text{ \AA}$ Gaussian, corresponding to the AMBER spectral resolution, the agreement with the modeled profile and the AMBER ones is satisfying. For the other lines, the fit of the peak separation is in agreement with the Keplerian rotation. As already discussed in Paper I, we recall that between the 1999 ($H\alpha$ and $H\beta$ profiles), the 2003 ($\text{Pa}\beta$), and the 2005 (Bry) observations, we decreased the density at the base of the stellar photosphere by 25% to fit the line intensity.

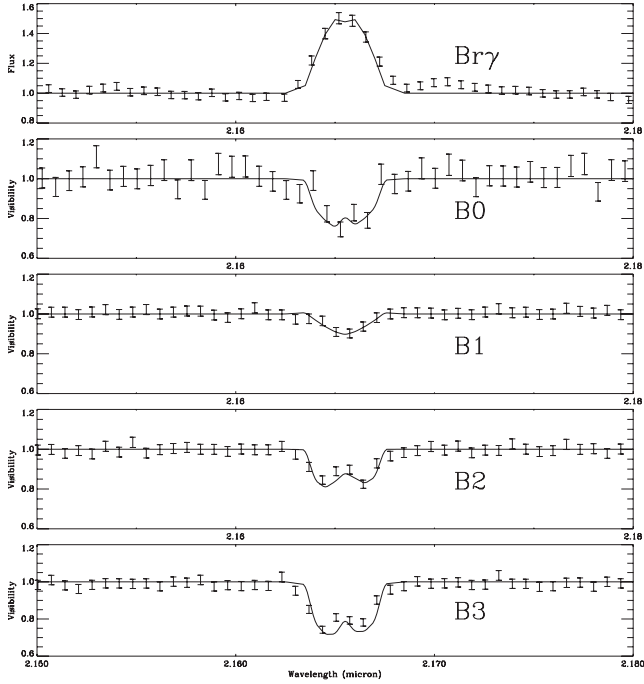


Fig. 10. Differential visibility across the Br γ line profile for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The first picture from the top is the Br γ line profile. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from our best models whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

Compared to Paper I, the agreement between the modeled and observed H α line profiles in Fig. 9 is not as good. We are not able to reproduce the broad line wings, which were mainly due to the nearly spherical expanding stellar wind used in our previous model. In our new scenario, the geometrically thin and rotating equatorial disk produces a narrower H α line profile. To obtain larger line widths, we should have taken into account multiple diffusion that occurs preferentially in the line wings, as shown by Poeckert & Marlborough (1979). This is especially true for H α and Pa β , but less pronounced for H β and Br γ . Nevertheless, we concentrate on the double-peaked separation, which is very sensitive to the rotational velocity law used, and as was already mentioned, the agreement we obtain was better using a Keplerian rotating law within the disk.

6.4. Differential visibility modulus across the Br γ emission line

The differential visibility curves are plotted in Fig. 10 for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The agreement between the modeled visibility and the AMBER/VLTI data is very good. Moreover, it was possible to reproduce the visibility decrease across the Br γ line profile, mainly due to the variation of the flux ratio between the unresolved star and the partially resolved circumstellar environment, but also due to its shapes as a function of wavelength. For the B₂ baseline mainly along the equatorial disk direction, the B₀ and B₃ baselines close to the equatorial disk, the curve, with an overall “U” shape, present a visibility increase at the center of the line. This means that α Arae observed within a narrow spectral bandwidth of 15 Å appears smaller at the center of the emission line compared to its extension in the nearby emission line wings, as seen in Fig. 12. On the contrary, for the B₁ baseline oriented along the polar axis the visibility curve presents a single “V” shape decrease at the line center. These

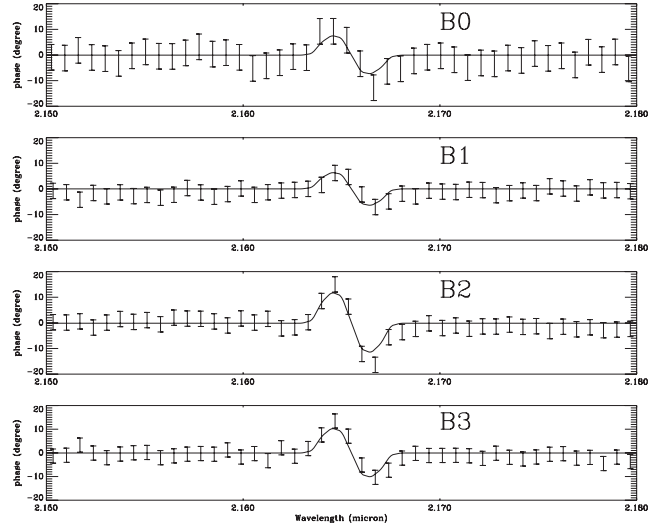


Fig. 11. Phase of the visibility across the Br γ line profile for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from our best model, whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

effects are mainly due to the kinematics within the disk and are confirmed by the shape of the phase of the visibility, as we will see in the following section.

6.5. Differential phase across the Br γ emission line

The shape of the differential phase across the Br γ line profile is related to the photocenter displacement of the object as a function of wavelength and is very sensitive to the β law used in the modeling, as already shown by Stee (1996). For our best model, we used a Keplerian rotation within the disk and the resulting visibility phases as a function of wavelength for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines, are plotted Fig. 11. Again, the agreement between the modeled phases and the AMBER/VLTI data is very good, which is the first direct evidence of the Keplerian rotation within a Be circumstellar disk. Nevertheless, to know if this agreement is unique, we have tested different models with different disk rotational velocities following:

$$v_\phi(r, \theta) \propto \sin \theta \left(\frac{R}{r} \right)^\beta, \quad (12)$$

with β between the constant rotation ($\beta = 0$) and the angular momentum conservation ($\beta = 1.0$), respectively $\beta = 0, 0.3, 0.4, 0.45, 0.5, 0.55, 0.7$, and 1. Nevertheless, if you modify the β law and still want to fit the doublepeaks of the Br γ emission line profile, you need to simultaneously modify the equatorial rotational velocity of the star, since the inner part of the disk, supposed to be in contact with the star’s photosphere, rotates at the same velocity. Thus, we were obliged to take into account the shape of the star photosphere and its distortion due to its fast rotational velocity, as shown by Domiciano de Souza et al. (2003) for the Be star Achernar, which was rotating close to its critical velocity, and thus exhibits a flattened photosphere with an equatorial vs. polar radius ratio of 1.5. In Fig. 13 we plotted the “beta” law versus the equatorial rotational velocity that fit the doublepeaks of the Br γ line emission line profile, assuming a purely circumstellar rotating disk without expansion. This figure shows that if we assume that the stellar rotation is between $v_{\min}$, corresponding to the smaller measured $v \sin i = 288 \text{ km s}^{-1}$ by Uesugi & Fukuda (1970), with $i = 55^\circ$, i.e., $v_{\min} = 350 \text{ km s}^{-1}$, and $v_{\max}$,

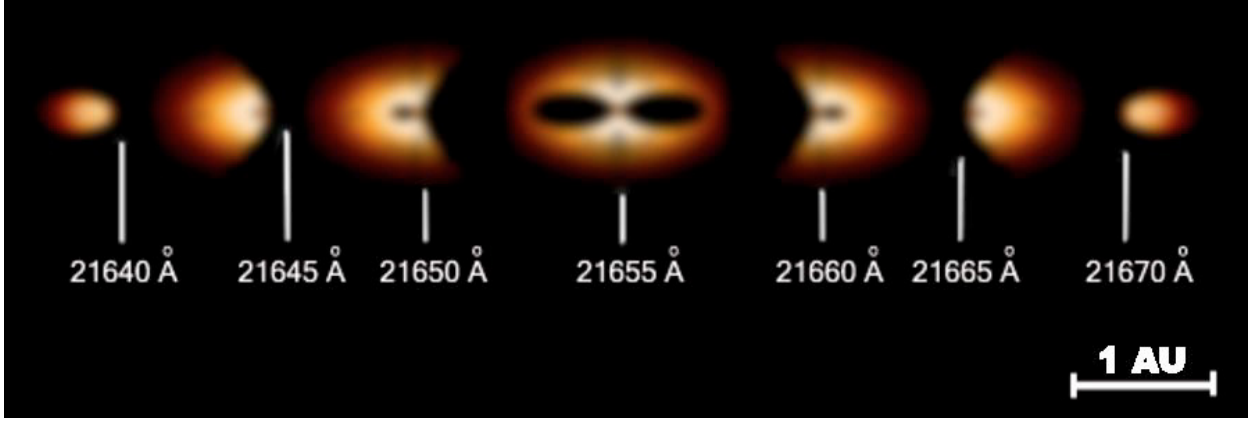


Fig. 12. Intensity maps across the Br γ line profiles within spectral channels of 15 Å, from which the differential visibility modulus and phase are estimated. Note that to increase the image contrast, the central star and the continuum emission have been subtracted.

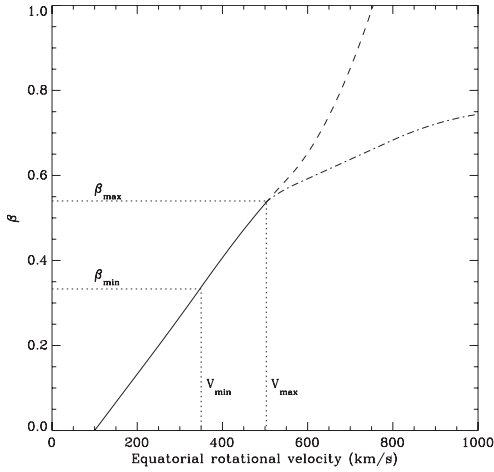


Fig. 13. β parameter as a function of the equatorial velocity, taking into account the stellar photosphere deformation due to its fast rotation. The solid line corresponds to physically possible cases, whereas the dashed line corresponds to rotational values larger than the “breakup” velocity. The dash-dotted line also corresponds to unrealistic values, but in this case we have not taken into account the stellar photosphere distortion larger than $1.5 R_*$ at the equator. $v_{\min} = 351 \text{ km s}^{-1}$ corresponds to the minimum $v \sin i$ found in the literature for this star, i.e., 288 km s^{-1} , by Uesugi & Fukuda (1970) with $i = 55^\circ$.

corresponding to the critical velocity for this star, i.e., $v_{\max} = 503 \text{ km s}^{-1}$; the β parameter must lie between 0.33 and 0.54. This last value is in better agreement with the upper value of the measured $v \sin i$, 375 km s^{-1} , by Bernacca & Perinotto (1970) with $i = 55^\circ$, i.e., $v = 457 \text{ km s}^{-1}$ at the equator which, may be a good indication that α Arae is rotating very close to its critical velocity.

Moreover, to be more quantitative, we have computed the total χ^2 from our best model as a function of the β parameter. The results are plotted Fig. 14 and we clearly see that better agreement ($\chi^2_{\min}$) is obtained for a rotating law very close to the Keplerian rotation, i.e., $\chi^2_{\min} = 0.48 \pm 0.04$.

6.6. Is the geometrically thin and rotating disk scenario unique?

Since our Keplerian disk + polar enhanced winds scenario seems to successfully reproduce all the available observables (i.e.,

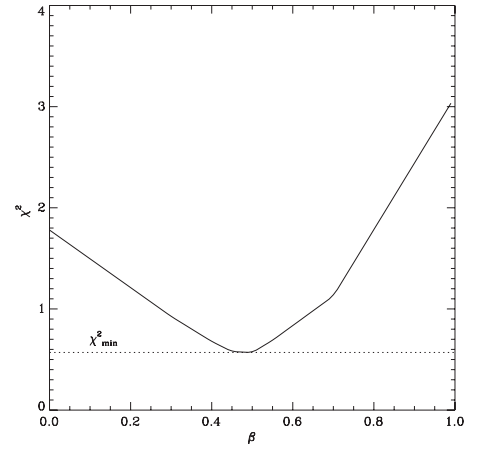


Fig. 14. χ^2 from our models and the AMBER data plotted as a function of the β parameter. $\chi^2_{\min}$ is the minimum value obtained for a model with $\beta = 0.48$, which is very close to the Keplerian rotation ($\beta = 0.5$).

photometric, spectroscopic, polarimetric, and interferometric) we may wonder if this scenario is really unique, especially due to the number of parameters used in the SIMECA code. Thus, we have tested two other scenarios; the first one is based on the same global geometry of our best model, but we have now added an expansion component produced by an equatorial stellar wind.

Since the peak separation of the line profiles depends on both components of the velocity field, i.e., expansion and rotation, we have to decrease the rotational velocity used in our best model to keep the same observed peak separation. Remembering that the lowest possible value of the rotational velocity is 351 km s^{-1} , we can only use a maximum value of 100 km s^{-1} for the expansion equatorial terminal velocity. The corresponding differential visibilities and phases we obtain are plotted in Fig. 15. In this case, the decrease of the differential phase amplitude variations is due to the smaller value used for the rotating component. If the envelope was only in spherical expansion due to a spherical stellar wind, the phase variation across the Br γ line would be zero, since there is no photocenter displacement for a spherically symmetric velocity field. On the contrary, if you have a purely rotating disk, the photocenter displacement will follow the projection of the isovelocity regions and will produce a typical “S-shape”, as shown Fig. 11. Thus, a decrease of the rotational velocity field component regarding the

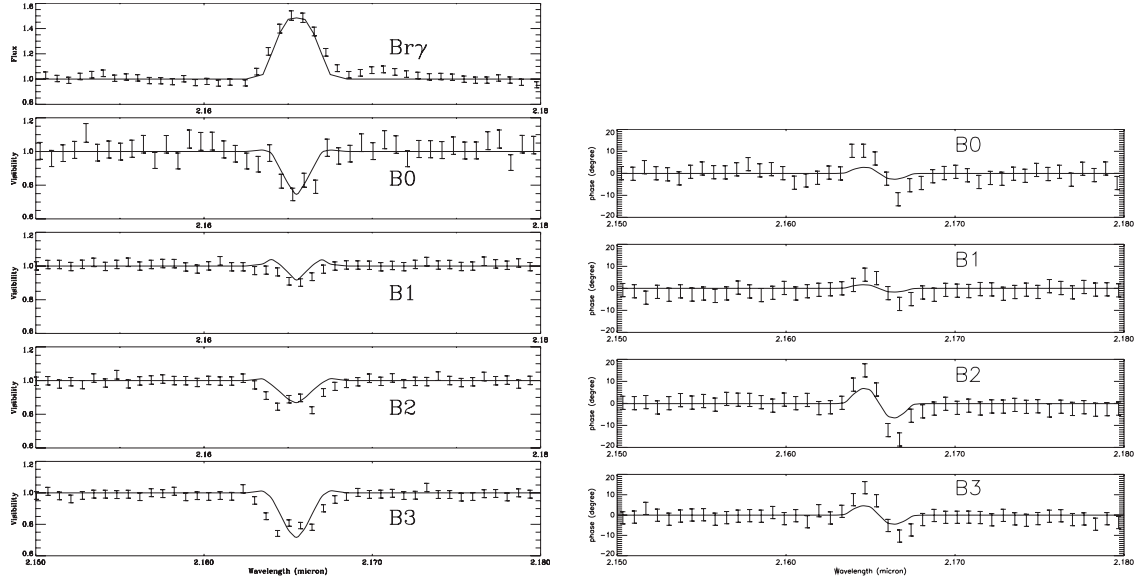


Fig. 15. α Arae differential visibilities (*left*) and phases (*right*) across the Br γ line profiles for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from a rotating and expanding scenario described in Sect. 6.6, whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

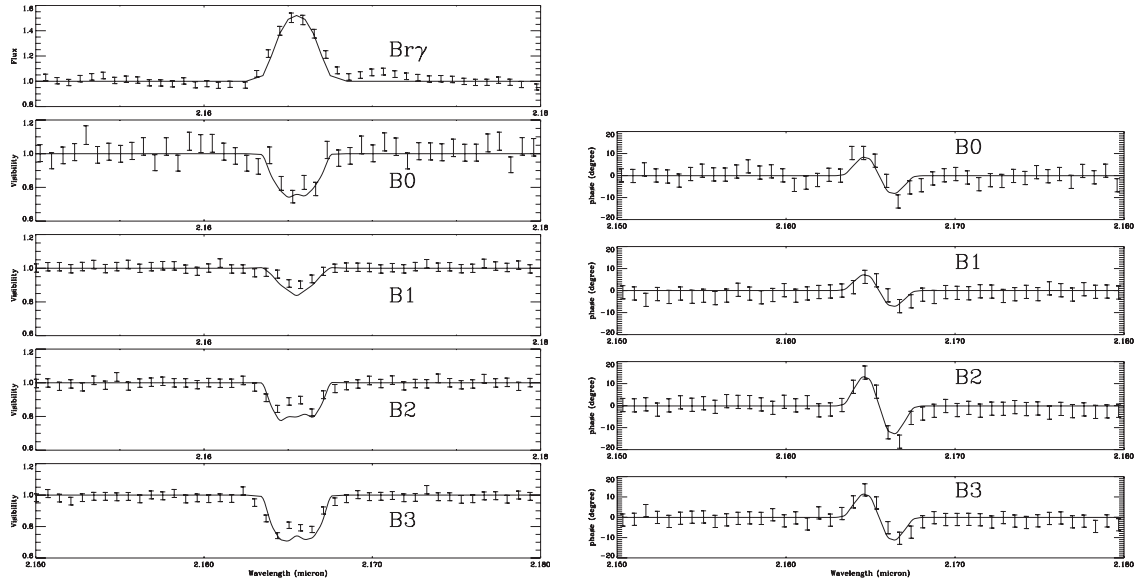


Fig. 16. α Arae differential visibilities (*left*) and phases (*right*) across the Br γ line profiles for the B₀, B₁, B₂, and B₃ baselines. The solid lines are the fits we obtain with SIMECA from the model 3 described in Sects. 4.3.2 and 6.6, whereas the AMBER/VLTI data are the points with error bars.

expansion component globally produces the smaller differential phase amplitude variation shown in Fig. 14. The amplitude of the differential visibility across the line remains almost the same, since it is less sensitive to the kinematics within the disk, but more sensitive to a global geometric change of the circumstellar environment, to a change in the star versus envelope flux ratio in the line, and to the continuum which remains unchanged by modifying the velocity fields. Nevertheless, the shape of the differential visibility is strongly modified and now presents a “V” shape, as was already mentioned in Sect. 6.4. This shape variation is due to the fact that the expansion versus rotation ratio is increasing in the equatorial region, and the difference between the pole versus equator kinematics is less pronounced when adding an equatorial expansion component. This analysis exhibits the importance of spectrally resolved interferometric measurements for the study of the kinematics within circumstellar disks.

The second scenario is based on a quasi-spherical model like the model 3 already described in our “toy story” section. The kinematics used are very close to our thin disk + polar enhanced winds model, (i.e., Keplerian rotation with a 1 km s^{-1} equatorial terminal velocity), but in this later case the disk is rather geometrically thick. Again, the corresponding differential visibilities and phases we obtain are plotted in Fig. 15. Since the kinematics remains mostly unchanged, the fits of the differential phases are as good as for our best model, but since the geometry of the disk is different, the agreement with the differential visibilities is not as good. Again, thanks to the same disk kinematics, the shape of the differential visibilities is very similar, but their amplitudes are not well reproduced. Nevertheless, these differences remain very small for an inclination angle of 55° , and it is very hard to put an upper limit for the disk opening angle using this method, especially regarding the actual errors on the AMBER absolute calibrated visibilities. On the other hand, this

study clearly shows that the equatorial region is a Keplerian rotating disk rather than an expanding wind.

7. Discussion

This study points out three important results touching lively debated issues:

7.1. Keplerian rotation

There were already some indications by other theoretical studies that the disk may follow the Keplerian rotation, for instance the results obtained by Hanuschik (1995) regarding shell lines produced within a Keplerian disk in hydrostatic equilibrium. Hanuschik (1996, 2000) also investigates the geometrical structure of the emitting part of circumstellar envelopes around Be stars and found a good agreement with spectroscopic data, using a thin disk in vertical hydrostatic and horizontal centrifugal equilibrium, similar to a Keplerian accretion disk. These results were confirmed by Rivinius (1999), presenting high resolution echelle spectra for 6 B-type stars that were supposed to be seen edge-on, and in good agreement with Hanuschik's models for the formation of shell lines in circumstellar disks with Keplerian rotation. In a more recent paper, Rivinius (1999) proposes a scenario where the disk is no longer a completely stationary structure, but rather a succession of outbursts that may form rings. But even within this scenario, part of the ejected matter attains a sufficiently high angular momentum to form a roughly Keplerian disk, at least for the immediate period following the outbursts. Finally, another indirect argument in favor of a Keplerian disk is the success of the global oscillation modeling already outlined in the paper review by Porter & Rivinius (2003). Thus, our results may confirm the widely accepted fact that circumstellar disks around Be stars are in Keplerian rotation.

7.2. Stellar rotation

As already mentioned in Sect. 6.5 we found that α Arae must be rotating very close to its critical velocity, since we obtain $\frac{v_{\text{rot}}}{v_{\text{crit}}} \sim 91\%$. This value is far above the conservative estimates of $\sim 75\%$ usually found in the literature for Be stars. The fact that Be stars may be rotating much closer to their critical velocities than is generally supposed was already outlined by Townsend et al. (2004) and Owocki (1996). This nearly critical rotation has quite profound implications for dynamical models of Be disk formation and may be the clue for the Be phenomenon. It may bring sufficient energy to levitate material in a strong gravitational field, or at least help other physical processes such as pulsation or gas pressure provide sufficient energy and angular momentum to create a circumstellar disk. Moreover, observational evidence of this nearly critical rotation are growing, such as the results obtained by Domiciano et al. (2003) using interferometric VINCI/VLTI data of Achernar. They measured a rotationally distorted photosphere with an apparent oblateness of 1.56, which cannot be explained using the classical Roche approximation. This scenario follows the original picture by Struve (1931) of a critically rotating star, ejecting material from its equatorial regions.

7.3. Polar wind enhancement

Our interferometric measurements shows evidence of a polar wind enhancement (see Fig. 8) that was already predicted for

almost critically rotating stars. For instance, Cranmer & Owocki (1995) and Owocki & Gayley (1998) studied the effects of limb darkening, gravity darkening, and oblateness on the radiation driving mechanism, and found that the tendency for the higher flux from the bright poles to drive material toward the darker equatorial region is outweighed by the opposite tendency for the oblateness of the stellar surface to direct the radiative flux to higher latitudes, i.e., away from the equator. The paper review by Porter & Rivinius (2003) also outlines the effect of the inclusion of nonradial line-driving force which reduces the effect of the wind compression to zero and, taking into account the gravity darkening, results in a polar wind enhancement. This physical effect goes in the opposite direction to the one proposed for the Wind Compressed Disk model by Bjorman & Cassinelli (1993). In a recent paper, Kervella & Domiciano de Souza (2006) have shown an enhanced polar wind for the Be star Achernar, whereas this Be star presents no hydrogen lines in strong emission. Thus, it seems that a significant polar wind may be present, even if the star is still in a normal B phase, i.e., this enhanced polar wind does not seem to be related to the existence of a dense equatorial envelope, as already outlined by Kervella & Domiciano de Souza (2006).

8. Conclusion

1. Thanks to these first spectrally resolved interferometric measurements of a Be star at $2 \mu\text{m}$, we are able to propose a possible scenario for the Be star α Arae's circumstellar environment, which consists of a thin disk + polar enhanced winds that is successfully modeled with the SIMECA code.
2. We found that the disk around α Arae is compatible with a dense equatorial matter confined in the central region, whereas a polar wind is contributing along the rotational axis of the central star. Between these two regions, the density must be low enough to reproduce the large visibility modulus (small extension) obtained for two of the four VLTI baselines. This new scenario is also compatible with the previous MIDI measurements and the fact that the outer part of the disk may be truncated by a unseen companion at $32 R_\star$.
3. For the first time, we obtain the clear evidence that the disk is in Keplerian rotation, closing a debate that has continued since the discovery of the first Be star γ Cas by Father Secchi in 1866.
4. We found that α Arae must be rotating very close to its critical velocity.
5. These observations were done using the medium (1500) spectral resolution of the AMBER/VLTI instrument and are very promising for the forthcoming AMBER high spectral resolution observational mode (10 000) and the coupling of the Auxiliary Telescopes (ATs) on the VLTI array.

Acknowledgements. We thanks G. Duvert and J.-M. Clausse for their help in the data reduction through the JMMC. We acknowledge the useful comments of the referee Thomas Rivinius who help to improve the discussion in this paper. The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry (JMMC) and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS). The data reduction software `amdlib` and the user-friendly interface `ammyorick` used in this work is available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>.

References

- Araújo, F. X., & Freitas Pacheco, J. A. 1989, MNRAS, 241, 543
 Bernacca, P. L., & Perinotto, M. 1970, A catalogue of stellar rotational velocities, Contr. Oss. Astroph. Padova in Asiago, 239, 1

- Bjorkman, J. E., & Cassinelli, J. P. 1993, *ApJ*, 409, 429
- Bjorkman, K. S., Nook, M. A., Nordsiek, K. H., et al. 1997, *ApJ*, 477, 926
- Bjorkman, J. E., & Carciofi, A. C. 2004, *A&AS*, 204, 6206
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., et al. 2001, *A&A*, 378, 861
- Chesneau, O., Meilland, A., Rivinius, T., et al. 2005, *A&A*, 435, 275 (Paper I)
- Cohen, D. H., Cassinelli, J. P., & MacFarlane, J. J. 1997, *ApJ*, 487, 867
- Cranmer, S. R., & Owocki, S. P. 1995, *ApJ*, 440, 308
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47
- Dougherty, S. M., Waters, L. B. F. M., Burki, G., et al. 1994, *A&A*, 290, 609
- Ducati, J. R. 2002, *Stellar Photometry in Johnson's 11-color system, Catalogue of Stellar Photometry in Johnson's 11-color system*
- Hanuschik, R. W. 1995, *A&A*, 423, 434
- Hanuschik, R. W. 1996, *A&A*, 308, 170
- Hanuschik, R. W. 2000, *ASPC*, 214, 518
- Hubeny, I. 1988, *Comp. Phys. Comm.*, 52, 103
- Hubeny, I., & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Jamar, C., Macau-Hercot, D., Monfils, A., et al. 1976, *UV Bright Star Spectrophotometric Catalog, ESA SR-27*
- Johnson, H. L., Mitchell, R. I., Iriarte, B., & Wisniewski, W. Z. 1966, *UBV Photometry of Bright Stars, Commun. Lunar & Planet. Lab.* 4, 99, Table 9
- Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059
- Mc Lean, I. S., & Clarke, D. 1979, *MNRAS*, 186, 245
- Owocki, S. P. 2005, *ASPC*, 337, 101
- Owocki, S. P., & Gayley, K. G. 1998, *ASPC*, 131, 237
- 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
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, 49
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
- Poe, C. H., & Friend, D. 1986, *ApJ*, 311, 317
- Poeckert, R., & Marlborough, J. M. 1979, *ApJ*, 233, 259
- Porter, J. M., & Rivinius, Th. 2003, *PASP*, 115, 1153
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., et al. 1997, *ApJ*, 479, 477
- Richichi, A., & Percheron, I. 2002, *A&A*, 386, 492
- Rivinius, Th., Stefl, S., & Baade, D. 1999, *A&A*, 348, 831
- Rivinius, Th., Baade, D., Stefl, S., et al. 2001, *A&A*, 379, 257
- Secchi, A. 1867, *Astron. Nachr.*, 68, 63
- Stee, Ph. 1996, *A&A*, 311, 945
- Stee, Ph. 2003, *A&A*, 403, 1023
- Stee, Ph., & de Araùjo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
- Stee, Ph., & Bittar, J. 2001, *A&A*, 367, 532
- Stee, Ph., de Araùjo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
- Stee, Ph., Vakili, F., Bonneau, D., et al. 1998, *A&A*, 332, 268
- Struve, O. 1931, *ApJ*, 73, 94
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
- Thomson, G. I., Nandy, K., Jamar, C., et al. 1978, *Catalogue of stellar ultraviolet fluxes, The Science Research Council, UK*
- Uesugi, A., & Fukuda, I. 1970, *Catalogue of rotational velocities of the stars, Contr. Astroph. Kwasan, Obs. Univ. Kyoto*, 189
- Townsend, R. H., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, *MNRAS*, 350, 189
- Wood, K., Bjorkman, J. E., Whitney, B. A., & Code, A. D. 1996a, *ApJ*, 461, 828
- Wood, K., Bjorkman, J. E., Whitney, B. A., & Code, A. D. 1996b, *ApJ*, 461, 847
- Yudin, R. V., & Evans, A. 1998, *A&AS*, 131, 401
- Yudin, R. V. 2001, *A&A*, 368, 912

III

*An asymmetry detected in the disk
of κ CMa with the AMBER/VLTI*

An asymmetry detected in the disk of κ Canis Majoris with AMBER/VLTI[★]

A. Meilland¹, F. Millour^{2,3}, P. Stee¹, A. Domiciano de Souza^{2,1}, R.G. Petrov², D. Mourard¹, S. Jankov², S. Robbe-Dubois², A. Spang¹, E. Aristidi², P. Antonelli¹, U. Beckmann⁴, Y. Bresson¹, A. Chelli³, M. Dugué¹, G. Duvert³, S. Gennari⁵, L. Glück³, P. Kern³, S. Lagarde¹, E. Le Coarer³, F. Lisi⁵, F. Malbet³, K. Perraut³, P. Puget³, F. Rantakyro⁶, A. Roussel¹, E. Tatulli^{3,5}, G. Weigelt⁴, G. Zins³, M. Accardo⁵, B. Acke^{3,13}, K. Agabi², E. Altariba³, B. Arezki³, C. Baffa⁵, J. Behrend⁴, T. Blöcker⁴, S. Bonhomme¹, S. Busoni⁵, F. Cassaing⁷, J.-M. Clausse¹, J. Colin¹, C. Connot⁴, A. Delboulbé³, T. Driebe⁴, P. Feautrier³, D. Ferruzzi⁵, T. Forveille³, E. Fossat², R. Foy⁸, D. Fraix-Burnet³, A. Gallardo³, E. Giani⁵, C. Gil^{3,14}, A. Glentzlin¹, M. Heiden⁴, M. Heininger⁴, O. Hernandez Utrera³, K.-H. Hofmann⁴, D. Kamm¹, M. Kiekebusch⁶, S. Kraus⁴, D. Le Contel¹, J.-M. Le Contel¹, T. Lesourd⁹, B. Lopez¹, M. Lopez⁹, Y. Magnard³, A. Marconi⁵, G. Mars¹, G. Martinot-Lagarde^{9,1}, P. Mathias¹, P. Mège³, J.-L. Monin³, D. Mouillet^{3,15}, E. Nussbaum⁴, K. Ohnaka⁴, J. Pacheco¹, C. Perrier³, Y. Rabbia¹, S. Rebattu¹, F. Reynaud¹⁰, A. Richichi¹¹, A. Robini², M. Sacchetti³, D. Schertl⁴, M. Schöller⁶, W. Solscheid⁴, P. Stefanini⁵, M. Tallon⁸, I. Tallon-Bosc⁸, D. Tasso¹, L. Testi⁵, F. Vakili², O. von der Lühe¹², J.-C. Valtier¹, M. Vannier^{2,6,16}, and N. Ventura³

(Affiliations can be found after the references)

Received 11 April 2006 / Accepted 25 October 2006

ABSTRACT

Aims. We study the geometry and kinematics of the circumstellar environment of the Be star κ CMA in the Bry emission line and its nearby continuum.

Methods. We use the AMBER/VLTI instrument operating in the *K* band, which provides a spatial resolution of about 6 mas with a spectral resolution of 1500, to study the kinematics within the disk and to infer its rotation law. To obtain more kinematical constraints we also use a high spectral resolution Pa β line profile obtained in December 2005 at the Observatorio do Pico do Dias, Brazil and we compile *V/R* line profile variations and spectral energy distribution data points from the literature.

Results. Using differential visibilities and differential phases across the Bry line we detect an asymmetry in the disk. Moreover, we found that κ CMA seems difficult to fit within the classical scenario for Be stars, illustrated recently by α Arae observations, i.e. a fast rotating B star close to its breakup velocity surrounded by a Keplerian circumstellar disk with an enhanced polar wind. We discuss the possibility that κ CMA is a critical rotator with a Keplerian rotating disk and examine whether if the detected asymmetry can be interpreted within the “one-armed” viscous disk framework.

Key words. techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – stars: emission-line, Be – stars: individual: Keplerian rotation – stars: individual: κ CMA – stars: circumstellar matter

1. Introduction

The “Be phenomenon” is related to hot stars that have exhibited Balmer lines at least once in emission, with infrared excess produced by free-free and free-bound processes in an extended circumstellar disk. There is now strong evidence that the disk around the Be star α Arae is Keplerian (Meilland et al. 2007) and that this dense equatorial disk is slowly expanding. However, there is also evidence for a polar enhanced wind. This was predicted for almost critically rotating stars, and thus for a large fraction of Be stars. Recently, Kervella & Domiciano de Souza (2006) showed an enhanced polar wind for the Be star Achernar even though this Be star presents no hydrogen lines in strong emission. Thus, it seems that a significant polar wind may be present even if the star is still in a normal B phase, signifying that this enhanced polar wind is not related to a dense equatorial envelope. However many issues remain unsolved about the structure of the circumstellar

envelope in Be stars, which probably depends on the dominant mass ejection mechanisms from the central star and on the way the ejected mass is redistributed in the near circumstellar environment. Meilland et al. (2006) reported theoretical spectral energy distributions (SEDs), Bry line profiles and visibilities for two likely scenarios of the disk dissipation of active hot stars, and account for the transition from the Be to the B spectroscopic phase.

κ CMA (HD 50013, HR 2538) is one the brightest Be stars in the southern hemisphere ($V = 3.8$, $K = 3.6$). It is classified as a B2IVe star, and the distance deduced from the Hipparcos parallax is 230 ± 30 pc. The measured $v \sin i$ values range from 220 km s^{-1} (Dachs et al. 1989; Mennickent et al. 2004; Okazaki 1997; Prinja 1989) to 243 km s^{-1} (Zorec et al. 2005), its radius is $6 R_{\odot}$ (Dachs et al. 1989; Prinja 1989) and its mass is $10 M_{\odot}$ (Prinja 1989).

The mass and radius determination of a Be star is not an easy task. For instance if we assume values of masses and radii from the Harmanec (1988) compilation, in agreement with Schaller et al. (1992) non-rotating evolutionary models, for the

[★] Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, within the guaranteed time programme 074.A-9025(A).

Table 1. Mass and radius determination for κ CMA from the Harmanec (1988) compilation for the effective temperatures given by Popper (1980), Prinja (1989) and Fremat (2005).

T_{eff} in K	Mass in $M_{\odot}$	Normal radius in $R_{\odot}$	Radius from parallax in $R_{\odot}$
20 000	6.60	3.71	7.25 (6.46 – 8.24)
23 100	8.62	4.28	6.26 (5.59 – 7.13)
25 800	10.72	4.83	5.59 (4.98 – 6.36)

effective temperatures used by Popper (1980), Prinja (1989) and Fremat (2005), we obtain the Table 1.

Thus, for a main sequence star the stellar radius should be smaller than the $6 R_{\odot}$ we have adopted, however, our radius estimate based on the parallax and the chosen V magnitude from the correlation between the brightness and emission strength, as proposed by Harmanec (2000), gives the range of radii comparable to the $6 R_{\odot}$ used in our modeling.

The star exhibits a large IR-excess and strong emission in the hydrogen lines making it a good candidate for the AMBER/VLTI spectro-interferometer (Petrov et al. 2007) using medium spectral resolution (1500). Our aim is to study the geometry and kinematics of the circumstellar environment of this star as a function of wavelength, especially across the Bry emission line and to detect any signatures of a possible asymmetry of its circumstellar disk, as already observed through a violet to red peak ratio $V/R \sim 1.3$ (Dachs et al. 1992; Slettebak et al. 1992).

2. Observations and data reduction

Dedicated observations of κ CMA were carried out during the night of December 26th 2004 with the three VLTI 8m ESO telescopes UT2, UT3 and UT4 (see Table 3 for the baseline configurations). The data were reduced using the amdlib (v1.15)/ammyorick (v0.54) software package developed by the AMBER consortium. It uses a new data processing algorithm adapted to multi-axial recombination instruments called P2VM (*Pixel To Visibility Matrix* algorithm). The squared visibility estimator is computed from the basic observable coming from this algorithm, the coherent flux (i.e. complex visibilities frame by frame multiplied by the flux) and the estimated fluxes from each telescope. The principles of the general AMBER data reduction are described in more detail by Millour et al. (2004) and Tatulli et al. (2007).

The complex coherent flux allows one to compute differential phase, i.e. the averaged instantaneous phase subtracted from achromatic atmospheric OPD and a wavelength-averaged reference phase. This means that the differential phase is the difference between the phase of the source complex visibility and a mean OPD. This leads to an average differential phase equal to zero on the observed spectral window and the lost of the object's phase slope over the wavelengths. This technique allows one to retrieve partial information about the object's phase and is almost equal to the object's interferometric phase if we have some spectral channels in which we know that the object's phase is zero.

It also allows one to compute “differential” visibility (as defined in Millour et al. 2007), i.e. the instantaneous modulus of the complex visibility divided by the averaged visibility in all the wavelengths excepted the working one. This leads to an average differential visibility equal to 1 in the continuum. It has the advantage over the “classical” visibility estimator of being

Table 2. Calibration star diameters estimated from spectro-photometric indices (computed as in Bonneau et al. 2006) and their associated errors.

Star	Diameter (mas)	Error (mas)
HD 75063	0.50	0.08
HD 93030	0.454	0.006

almost insensitive to rapid frame-to-frame variations of visibility (due to vibrations or atmospheric jittering for example) and therefore one can expect the differential visibility observed to be more precise than the classical visibility estimator given the current vibrations in the VLTI infrastructure, and even though the continuum visibility information is lost in this observable.

Differential data reduction is described in detail in Millour et al. (2007).

Reducing the κ CMA data with good accuracy is difficult to achieve. We encountered specific problems related to this data set. Therefore, in addition to the tools furnished by the default package, some specific processing was added to reach the best precision on the interferometric observables.

- No specific data were available to calibrate the fringe contrast of κ CMA. We therefore looked at calibration stars observed during the same night for other stars and corrected their visibilities averaged over the $[2.13\text{--}2.21] \mu\text{m}$ observed spectral range from their estimated diameters (see Table 2) to monitor the instrumental+atmospheric transfer function (see Fig. 1). This transfer function is the visibility of a point source measured by the instrument, allowing us to correct the raw visibilities for the science star for the instrumental-specific visibility loss. The scattering over time of the visibilities gives the dispersion due to the instrumental drifts and atmospheric fluctuations during the observing time. This leads to a visibility dispersion estimate of 0.05 for each star, which leads to an error on the calibrated visibilities of $0.07 (\sqrt{2 \times 0.05^2})$. Then we interpolate the estimated transfer function to the time of the science star observations (as in Perrin et al. 2003). The $[2.13\text{--}2.21] \mu\text{m}$ averaged visibility of κ CMA is close to 1.0 with an uncertainty of 0.07 on all the observed base lengths. This would normally be unacceptable for the wavelength-dependence study of the visibilities, but as explained before, we expect to have differential visibility and differential phase estimators that are much more precise than the visibility estimator.
- The lack of dedicated calibration star for κ CMA should have lead to an inability to spectrally calibrate the differential observables, but fortunately another calibration star (HD 93030) was observed two hours later within almost the same spectral window, which means that the spectrograph grating did not move but that the detector window was not exactly the same as for κ CMA, allowing us to use the intersecting spectral channels between the two observations without any calibration problems. Detailed data analysis of calibration stars tends to demonstrate that the main pattern on differential observables comes from a fiber-injection pattern (i.e. an AMBER internal instrumental effect) and that it is stable over several minutes in the 10^{-2} range for the differential visibilities and 10^{-2} radians for the differential phase at medium spectral resolution ($R \sim 1500$, see for instance Vannier et al. 2005).

This allowed us to correctly calibrate the differential visibility and the differential phases (see Fig. 2). In order to ensure our

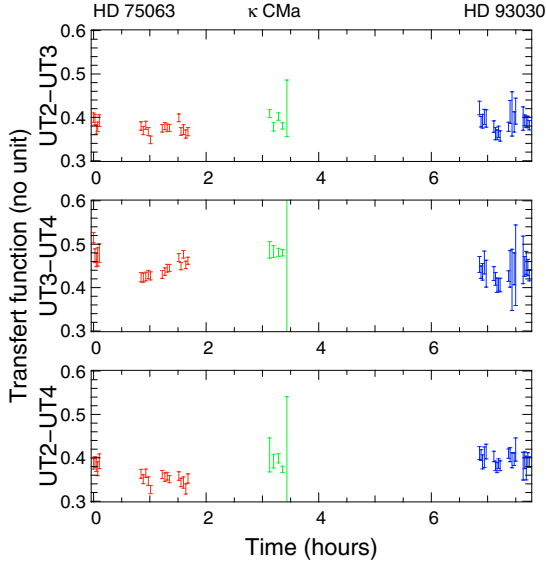


Fig. 1. Raw absolute visibilities of calibration stars corrected for their angular diameters and averaged over the $[2.13\text{--}2.21]\ \mu\text{m}$ window, allowing us to monitor the instrumental+atmospheric transfer function (points respectively around 1h in red and 7 h in blue). For comparison we have overplotted the raw visibilities of κ CMA (around 3 h in green). The κ CMA visibilities have the same value as the instrumental+atmospheric transfer function within the error bars, leading to a calibrated visibility of 1, i.e. a non resolved or poorly resolved object on all baselines.

calibration, we checked that all the features mentioned in this article are present in the uncalibrated data, and not added by noise effects produced by the calibrator star.

We could expect to see an effect in the closure phase, but its modulation seems to be of the order of the amplitude of the error bars (3° or 0.05 radians), which means that we do not see any detectable signal in the closure phase. This non-detection confirms the result of the visibility and the low amplitude of the modulation on the differential phases: the object is almost non-resolved or barely resolved by the interferometer on the considered baselines (80 m maximum).

What we see in the observed data is a decrease in the differential visibilities in two of the three baselines of the order of 0.07, much larger than the error bars (0.02 for the differential visibilities). This can be explained by an envelope larger than the star, visible in the emission line.

We observe also a modulation in the differential phase of the order of 5° (0.09 radians), also higher than the error bars (2° or 0.03 radians). The modulation of the differential phase show a “sine arch” shape, typical of a rotating object or a bipolar outflow but also shows an asymmetry, mainly on the baseline UT2-UT3 (B1).

In order to obtain more kinematical constraints the star has also been observed in the J_2 band ($1.2283\text{--}1.2937\ \mu\text{m}$) with the 1.6 m Perkin-Elmer telescope and Coudé spectrograph (with $R = 10\,000$) at the Observatório do Pico dos Dias, Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), Itajubá, Brasil. The spectra were recorded on the night of 20/21 November 2005, at seven different positions along the slit using the Câmara Infravermelho (CamIV) detector. The images of the darkfield were subtracted from each star’s spectral image, wavelength calibration image and five flat-field images. For the sky image we obtained the median combination of the star’s spectral images (divided previously by the average of flat-field images). The sky image was

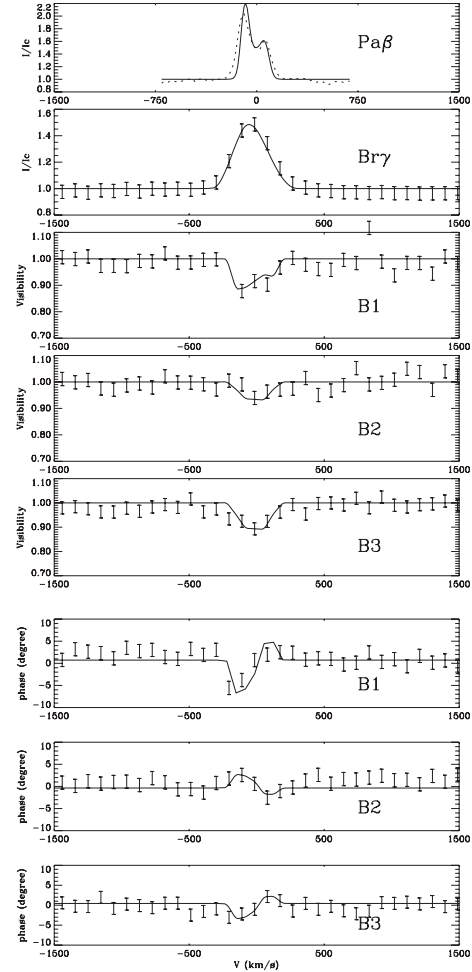


Fig. 2. From *top to bottom*: $\text{Pa}\beta$ line profile from the Observatorio do Pico dos Dias, Brazil (dotted line) with our best model fit (plain line), $\text{Br}\gamma$ line profile, differential visibilities and differential phases for the three baselines. For each plot, the dots with errors bars are AMBER/VLTI data and the solid line is from our best SIMECA model (see Sect. 4).

subtracted from stellar images and the one-dimensional spectra were extracted and calibrated in wavelength using the standard IRAF¹ procedures. The continuum normalization around the $\text{Pa}\beta$ line was performed using our software. The average profile of the line, which was used to constrain the kinematics within the disc, is plotted in Figs. 2 and 5.

3. Envelope extension and flattening

In this section we present the AMBER data to obtain an estimate of κ CMA’s envelope geometry and extension. Assuming that the measured visibility in the continuum, V_c , is only due to the central star and its circumstellar envelope and that the envelope is optically thin in the continuum, we can write:

$$V_c = \frac{V_{ec}F_{ec} + V_\star F_\star}{F_c} \quad (1)$$

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

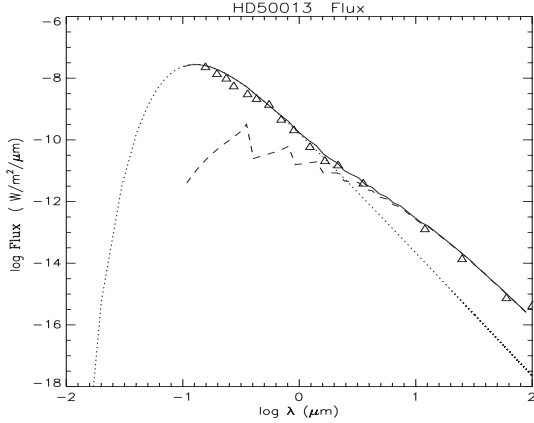


Fig. 3. κ CMA's Spectral Energy Distribution (SED) from SIMBAD CDS (triangles). Dotted line: emission from the central star assuming a black body with $R_\star = 6 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 22\,500$ K and $d = 230$ pc. Dashed line: free-free and free-bound envelope contribution from the SIMECA code between 0.3 and $100\,\mu\text{m}$. Plain line: Central star emission + envelope contribution.

where V_{ec} and F_{ec} are respectively the envelope visibility and flux in the continuum, $V_\star$ and $F_\star$ are the star visibility and flux in the continuum and $F_c = F_{\text{ec}} + F_\star$.

The total flux is normalized, i.e. $F_c = F_{\text{ec}} + F_\star = 1$. Since the star is fully unresolved $\phi_\star \sim 0.25$ mas (assuming a $6 R_\odot$ seen at 230 pc) which corresponds to $V_\star > 0.99$ for the longest baseline at $2.1\,\mu\text{m}$, we assume in the following that $V_\star = 1$. In order to estimate V_{ec} we still have to determine the star and the envelope contributions at $2.1\,\mu\text{m}$. Using the fit of the SED given in Fig. 3 we estimate that at this wavelength the stellar emission is similar to the envelope contribution, i.e. $F_\star = F_{\text{ec}} = 0.5$.

We have the same relation for the visibility in the Bry line:

$$V_r = \frac{V_{\text{er}}F_{\text{er}} + V_cF_c}{F_r} \quad (2)$$

where V_r and F_r are respectively the measured visibility and flux in the Bry line. V_c and F_c are previously defined and V_{er} and F_{er} are the visibility and flux only due to the Bry line, i.e. without any stellar contribution and envelope continuum. Using the AMBER Bry emission line profile plotted in Fig. 2 and neglecting the underlying broadened photospheric absorption line, we obtain $F_{\text{er}} = 0.5$ and $F_r = 1.5$ at the center of the line.

The corresponding visibilities, deduced from Eqs. (1) and (2) and from the measurements shown in Fig. 2, are given in Table 3. Using a uniform disk model for the envelope contribution, for each measurement, we also estimate in Table 3 the corresponding angular diameters in the continuum and in the Bry line. Since the envelope is marginally resolved in the continuum we simply put an upper limit to its angular size.

The envelope extensions in Bry given in Table 3 are strongly dependent on the sky-plane baseline orientation as seen in Fig. 4, where we plotted the κ CMA (unresolved star + uniform disk) model diameters as a function of the baseline orientation.

The κ CMA circumstellar disk seems to be elongated along B1 but since we only have 3 visibility measurements we cannot accurately determine the angular position of the major-axis assuming an elliptical circumstellar disk. The envelope flattening given by the semi-major and semi-minor axis ratio, is about 2 ± 0.7 . Assuming that the disk is geometrically thin (i.e. its opening angle is only a few degree) we can estimate the range for the inclination angle i : $39^\circ < i < 68^\circ$. The lower limit of 39° relies on the lack of constraint on the disk opening angle.

Table 3. Bry visibilities measured in the continuum (V_c) and visibility drop within the Bry line (V_r/V_c). V_r calculated from the measured V_c and V_r/V_c ratio. The deduced envelope contribution in the continuum (V_{ec}) and in the line (V_{er}) is given for each baseline. The corresponding angular diameters in the Bry line (ϕ_{er}) and the nearby continuum (ϕ_{ec}) are computed using a uniform disk model for each envelope measurement. The corresponding extension in stellar radii are also given, assuming a $6 R_\odot$ star at 230 pc.

Base n°	1	2	3
Baseline	UT2-3	UT3-4	UT2-4
Length (m)	42.7	59.3	80.8
PA ($^\circ$)	51.6	128	97.1
V_c	>0.93	>0.93	>0.93
V_r/V_c	0.93 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.9 ± 0.02
V_r	$0.85 < V_r < 0.95$	$0.87 < V_r < 0.97$	$0.82 < V_r < 0.92$
V_{ec}	>0.86	>0.86	>0.86
V_{er}	$0.69 < V_{\text{er}} < 0.85$	$0.75 < V_{\text{er}} < 0.91$	$0.60 < V_{\text{er}} < 0.76$
ϕ_{ec} (mas)	<3.6	<2.6	<1.9
ϕ_{er} (mas)	$3.7 < \phi_{\text{er}} < 5.5$	$2.0 < \phi_{\text{er}} < 3.6$	$2.6 < \phi_{\text{er}} < 3.4$
ϕ_{ec} ($D_\star$)	<15.5	<11.2	<8.2
ϕ_{er} ($D_\star$)	$15.9 < \phi_{\text{er}} < 23.7$	$8.6 < \phi_{\text{er}} < 15.4$	$11.2 < \phi_{\text{er}} < 14.6$

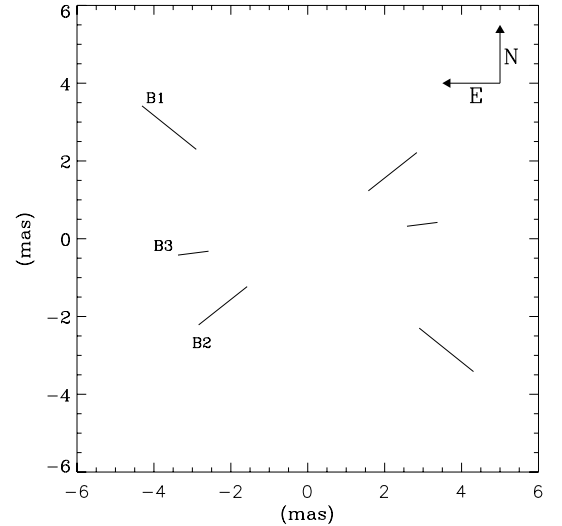


Fig. 4. κ CMA diameters in the Bry line, assuming an unresolved star + uniform disk models, as a function of the baseline position angle (in mas). The length of each plot corresponds to the error bar measurement whereas diameters are given by the center of each error bar.

4. SIMECA modeling

In order to obtain quantitative fundamental parameters of the central star and its circumstellar disk, we used the SIMECA code developed by Stee (1994) and Stee & Bittar (2001) to model the κ CMA circumstellar environment. Since this code was axi-symmetric we made substantial modifications in order to introduce a longitudinal dependence of the envelope density as shown in the AMBER data plotted Fig. 2. To constrain the kinematics within the disk we use a Pa β line profile obtained in December 2005 at the Observatorio do Pico do Dios, Brazil and plotted in Fig. 5. This profile is strongly asymmetric with a V/R double peak of ~ 1.3 . This $V/R > 1$ is usually interpreted in terms of a viscous disk similar to accretion disks where the gas and angular momentum are diffused outward by magnetohydrodynamic viscosity (Lee et al. 1991). Considering the time-dependent structure of the isothermal viscous disk, Okazaki (1997) showed that “one-armed” density waves can propagate within the disk and should reproduce the observed

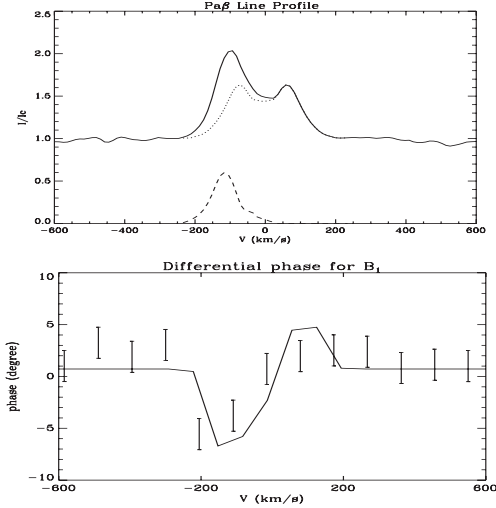


Fig. 5. *Upper picture:* κ CMA Pa β line profile observed in December 2005 at the Observatorio do Picos dos Dias, Brazil (solid line). Estimated symmetric part of the Pa β profile (dotted line) using an axi-symmetric model. The asymmetric residue corresponds to the emission of “one-armed” over-density (dashed line). *Bottom picture:* differential phase variation measured along the B₁ baseline (dots with errors bars) and theoretical phase from the SIMECA code.

V/R variations from $V/R > 1$ to $V/R < 1$ seen in the line profiles (Hummel & Hanuschik 1997). Such variations were detected for many Be stars, with periods from a few years to over a decade (Hanuschik et al. 1995; Telting et al. 1994). But in the case of κ CMA the V/R ratio has remained constant for the last twenty years (Dachs et al. 1992; Slettebak 1992).

In Fig. 5 we over-plotted the supposed “symmetric part” of the Pa β line profile, using an axi-symmetric model, and the asymmetric residual that may be produced within the “one-armed” oscillation over-density. This effect must be compatible with the asymmetric differential phase variation across the Br γ line for the B₁ baseline plotted in the bottom part of Fig. 5 since the emitting regions in Pa β and Br γ must be very close each together. The asymmetric contribution to the Br γ emission is about 20 to 30% of the total emission in this line whereas the mean projected velocity of the inhomogeneity is -130 ± 20 km s⁻¹. Using a SIMECA model at 230 pc we determined that the projected separation between this over-density photocenter and the central star is about $6.5 \star$.

The parameters obtained for our best model are given in Table 4 with the corresponding spectroscopic and interferometric observables of Fig. 2. This best model includes an over-density along the disk major axis at $+20^\circ$, corresponding to an over-luminosity of 30% of the total flux in the line, and the agreement with the AMBER/VLTI data, the SED (Fig. 3) and the Pa β line profile is very good, as can be seen in Fig. 2. The agreement with the differential visibility and phase across the Br γ line for the three bases validates the chosen disk geometry and kinematics. The $2.1 \mu\text{m}$ continuum visibilities obtained with the 3 baselines, $V_1 = 0.92$, $V_2 = 0.96$ and $V_3 = 0.94$ are also compatible with the 0.93 lower limit measured with AMBER. The corresponding continuum intensity map in the continuum at $2.15 \mu\text{m}$ is plotted in Fig. 6. The evaluation of the uncertainties of the parameters of our model is beyond the scope of this work and will be studied in depth when more constraining data is available.

Table 4. Parameters for the κ CMA central star and its circumstellar environment for the best axi-symmetric model.

parameter	value
T_{eff}	$22\,500 \text{ K} \pm 1000$
Radius	$6 R_\odot \pm 1$
Inclination angle i	$60^\circ \pm 10$
Equatorial rotation velocity	$240 \text{ km s}^{-1} \pm 20$
rotation law exponent	0.32 ± 0.1
Photospheric density (ρ_{phot})	$4 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3} \pm 2 \times 10^{-11}$
Equatorial terminal velocity	$1 \text{ km s}^{-1} \pm 10$
Polar terminal velocity	$1000 \text{ km s}^{-1} \pm 100$
Polar mass flux	$2 \times 10^{-11} M_\odot \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1} \pm 0.5 \times 10^{-11}$
m1	10 ± 5
m2	10 ± 2
C1	30 ± 10
Envelope outer radius	$23 R_\star \pm 2$
Major axis position	$+28^\circ \pm 5$
Over-density position	along the disk major axis

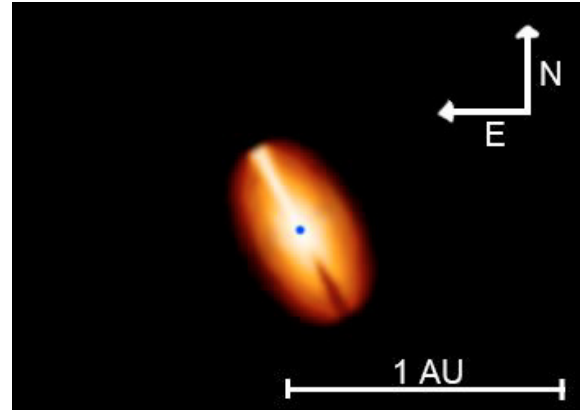


Fig. 6. Intensity map in the continuum at $2.15 \mu\text{m}$ obtained with SIMECA for our best model parameters. The inclination angle is 60° , the central black dot represents the κ CMA photosphere (0.25 mas); the bright part in the equatorial disk is produced by the over-density which is oriented along the B₁ baseline. This over-density is also responsible for a 30% emission excess in the asymmetric V part of the Br γ line.

5. Discussion

Following recent AMBER/VLTI and MIDI/VLTI observations of α Arae, Meilland et al. (2007) concluded that this classical Be star fits very well within the classical scenario for the “Be phenomenon”, i.e. a fast rotating B star close to its breakup velocity surrounded by a Keplerian circumstellar disk with an enhanced polar wind. This scenario was also confirmed for the Be star Achernar by Kervella & Domiciano de Souza (2006) using VLTI/VINCI data, even if, for this latter case, the star was not in its active Be phase, i.e. without any strong emission line and no circumstellar disk. Nevertheless, Achernar is still a nearly critical rotator and shows an enhanced polar stellar wind. We will see in the following that κ CMA does not fit very well within this classical scenario.

5.1. Is κ CMA a critical rotator?

If κ CMA was rotating close to its breakup velocity, i.e. $V_c = 463 \text{ km s}^{-1}$, the inclination angle would be around 28° in order to obtain a measured $v \sin i = 220 \text{ km s}^{-1}$. With this inclination angle the maximum flattening corresponding to a geometrically very thin disk is 1.12. Since we measure a flattening of

about 2 ± 0.7 , this inclination angle can be ruled out. In our best SIMECA model the star is rotating at only 52% of its critical velocity. We may argue that the measured elongation is not the envelope major axis but rather the enhanced polar wind. In this case the projected axis of the Be envelope is not identical to the rotation axis of the star. Nevertheless, in order to obtain an asymmetry in the jet we need an extended optically thick disk, perpendicular to the jets directions, that may screen at least one part of the jet-like structure. Such an extended optically thick disk should have been detected with the AMBER instrument which is not the case in our data.

The value of the projected rotational velocity for an early-B star can be systematically affected by pseudo-photosphere, unrecognized optically thick parts of the Be envelope as shown by Harmanec (2002) for γ Cas. He obtains for this star a $v \sin i$ of 380 km s^{-1} instead of the often quoted value of 230 km s^{-1} from Sletteback (1992). Nevertheless, taking the largest value for κ CMA from the literature from Zorec (2005) who found a $v \sin i = 243 \text{ km s}^{-1}$ we still obtain an inclination angle of 32° which again is not in agreement with our measured flattening. If the discrepancy between the measured $v \sin i$ and the “real” one is larger it may be possible that κ CMA is still a critical rotator but it requires a factor of 2 between the measured and the true $v \sin i$, which we found unrealistic. Even if Townsend et al. (2004) include the gravity darkening effect on the $v \sin i$ values of rigid early-type rotators, assuming a rotation rate Ω/Ω_c of 0.95, they conclude that classic $v \sin i$ determinations for B0 to B9-type stars can be underestimated by 12 to 33%, far from a factor of 2. Moreover, a recent paper by Frémat et al. (2005) studying the effect of the gravitational darkening on the determination of fundamental parameters in fast rotating B-type stars found that on average the rate of angular velocity of Be stars attains only $\Omega/\Omega_c \sim 0.88$.

Frémat et al. (2005) estimate κ CMA’s effective temperature to be $25\,790 \pm 713 \text{ K}$, a value significantly larger than the $22\,500 \text{ K}$ used in our modeling. Moreover, Harmanec (2000) found a positive correlation between the emission strength and brightness in the optical. Therefore we may use the minimum observed V magnitude of about 3.5 to estimate the radius of the central star. Combining with the Hipparcos parallax and its error we obtain a radius between 9 and 14 solar radii. Using the T_{eff} of $25\,790 \text{ K}$ and a radius of $14 R_\odot$ we obtain a stellar luminosity larger by a factor of 8 than our modeling and thus it is not possible to obtain a good agreement with the observed SED plotted Fig. 3. We are more confident in our $6 R_\odot$ used for our modeling and our finding that κ CMA seems not to be a critical rotator. Nevertheless, regarding the uncertainties and the large errors of all measurements the breakup velocity cannot be totally excluded.

5.2. Is the rotation law within the disk Keplerian?

A Keplerian rotation law would produce a narrower double-peaked separation in the $\text{Pa}\beta$ line profile. Using a simple axisymmetric Keplerian disk model the double-peak separation would be about 90 km s^{-1} whereas we measure an asymmetric double-peak separation of about 160 km s^{-1} . Even if we subtract the emission of the over-density producing a larger double-peak separation by contributing to the V peak of the emitting $\text{Pa}\beta$ line, we still obtain a double-peak separation of about 120 km s^{-1} (see Fig. 5). The exponent of the rotation law used for our best SIMECA model is 0.32 whereas it should be 0.5 for a purely Keplerian disk.

We may argue that Be stars vary strongly in time and thus line profile shapes are time dependent. For instance, actual $\text{H}\alpha$ line profiles show a strong emission with a single peak whereas Bahng & Hendry (1975) saw a double-peaked $\text{H}\alpha$ emission line, with the same double-peak separation of 160 km s^{-1} we obtained for $\text{Pa}\beta$ with a shell core in their high-dispersion spectra. Nevertheless, these line variations are related to the formation and disappearance of the circumstellar disk around the star as shown by Rivinius et al. (2001) and Meilland et al. (2006). Whatever the model is, a double-peak line profile is a clear signature of an extended rotating disk, at least if the kinematics are not dominated by a strong stellar wind in the equatorial region as shown by Stee & de Araùjo (1994). This double-peaked separation is a good indication of the disk extension as shown by Huang (1972), Hirata & Kogure (1984), and Stee & de Araùjo (1994). We measure $v_{\text{disk}} \sin i$ at the disk outer radius (R_{disk}) from the peak separation, where v_{env} is the rotational disk velocity at R_{disk} . Thus we can write:

$$v_{\text{disk}} \sin(i) = v_\star \sin(i) \left(\frac{R_{\text{disk}}}{R_\star} \right)^{-\beta}, \quad (3)$$

where $v_\star$ is the star rotation at its photosphere.

Assuming a Keplerian rotation ($\beta = 0.5$) we obtain, using Eq. (3), $R_{\text{disk}} = 13.5 R_\star$ which is about 2σ from the $19.8 R_\star$ interferometric measurement, assuming that the measured elongation is the envelope major axis and not an enhanced polar wind (see discussion in the previous point). Note that these $19.8 R_\star$ found are obtained assuming a uniform disk for the envelope and thus is certainly a lower limit to the “true” disk extension in the $\text{Pa}\beta$ line. Thus it seems difficult to maintain a Keplerian rotation within the disk of κ CMA.

5.3. Is the “one-armed” viscous disk model a possible scenario for κ CMA?

The asymmetry presently detected in the disk of κ CMA seems to be poorly explained within the “one-armed” viscous disk framework. Following the viscous disk models by Okazaki (1997) and the observational detection of “one-armed” oscillations in the disk of ζ Tau by Vakili et al. (1998) and γ Cas by Berio et al. (1999), the precessing period (P) of such oscillations should be confined within a few years up to about twenty years for the longer ones. We tried to compile all the observational data available to obtain a “quasi-period” for the V/R variations. The V/R variations occur during the time intervals of observable presence of Be envelopes and that they can show long-term, medium-term as well as rapid changes (Dachs 1981). Moreover, the very strong $\text{H}\alpha$ line profile is not suitable for V/R measurement since it is single-peaked and the illusion of apparent V/R changes can be related to the presence of telluric lines. Compiling the data between 1965 and 2003 for κ CMA from Jaschek (1965), Slettebak (1982), Banerjee (2000) and this work, we were not able to deduce an estimation of a quasi-period (Fig. 7). Several authors suggested a very long V/R variation (i.e. Okazaki $P > 28$ years). An equally plausible possibility is that the star had two episodes of V/R changes with much shorter cycle length separated by a period of quiescence documented by (Dachs et al. 1992; Slettebak 1992). More observations are needed since, if this first possibility could be confirmed, this conflicts with the one-armed model. This “pseudo-period” would be too long compared to theoretical predictions which cannot be longer than two decades for a disk with a radius $\sim 23 R_\star$ (Okazaki, private communication). The fact that

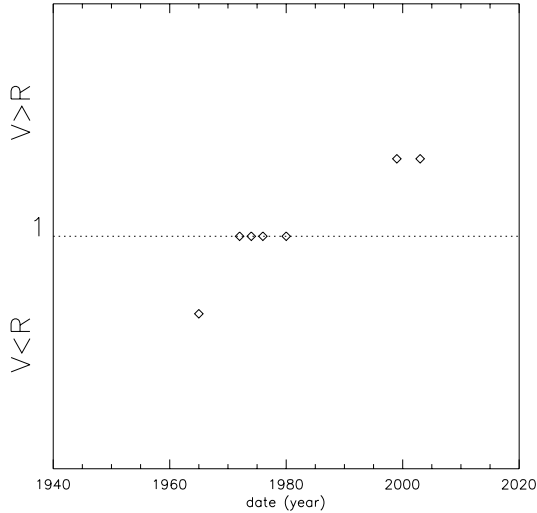


Fig. 7. V/R variations obtained from the literature between 1965 and 2003, from Jaschek (1965), Slettebak (1982), Banerjee (2000) and this work.

this over-density remains confined along the major axis of the disk seems to be only fortuitous...

More observations are needed to confirm these conclusions and to determine whether other physical phenomena occurred within the circumstellar disk of κ CMA.

Acknowledgements. We thank A. Okasaki for his useful comments about the viscous disk models. We acknowledge the remarks of the referee P. Harmanec which helped to improve the paper. We thank D. Chapeau and D. Mattei for the SIMECA code developments support.

The AMBER project² was founded by the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn, the Osservatorio Astrofisico di Arcetri (OAA) in Firenze, the French Region "Provence Alpes Côte D'Azur" and the European Southern Observatory (ESO). The CNRS funding has been made through the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and its Programmes Nationaux (ASHRA, PNPS, PNP).

The OAA co-authors acknowledge partial support from MIUR grants to the Arcetri Observatory: *A LBT interferometric arm, and analysis of VLTI interferometric data* and *From Stars to Planets: accretion, disk evolution and planet formation* and from INAF grants to the Arcetri Observatory *Stellar and Extragalactic Astrophysics with Optical Interferometry*. C. Gil work was supported in part by the Fundação para a Ciência e a Tecnologia through project POCTI/CTE-AST/55691/2004 from POCTI, with funds from the European program FEDER.

The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry JMMC³ and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS).

The data reduction software amdlib is freely available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>. It has been linked to the public domain software Yorick⁴ to provide the user-friendly interface ammyorick.

References

- Bahng, J. D. R., & Hendry, E. 1975, *PASP*, 87, 137
 Banerjee, D. P. K., Rawat, S. D., & Janardhan, P. 2000, *A&AS*, 147, 229
 Berio, Ph., Stee, Ph., Vakili, F., et al. 1999, *A&A*, 345, 203
 Bonneau, D., Clausse, J., Delfosse, X., et al. 2006, *A&A*, 4469
 Dachs, J., Eichendorf, W., Schleicher, H., et al. 1981, *A&AS*, 43, 427
 Dachs, J., Poetzel, R., & Kaiser D. 1989, *A&AS*, 78, 487
 Dachs, J., Hummel, W., & Hanuschik, R. W. 1992, *A&AS*, 95, 437

² The structure and members of the AMBER Consortium can be found in the website: <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>

³ The JMMC is a center providing software tools for optical interferometry described at the website: <http://www.jmmc.fr>

⁴ <http://yorick.sourceforge.net>

- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47
 Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A.-M., et al. 2005, *A&A*, 440, 305
 Hanuschik, R. W., Hummel, W., Dietle, O., et al. 1995, *A&A*, 300, 163
 Harmanec, P. 1988, *BAICz*, 39, 329
 Harmanec, P. 2000, *Alicante IAU Col.* 175, *ASP*, 214, 13
 Harmanec, P. 2002, *ASPC*, 279, 221
 Hirata, R., & Kogure, T. 1984, *Bull. Astr. Soc. India*, 12, 109
 Huang, S. 1972, *ApJ*, 171, 549
 Hummel, W., & Hanuschik, R. W. 1997, *A&A*, 320, 852
 Jaschek, C., & Jaschek, M. 1965, *PASP*, 77, 376
 Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059
 Lee, U., Osaki, Y., & Saio, H. 1991, *MNRAS*, 250, 432
 Marlborough, J. M., & Peters, G. J. 1986, *ApJS*, 62, 875
 Meilland, A., Stee, Ph., Zorec, J., et al. 2006, *A&A*, 455, 953
 Meilland, A., Stee, Ph., Vannier, M., et al. 2007, *A&A*, 464, 59
 Mennickent, R. E., Vogt, N., & Barrera, L. H. 1994, *A&AS*, 106, 427
 Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A., et al. 2004, *SPIE*, 5491, 1222
 Millour, F., Petrov, R. G., Chesneau, O., et al. 2007, *A&A*, 464, 107
 Okazaki, A. 1997, *A&A*, 318, 548
 Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
 Perrin, G. 2003, *A&A*, 400, 1173
 Popper, D. M. 1980, *ARA&A*, 18, 115
 Prinja, R. K. 1989, *MNRAS*, 241, 721
 Rivinius, Th., Baade, D., Stefl, S., et al. 2001, *A&A*, 379, 257
 Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., et al. 1992, *A&AS*, 96, 269
 Slettebak, A. 1982, *ApJ*, 50, 55
 Slettebak, A., Collin, G., et al. 1992, *ApJS*, 81, 335
 Stee, Ph., & de Araújo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
 Stee, Ph., de Araújo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
 Stee, Ph., & Bittar, J. 2001, *A&A*, 367, 532
 Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
 Telting, J. H., Heemskerk, M. H. M., Henrichs, H. F., et al. 1994, *A&A*, 288, 558
 Townsend, R. H. D., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, *MNRAS*, 350, 189
 Vannier, M., Millour, F., & Petrov, R. G. 2005, in *The power of optical/IR interferometry*, *ESO Conf.*, in press
 Vakili, F., Mourard, D., Stee, Ph., et al. 1998, *A&A*, 335, 261
 Zorec, J., Frémat, Y., & Cidale, L. 2005, *A&A*, 441, 235

¹ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d'Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

² Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice - Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

³ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

⁴ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁵ INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁷ ONERA/DOA, 29 av de la Division Leclerc, BP 72, 92322 Chatillon Cedex, France

⁸ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, UMR 5574 Université Claude Bernard/CNRS, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France

⁹ Division Technique INSU/CNRS UPS 855, 1 place Aristide Briand, 92195 Meudon Cedex, France

¹⁰ IRCOM, UMR 6615 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France

¹¹ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany

¹² Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Schöneckstr. 6, 79104 Freiburg, Germany

¹³ Instituut voor Sterrenkunde, KU-Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium

¹⁴ Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

¹⁵ Laboratoire Astrophysique de Toulouse, UMR 5572 Université Paul Sabatier/CNRS, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France

¹⁶ Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile

IV

*Disk and wind interaction
in the young stellar object MWC 297
spatially resolved with VLT/AMBER*

Disk and wind interaction in the young stellar object MWC 297 spatially resolved with AMBER/VLTI^{*}

F. Malbet¹, M. Benisty¹, W.-J. de Wit¹, S. Kraus², A. Meilland³, F. Millour^{1,4}, E. Tatulli^{1,5}, J.-P. Berger¹, O. Chesneau³, K.-H. Hofmann², A. Isella^{5,13}, A. Natta⁵, R.G. Petrov⁴, T. Preibisch², P. Stee³, L. Testi⁵, G. Weigelt², P. Antonelli³, U. Beckmann², Y. Bresson³, A. Chelli¹, M. Dugué³, G. Duvert¹, S. Gennari⁵, L. Glück¹, P. Kern¹, S. Lagarde³, E. Le Coarer¹, F. Lisi⁵, K. Perraut¹, P. Puget¹, F. Rantakyö⁶, S. Robbe-Dubois⁴, A. Roussel³, G. Zins¹, M. Accardo⁵, B. Acke^{1,14}, K. Agabi⁴, E. Altariba¹, B. Arezki¹, E. Aristidi⁴, C. Baffa⁵, J. Behrend², T. Blöcker², S. Bonhomme³, S. Busoni⁵, F. Cassaing⁷, J.-M. Clausse³, J. Colin³, C. Connot², A. Delboulbé¹, A. Domiciano de Souza^{4,3}, T. Driebe², P. Feautrier¹, D. Ferruzzi⁵, T. Forveille¹, E. Fossat⁴, R. Foy⁸, D. Fraix-Burnet¹, A. Gallardo¹, E. Giani⁵, C. Gil^{1,15}, A. Glentzlin³, M. Heiden², M. Heininger², O. Hernandez Utrera¹, D. Kamm³, M. Kiekebusch⁶, D. Le Contel³, J.-M. Le Contel³, T. Lesourd⁹, B. Lopez³, M. Lopez⁹, Y. Magnard¹, A. Marconi⁵, G. Mars³, G. Martinot-Lagarde^{9,3}, P. Mathias³, P. Mège¹, J.-L. Monin¹, D. Mouillet^{1,16}, D. Mourard³, E. Nussbaum², K. Ohnaka², J. Pacheco³, C. Perrier¹, Y. Rabbia³, S. Rebattu³, F. Reynaud¹⁰, A. Richichi¹¹, A. Robini⁴, M. Sacchettini¹, D. Schertl², M. Schöller⁶, W. Solscheid², A. Spang³, P. Stefanini⁵, M. Tallon⁸, I. Tallon-Bosc⁸, D. Tasso³, F. Vakili⁴, O. von der Lühe¹², J.-C. Valtier³, M. Vannier^{4,6,17}, and N. Ventura¹

(Affiliations can be found after the references)

Received 26 July 2005/ Accepted 11 October 2005

ABSTRACT

The young stellar object MWC 297 is an embedded B1.5Ve star exhibiting strong hydrogen emission lines and a strong near-infrared continuum excess. This object has been observed with the VLT interferometer equipped with the AMBER instrument during its first commissioning run. AMBER/VLTI is currently the only near infrared interferometer that can observe spectrally dispersed visibilities. MWC 297 has been spatially resolved in the continuum with a visibility of $0.50^{+0.08}_{-0.10}$ as well as in the Br γ emission line where the visibility decreases to 0.33 ± 0.06 . This change in the visibility with wavelength can be interpreted by the presence of an optically thick disk responsible for the visibility in the continuum and of a stellar wind traced by the Br γ emission line and whose apparent size is 40% larger. We validate this interpretation by building a model of the stellar environment that combines a geometrically thin, optically thick accretion disk model consisting of gas and dust, and a latitude-dependent stellar wind outflowing above the disk surface. The continuum emission and visibilities obtained from this model are fully consistent with the interferometric AMBER data. They agree also with existing optical, near-infrared spectra and other broad-band near-infrared interferometric visibilities. We also reproduce the shape of the visibilities in the Br γ line as well as the profile of this line obtained at an higher spectral resolution with the VLT/ISAAC spectrograph, and those of the H α and H β lines. The disk and wind models yield a consistent inclination of the system of approximately 20°. A picture emerges in which MWC 297 is surrounded by an equatorial flat disk that is possibly still accreting and an outflowing wind that has a much higher velocity in the polar region than at the equator. The AMBER/VLTI unique capability of measuring spectral visibilities therefore allows us for the first time to compare the apparent geometry of a wind with the disk structure in a young stellar system.

Key words. accretion, accretion disks – techniques: interferometric – stars: pre-main sequence – planetary systems: protoplanetary disks – stars: emission-line, Be – stars: individual: MWC297

1. Introduction

Pre-main sequence stars in the intermediate mass range, called Herbig Ae and Be stars (HAeBe), are observed to be surrounded by circumstellar material which reveals itself by discrete emission lines and by continuous excess emission in the spectral energy distribution (SED). The spatial distribution of this material however has been subject to debate: both geometrically flat disk models and spherically symmetric envelope models can reproduce the observed SED. Using viscous accretion disk models, Hillenbrand et al. (1992) proposed a disk-like geometry for the circumstellar material that however needs a central cavity to fit the near-infrared (NIR) excess. Considerations of the physical

reality of these central cavities (Kenyon et al. 1993) and successful fits to HAeBe SEDs by dust envelopes (Berrilli et al. 1992; di Francesco et al. 1994) or composite envelope-disk models (Miroshnichenko et al. 1999) introduced controversy on the geometry of the circumstellar material.

A break-through occurred with high resolution interferometric observations of HAeBe stars first presented by Millan-Gabet et al. (2001) and Tuthill et al. (2001). These observations revealed that the geometries observed in the near-infrared bands were closer to either ring-like or spherically symmetric rather than disk-like. New models introducing passive, star-irradiated circumstellar disks with puffed up inner rims were found to be consistent with both the interferometric and photometric observations (Natta et al. 2001; Dullemond et al. 2001) although no simultaneous fits were performed. In this scenario the inner part of the circumstellar disk edge puffs up due to direct

^{*} Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile, within the commissioning programme 60.A-9054(A).

Table 1. AMBER observation log from 31 May 2004 (UT).

Star	DIT (ms)	UT start	UT end	Nb exp.	u (m)	v (m)
MWC 297	107	06:02	06:13	18	28.19	33.57
MWC 297	31	06:26	06:37	40	29.93	33.37
HD 177756	31	08:10	08:18	30	32.92	32.85
HD 177756	107	08:21	08:33	14	33.20	32.69

irradiation by the central star, roughly equivalent to the ring-like structures found with interferometry. The location of this inner rim is near the dust sublimation radius, and the subsequent (dust-free) inner holes are much larger than the ad-hoc inner holes proposed in Hillenbrand et al. (1992). Recent studies show that there seems to exist a correlation between the distance of the inner rim and the luminosity of the central star (Monnier & Millan-Gabet 2002). This relation holds well for the Herbig Ae and late type Be stars, but breaks down for the most luminous HBe stars (Eisner et al. 2004; Monnier et al. 2005). The latter authors in fact demonstrate that the early-type HBe have inner rims that are too close to the star with respect to the star's luminosity. The HBe seem to better match the “classical” viscous accretion disk model similar to the one initially applied by Hillenbrand et al. (1992). A marked difference however is that now the inner hole should be filled with optically thick gas to effectively shield the dust from destruction at relatively small distances from the inner rim, assuming that dust is what is observed in interferometry. Additional strong evidence for a different disk character near the early-type HBe stars is found in the spectro-polarimetric fingerprint of $H\alpha$ lines (Vink et al. 2002). These authors prefer to draw the analogy with the geometrically flat gaseous disks present near the classical Be stars.

The geometry of circumstellar material near HAeBe stars thus seems to differ between the early-type and late-type members of the group, which is not surprising given the increasing interaction between star and disk for the early type stars. For the HAe stars a successful working model exists, while on the other hand, the disk structure near the HBe stars and their intricate star-disk interactions still escape a good understanding. In this study we present high spatial resolution, intermediate spectral resolution interferometric observations of the early-type Herbig Be star MWC 297 using AMBER/VLTI. This enigmatic star appeared in the original HAeBe list compiled by Herbig (1960). The star displays a strong emission line spectrum and the character of the underlying photosphere was revealed in the detailed study by Drew et al. (1997) to be B1.5Ve. Its rather well determined stellar parameters and its high NIR luminosity render this star the perfect target to investigate in detail the geometry of the circumstellar material near the early type HBe stars.

The paper is organized as follows. Section 2 presents the new observations made with AMBER and ISAAC. In Sect. 3, we describe the AMBER data processing to produce a reliable result presented in Sect. 4 for the visibilities both in the continuum and in the Bry line. In Sect. 5 we present an attempt to model the environment of MWC 297 with a disk and a wind. This model and the consequences are discussed in Sect. 6 and summarized in Sect. 7.

2. Observations

2.1. AMBER observations

MWC 297 was observed on 31 May 2004 during the second night of the first commissioning run of the AMBER instrument on the UT2-UT3 (47 m) baseline of the *Very Large Telescope*

Interferometer (VLTI). AMBER is the VLTI beam combiner operating in the near-infrared (Petrov et al. 2007). The instrument is based on spatial filtering with fibers and multiaxial fringe coding (i.e. AMBER combines the beams at an angle that results in fringes modulated in the spatial direction). The interferometric beam is anamorphized perpendicularly to the fringe coding in order to be injected into the slit of a spectrograph. The instrument can operate at spectral resolutions up to 10 000 and efficiently deliver spectrally dispersed visibilities.

MWC 297 was measured in the [1800, 2230 nm] spectral range in the MR-K spectral mode (spectral resolution of 1500) with 2 elementary detector integration times (DIT) of 31 ms and 107 ms. Table 1 gives the log of the AMBER observations. HD 177756, whose spectral type is B9V, was used to calibrate the visibilities. Its diameter is 0.60 ± 0.06 as computed by the ASPRO searchCalib tool developed at the *Jean-Marie Mariotti Center*.

The observations of MWC 297 were carried out under specific conditions since it was the first AMBER commissioning run on the VLTI. The bright Bry line of MWC 297 has been originally observed in order to perform a spectral calibration of AMBER. Detailed analysis of the commissioning data from this run and later ones has shown that the optical train of the UT telescopes were affected by non-stationary high-amplitude vibrations. Because of the small number of observations on MWC 297, and because the amplitude of the vibrations might undergo rapid variations, the calibration of our measurements must therefore be regarded with care. In order to investigate the errors on the visibility measurements and check their consistency, we have used different data reduction methods and different data selection schemes which are described below. However the vibrations do not impact the spectral dependence of the visibility since they affect the spectral range as a whole.

2.2. ISAAC observations

MWC 297 was observed in service mode on 13 July 2004 with the ESO VLT UT1 telescope under modest seeing conditions ($\sim 1.5''$ in the visual). The ISAAC near-infrared spectrograph was employed in the short wavelength medium resolution mode with a $0.3''$ wide slit. This instrument setup delivered a resolution of $\lambda/\Delta\lambda \sim 8900$ at the Bry wavelength. The raw data were flat-fielded, wavelength-calibrated and corrected for telluric absorption using standard techniques and observations taken from the ISAAC calibration plan by the ESO staff astronomers. A detailed account of the observations and the data reduction is given in García López et al. (2006).

2.3. Existing photometric and interferometric data sets

Extensive photometric and interferometric data exist for MWC 297. Broad-band photometric data were collected and presented by Pezzuto et al. (1997). This data set consists of *UBVRI* from Bergner et al. (1988), *JHKLMN* from Berrilli et al. (1992), and *Q*-band data from Simon (1974). In the mm/submm wavelength regime (0.35–1.3 mm) the dust continuum measurements are taken from Mannings (1994). At radio wavelengths (6 cm), MWC 297 has been observed by Drew et al. (1997). Existing NIR interferometric data for MWC 297 consist of two sets. IOTA *H*-band continuum data were presented by Millan-Gabet et al. (2001), and PTI *K*-band continuum data were published by Eisner et al. (2004, upper limits only).

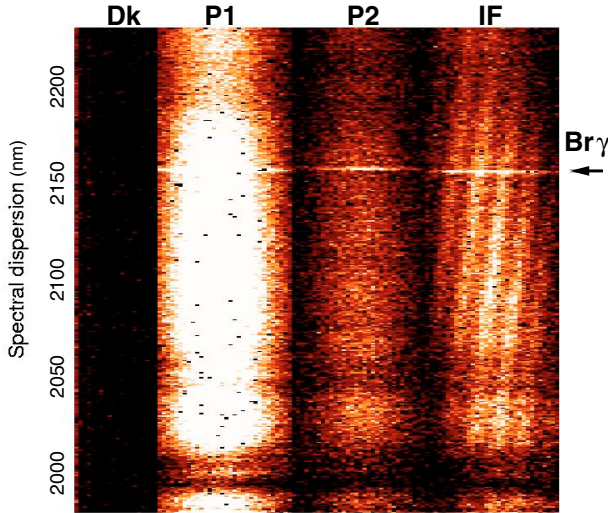


Fig. 1. Short-exposure image of the MWC 297 signal on the AMBER detector. X-axis corresponds to the spatial extension of the beams and Y-axis to the wavelength. First column (Dk) corresponds to the dark, the second (P1) and third (P2) ones are the beams from the first and second telescope resp., and finally the last column (IF) shows the fringes obtained by superposition of the two beams. The bright row is the Br γ line at 2165.6 nm.

3. AMBER data processing

3.1. Raw data

AMBER follows the standard data flow system implemented at ESO/VLT. During data acquisition, the software records the images of the spectrally dispersed fringes as well as those of the telescope beams. Figure 1 shows a typical image retrieved from the detector subsystem¹. From the left to the right, the first column contains an estimation of the dark, the second and third ones are the spectrophotometric measurements from each telescope in order to evaluate their respective contribution to the interferogram, and the last one is the spectrally dispersed fringe pattern, corresponding to the interference between the two telescope beams. Each exposure (or file) consists of one hundred of these elementary frames.

One can notice the bright line near the top of the figure and the dark lines at the bottom. They correspond to the Br γ emission line at $2.1656\mu\text{m}$ and to the telluric absorption lines around 2.05 and $2.08\mu\text{m}$ respectively.

3.2. Data reduction

Since we are still in an early stage of AMBER observations, we decided to use two different methods to extract the raw visibilities. We present and discuss them briefly.

- The standard data reduction method developed and optimized for AMBER is called P2VM for Pixel-To-Visibilities Matrix (Millour et al. 2004; Tatulli et al. 2007). The P2VM is a linear matrix method which derives raw visibilities from AMBER data for each spectral channel. The P2VM is computed after an internal calibration procedure which is performed every time the instrument configuration changes. The complex coherent fluxes² are given by the product of the fluxes measured on each pixel of the detector by this P2VM.

¹ As a matter of fact, this image is not exactly how it appears on the detector, since the four columns come from more widely separated regions of the detector.

² Coherent flux is the degree of complex coherence not yet normalized by the flux.

Table 2. Calibrated visibilities obtained with different algorithms and data selection.

Algorithm	Selection	DIT (ms)	V_{line}	V_{cont}
P2VM	35% best exposures	107	0.31 ± 0.02	0.58 ± 0.03
P2VM	25% best exposures	31	0.33 ± 0.03	0.57 ± 0.05
P2VM	10% best frames	107	0.27 ± 0.02	0.41 ± 0.04
P2VM	10% best frames	31	0.36 ± 0.03	0.57 ± 0.06
FT	10% best frames	107	≤ 0.31	0.39 ± 0.05
FT	10% best frames	31	≤ 0.39	0.45 ± 0.05

We estimate the visibility for each spectral channel by integrating the square amplitude of the complex coherent fluxes over a certain number of frames and then by normalizing it by the total flux obtained for the same set of frames. The number of frames used can vary between 1 and the total number of frames in one exposure. This parameter hereafter is called the binning.

- A Fourier transform (FT) technique (see Ohnaka et al. 2003, Appendix A) has been used. The advantage is that it does not depend on the internal calibration of the instrument, described above. To enhance the signal, we applied a sliding average of seven spectral channels which has no effect on the continuum visibilities, but allows us to retrieve only upper limits of the visibility in the Br γ line. The visibility is computed using power spectral densities averaged over a variable number of frames.

Both methods compute squared visibilities and therefore an important step is to subtract the visibility bias, i.e. the part of the visibility due to photon and read-out noises. Because of the presence of vibrations, we are not completely sure that this bias is perfectly estimated and therefore we use very conservative errors.

3.3. Data selection

Because of the specific conditions of our observations, one critical step in the processing is the selection of the best data within the whole set. We based our selection of individual frames or exposures on the value of the visibility signal-to-noise ratio (SNR).

We used two different methods of selection based either on exposure or frame selection.

- The selection over the *exposures* consists of selecting a certain fraction of the best exposures. The visibilities for each exposure are computed using all frames. The final value is the average of the visibilities over the selected exposures weighted by the statistical errors.
- The selection over the *frames* consists of selecting a certain fraction of the best frames within each exposure acquired on the object. The final value of the visibility is the average of the visibilities of all selected frames weighted by their errors.

The exposure selection has been used only with the P2VM method whereas the frame selection has been used with both reduction methods. In all cases, the selection has been applied to the object and its calibrator and the resulting calibrated visibilities are summarized in Table 2.

The threshold for the selection process is an important parameter. Selecting with a strong criteria (e.g. $\leq 5\%$) would not provide reliable statistics for the biases on the visibility squared. Selection with a soft criteria (e.g. above $\geq 50\%$) may retain influences by a reduced fringe contrast due to telescope vibrations. Therefore we chose 10% for the frame selection, and 25% (resp. 35%) for the exposure selection of the 31 ms (resp. 107 ms)

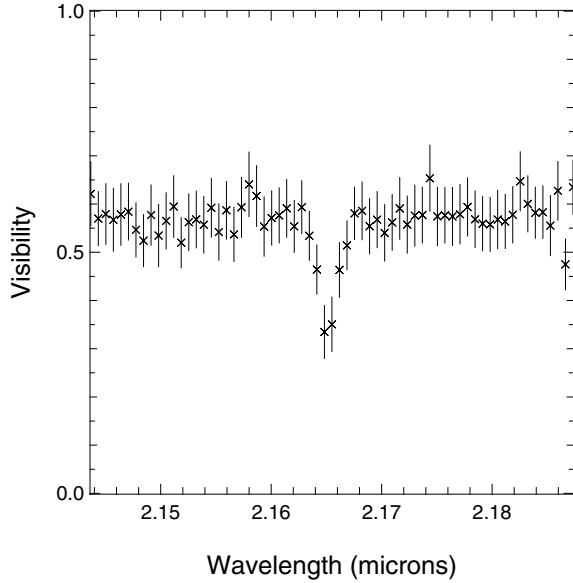


Fig. 2. Spectral dependence of the visibility as measured with AMBER for MWC 297 around the Br γ line.

data set because of the small number of exposures (see log of observations).

4. Results

4.1. Continuum visibilities

The continuum visibilities computed with the different algorithms and selection schemes are summarized in the right column of Table 2. We find discrepancies between the two methods that we are not able to explain at this very early stage of VLTI and AMBER operation. These discrepancies might be related to the presence of vibrations in the VLT UT coude trains as mentioned in Sect. 2, or to remaining imperfection in the estimation or subtraction of the biases. We propose to take the following continuum visibility with a relatively large error: $V_{\text{cont}} = 0.50^{+0.08}_{-0.10}$. This confirms that the environment of MWC 297 is spatially resolved at the level of a few milliarcseconds (Eisner et al. 2004). The uniform disk diameter corresponding to the visibility measured is 7.0 ± 0.9 mas, corresponding to 1.75 ± 0.23 AU at 250 pc.

4.2. Spectral variation of the visibilities

All methods and selection schemes give consistent visibilities for the Br γ emission line at $2.1656 \mu\text{m}$: $V_{\text{line}} = 0.33 \pm 0.06$ (see Table 2). Figure 2 shows the variation of the visibility with wavelength for the 31 ms data. For this figure, the continuum and line visibilities were calculated using the P2VM and the best exposure selection criterion.

The visibility of the pure Br γ emission must be corrected for the influence of the continuum by the following relationship:

$$V_{\text{Br}\gamma} = \frac{F_{\text{line}} V_{\text{line}} - F_{\text{cont}} V_{\text{cont}}}{F_{\text{line}} - F_{\text{cont}}} \quad (1)$$

where $F_{\text{Br}\gamma} = F_{\text{line}} - F_{\text{cont}}$. Since the ratio of the line flux to the continuum flux is $F_{\text{line}}/F_{\text{cont}} = 2.2$, the visibility of the region emitting the Br γ line is $V_{\text{Br}\gamma} = 0.19 \pm 0.03$, corresponding to a uniform disk diameter of 9.9 ± 0.3 mas or 2.5 ± 0.08 AU at 250 pc. Therefore, the size of the Br γ emitting region is 40% larger (in terms of uniform disk diameter) than the size of the region contributing to the continuum.

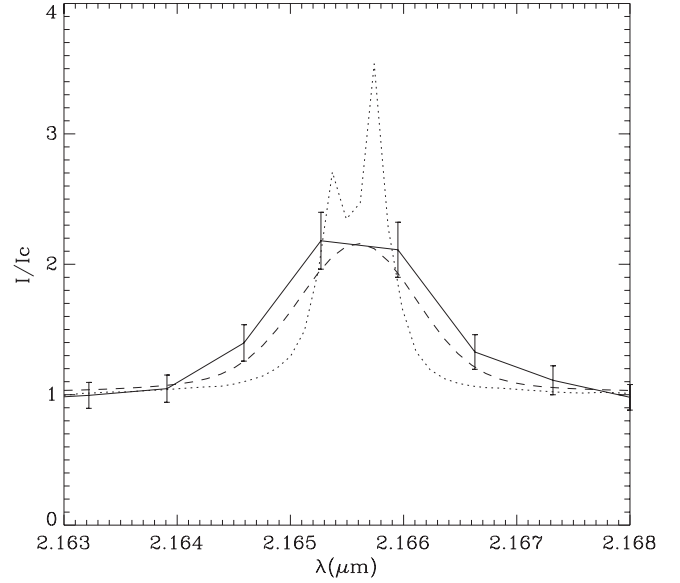


Fig. 3. Comparison of Br γ observed with AMBER (solid line) and ISAAC (dotted line). The dashed line corresponds to the ISAAC spectrum convolved by the response function of AMBER.

4.3. ISAAC spectrum

The AMBER spectrum at medium resolution ($\mathcal{R} \approx 1500$) contains the Br γ line. Its profile has been compared to the ISAAC high spectral resolution ($\mathcal{R} \approx 8900$) spectra obtained at nearly the same epoch in May and July 2004 respectively. A comparison between the two lines is given in Fig. 3. The equivalent width of the AMBER spectrum is 2.14 nm and is compatible with the 1.58 nm measured from the ISAAC spectrum given the spectral variability of MWC 297. We note that the resolved infrared Br γ emission lines presented in Murdoch & Drew (1994) are symmetric rather than double-peaked.

The ISAAC spectral resolution is higher than the one achieved with AMBER. Nevertheless, in order to compare our two data sets the ISAAC line profile was convolved with a Gaussian function corresponding to the AMBER spectral resolution. The shape of both profiles are quite similar (see Fig. 3) but since the higher spectral resolution of the ISAAC spectrum provides more detail on the kinematics within the circumstellar envelope, we have used, in the following, the ISAAC Br γ line profile in order to constrain the outflowing wind model (Sect. 5.2).

5. Modeling

In this section we present the modeling of the large body of interferometric, spectroscopic and photometric data that exists for MWC 297. The modeling is done by applying two different codes, one for an optically thick disk and one for a stellar wind. The disk code is designed to model the continuum radiation, whereas the stellar wind code reproduces the strong emission lines. Figure 4 represents a sketch of the combined model, where the optically thick disk and the outflowing wind are spatially independent.

5.1. Continuum radiation: optically thick disk

The disk model is based on the simple model already used by Malbet & Bertout (1995) and Malbet et al. (2005). This disk model consists of an axisymmetric radial analytic disk structure which is heated both by stationary accretion and stellar

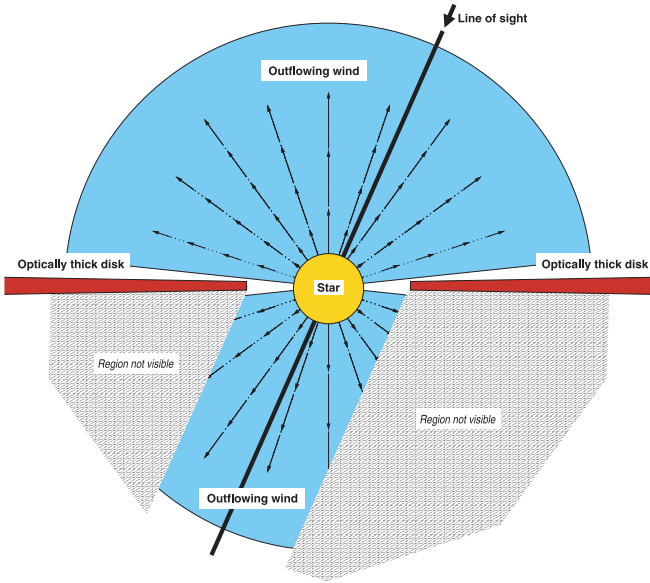


Fig. 4. Sketch of the model including an optically thick disk and an outflowing wind (edge-on view). The receding part of the wind is only partly visible because of the screen made by the optically thick disk.

irradiation. The disk is in hydrostatic equilibrium and non self-gravitating. The accretion flux follows the standard power law for a viscous disk (Lynden-Bell & Pringle 1974; Shakura & Sunyaev 1973). The emitted continuum flux is produced by the emission of optically thick but geometrically thin black-body radiating rings. It produces an SED, and its spatial distribution can be Fourier transformed, which reduces to a Hankel transform for the radial symmetry of a disk, to obtain interferometric visibilities.

The model effectively has five free parameters: the accretion rate $\dot{M}_{\text{acc}}$, the inclination i , the position angle θ , and the distances of the inner and outer edge of the disk, R_{in} and R_{out} respectively. Modeling is strongly constrained by the accurately determined properties of the central star by Drew et al. (1997): a stellar radius of $6.12 R_{\odot}$, a mass of $10 M_{\odot}$, an effective temperature of 23,700 K for a distance of 250 pc with a visual extinction of $A_V = 8$ mag. The outer edge of the disk is strongly constrained by the mm/submm data point: Mannings (1994) finds an outer disk radius of ≈ 60 AU. In short, simultaneous fitting of the SED and the visibilities lead to balancing out the mass accretion rate, inner disk radius and the inclination. In practice, this is done iteratively by first fitting the SED, with i and θ set to zero. We deem the R - and I -band continuum measurements to be not reliable given the very strong $H\alpha$ emission; these two are therefore not taken into account in the fit. In the first step we obtain $\dot{M}_{\text{acc}}$ and R_{in} . These are then used in a separate fit of the visibilities as function of i and θ . The results are used again for the first step and this procedure is repeated until convergence. In Table 3 we list the obtained best-fit model values. The modeled SED and visibilities are found to be in good agreement with the observed values, as shown in Fig. 5.

We probed the sensitivity of these fits by varying the central star parameters, according to the uncertainties given by Drew et al. (1997). They derived half a spectral subtype uncertainty, and a distance error of 50 pc. Fitting the SED using the extreme values for the central star, we find the uncertainties quoted in Table 3. The mass accretion rate is especially far from being well determined. If the central star would be of type B2 at

Table 3. The best-fit accretion disk model parameters found by simultaneous fitting of SED and visibilities.

Accretion rate ($\dot{M}_{\text{acc}}$)	$0-1 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
Inner radius (R_{in})	$0.5 \pm 0.1 \text{ AU}$
Outer radius (R_{out})	$55 \pm 5 \text{ AU}$
Inclination (i)	$15 \pm 5^{\circ}$
Position angle (θ)	$56 \pm 7^{\circ}$

a distance of 200 pc, the required mass accretion rate is only $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

5.2. Emission lines: optically thin outflowing wind

In our model, the emission lines are produced in a circumstellar gas envelope. In order to model this line profile and the corresponding visibilities, we have used the SIMECA code (Stee & de Araujo 1994; Stee et al. 1995). This code computes classical observables, i.e. spectroscopic and photometric ones but also intensity maps in Balmer lines and in the continuum in order to obtain theoretical visibility curves. The main assumptions are that (i) the envelope is axisymmetric with respect to the rotational axis; (ii) no meridian circulation is allowed, (iii) the physics of the polar regions are well represented by a CAK type stellar wind model (Castor et al. 1975). The solutions for all stellar latitudes are obtained by introducing a parametrized model (power of sinus function) constrained by the spectrally resolved interferometric data. Depending on the value of the chosen terminal velocity at the equator, the equatorial region can be dominated either by Keplerian rotation or by expansion.

Since the SIMECA code was originally developed to model the circumstellar environment of classical Be stars, we had to modify the code in order to interface SIMECA with the optically thick disk model described previously. We have implemented three changes (the equations describing the wind model are recalled in Appendix A):

1. The wind is no longer computed from the equator to the pole, but the computation occurs in a bipolar cone defined by a minimal angle allowing the disk to be present (see sketch in Fig. 4). The disk model tells us that the opening angle is between 1.8° at the inner radius and up to 3.2° at the outer radius. We used a minimum angle of 4° . Therefore the equatorial terminal velocity corresponds to the terminal velocity at this minimal angle from the equatorial plane at the interface between the accretion disk and the stellar wind.
2. The disk hides the receding part of the wind. In Fig. 4, the part of the wind which is not visible by the observer is not taken into account in the outgoing flux.
3. Although the disk emission contributes less than 1% compared to the star flux in the visible (i.e. also in the $H\alpha$ and $H\beta$ lines) and can be neglected, at $2.1656 \mu\text{m}$ the disk emission is 6.4 times larger than the stellar flux. This contribution is taken into account in addition to the excess due to free-free emission from the outflowing gas when computing continuum normalized intensities and also for the computation of the visibilities.

To be consistent with the disk model (although it might not be fully physical), we also use the same temperature and rotational velocity laws, respectively $T(r) \propto r^{-3/4}$ and a Keplerian rotation.

After running hundreds of simulations in order to constrain the physical parameters of the wind and to test the geometrical and kinematic hypothesis described later in Sect. 6.2, we

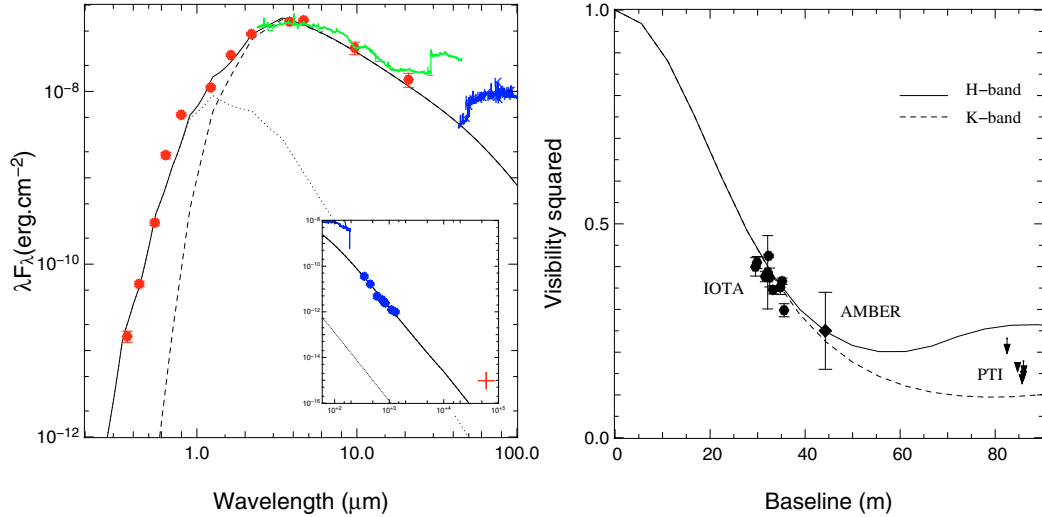


Fig. 5. Result from the optically thick disk model. *Left panel:* observed and modeled SED for MWC 297. The full dots are the continuum measurements taken from Pezzuto et al. (1997), also included are the ISO SWS/LWS spectra. Dotted line is the star, dashed line the accretion disk, and the full line the resulting total flux of the model. *Right panel:* resulting best-fit model radial squared visibilities compared with continuum squared visibilities observed with AMBER, IOTA and PTI. Full line and IOTA data are in the *H*-band, dashed line and AMBER/PTI are in the *K*-band. PTI values are upper limits.

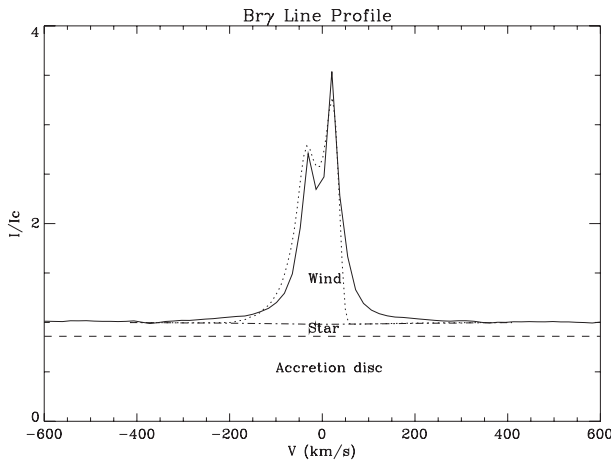


Fig. 6. Double peaked Bry profile observed by ISAAC (full line) and modeled with the outflowing wind model (dotted line). We have also plotted the cumulative contribution of the accretion disk (dashed line) and of the star (dashed-dotted).

find a successful simultaneous fit to the ISAAC Bry line profile (see Fig. 6) as well as $H\alpha$ and $H\beta$ profiles compatible with Drew's observations. The best-fit model parameters are given in Table 4. The outflowing wind model successfully reproduces the AMBER measured drop in visibility across the Bry line as shown in Fig. 7.

The computed $H\alpha$ and $H\beta$ intensities are respectively 130 and 11.5 compared to 120 and 11 obtained by Drew et al. (1997). This corresponds to an intensity ratio $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ of 11.3 compatible with the Drew ratio of 11 regarding the stellar variability and the non-simultaneity of the measurements. Moreover we were able to reproduce quite well the shape of these lines (i.e. width) and the double peaked emission of the Bry line. The asymmetry of the two peaks of the Bry line is also successfully reproduced by the introduction in the SIMECA code of the opacity of the disk (point 2 of SIMECA modifications). Nevertheless the agreement is not perfect in the red wing of the profile probably due to our ad-hoc way of linking of the wind and the disk.

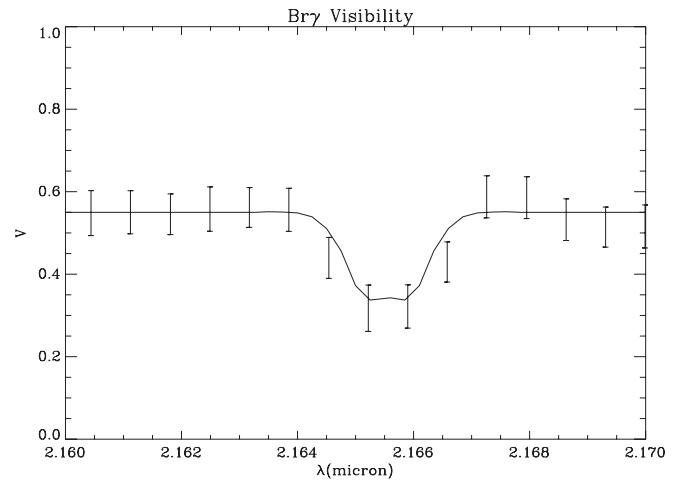


Fig. 7. The visibility observed with AMBER (points with error bars) and the one obtained from the outflowing wind model (full line).

Table 4. The best-fit model parameters for the outflowing wind model. Most parameters are self-explanatory (see Appendix A for details). C_1 is the ratio between the polar and equatorial mass flux; m_1 is the exponent of the mass flux law as a function of latitude; m_2 is the exponent of the latitude dependent terminal velocity law.

Photospheric density	$1 \pm 0.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
Equatorial rotational velocity	$400 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$
Polar terminal velocity	$600 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$
Terminal velocity above disk	$70 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$
Polar mass flux	$3.2 \pm 0.2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
C_1	0.25 ± 0.05
m_1	30 ± 10
m_2	10 ± 2
Inclination angle (i)	$25 \pm 5^{\circ}$

The global shape of these lines and their intensities are very sensitive to the inclination angle. We were able to determine the inclination of $25 \pm 5^{\circ}$ from the fitting of the line profiles with

the SIMECA code. We note that the wind parameters given in Table 4 are different to classical Be stars. The mass flux ratio (C_1) is 0.25 whereas for Be stars the allowed range is between 10 and 100. Knowing that the density in the envelope is proportional to the mass flux and inversely proportional to the radial velocity we obtain that the gas density in the polar region is twice as small as the one at the interface between the accretion disk and the stellar wind. The highest mass loss occurs along the polar direction.

6. Discussion

We have presented extensive existing data and new AMBER and ISAAC data on the Herbig Be star MWC 297. We have simultaneously modeled interferometric and non-interferometric data. The continuum emission is generated by an optically thick disk heated by stellar irradiation and accretion, whereas optical and NIR emission lines originate in an outflowing stellar wind.

The modeling presented in the previous section, although rather successful, raises new questions on the physics of the circumstellar environment of intermediate-mass young stars. In this section, we discuss them by first addressing separate issues about the disk and the wind, and then those raised by the combined model.

6.1. Physical conditions in the disk

Our continuum observations placed in the context of young stellar objects allow us to bring new elements into the discussion of protoplanetary disk models.

6.1.1. Reprocessing versus accretion in MWC 297

The mass accretion rate is poorly constrained by the viscous accretion disk model. Firstly, this is because the viscosity in the accretion disk is quite poorly understood, and therefore the quoted accretion rate cannot be assessed with real certainty. Secondly, we obtain two orders of magnitude variation in the value of the accretion rate by varying the stellar parameters according to their uncertainties (see Sect. 5.1).

The ratio between the reprocessed energy from the stellar irradiation and the viscous heating due to the accretion along the disk varies from $4\times$ down to $3 \times (\dot{M}_{\text{acc}}/10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1})^{-1}$ from the inner part to the outer part of the disk. Therefore for accretion rates lower than $10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, the reprocessing energy is always dominant compared to the accretion energy. In fact the transition between the two types of flux in the disk lies near $\dot{M}_{\text{acc}} \approx 3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ for the most probable values of the stellar parameters.

This means that the disk is predominantly a reprocessing disk. However as pointed out by Lachaume et al. (2003, see their Fig. 4), the emerging flux might be dominated by the stellar heating and the vertical structure by the viscous heating at least for the inner radii (less than a few AUs).

6.1.2. Inner radius of the disk

The best fit of our disk model is found with an inner disk boundary at 0.5 AU. This result can be compared to the analysis of Millan-Gabet et al. (2001). With an assumption of $d = 450$ pc, these authors found a ring diameter of about 10 AU and an inner disk radius of 0.9 AU. Our result is therefore consistent with

their disk model since we have adopted the distance $d = 250$ pc of Drew et al. (1997).

As already pointed out by other authors (Eisner et al. 2004; Monnier et al. 2005), the inferred inner disk radius for MWC 297 is not compatible with the dust evaporation distance from the star. Using the disk model with the “puffed up” inner rim (Dullemond et al. 2001; Isella & Natta 2005), the inner radius of the disk would be located at about 3 AU from the star, even in the most favourable hypothesis that the dust evaporation temperature is 2000 K. Moreover, MWC 297 seems not to be a special case, since this behavior is common to the other two early HBe stars (Z CMa A with a spectral type B0 and V 1685 Cyg with spectral type B3) observed with near infrared interferometers (Monnier et al. 2005). One possible explanation may be that the gas is the dominant source of absorption in the inner part of the disk, preventing dust grains from evaporating near to the star.

Using Rosseland gray opacities (Ferguson et al. 2005), we checked that the disk is always optically thick both for an accreting disk (accretion rate higher than $10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) or for a reprocessed disk (disk density at the disk edge higher than 1% of the typical value of the solar nebula³; Hayashi 1981; Davis 2005).

Even with the last assumption, the structure of the inner region of early HBe stars is not totally understood. The physical reason why the optically thick gas disk should be truncated at 0.5 AU from the star is not clear.

6.1.3. Ionization of the disk

We estimate whether the circumstellar disk is susceptible to magnetohydrodynamical (MHD) instabilities, and thus if the disk is in the active accretion state by means of magneto-rotational instabilities (MRI; Balbus & Hawley 1991). Given the large inner radius of 0.5 AU, it is not expected that the disk is accreting, otherwise the region interior to the disk inner radius would quickly be filled. Indeed, in the previously discussed hydrodynamic case, we saw that the disk seems to be dominated by reprocessing.

Whether MHD instabilities in a given circumstellar disk operate or are suppressed can be estimated with the magnetic Reynolds number (see e.g. Gammie 1996). By setting the Reynolds number equal to one, a threshold disk ionization fraction, n_e/n_H , of 3×10^{-13} is found. In this computation we adopted the same parameters for the MWC 297 star-disk system as in the previous sections. The ionization fraction threshold is essentially determined by the ionization rate and the particle density in the disk. Considering a high ($10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) and a low ($10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) mass accretion rate for MWC 297, we can use Fig. 1 of Inutsuka & Sano (2005) to deduce that the required ionization rate in a dusty disk should range between 10^{-14} and 10^{-15} s^{-1} or between 10^{-10} and 10^{-11} s^{-1} respectively. Given that the cosmic ray ionization rate is close to 10^{-17} s^{-1} , we conclude that cosmic rays alone are insufficient to incite and/or sustain the required fractional ionization for MRI to operate.

Since ultraviolet radiation is generally considered to be inefficient due to the very small attenuation length, X-ray ionization may play an important role in the ionization structure of the disk. The very strong X-ray activity reported for MWC 297 with ASCA (Hamaguchi et al. 2000) should be interpreted with care given the reasonably strong case for source confusion (Vink et al. 2005). An inner disk radius of 0.5 AU is thus probably not susceptible to MHD instabilities. We conclude thus that from a

³ Solar nebula density law used: $\Sigma_{SN} = 1.7 \times 10^3 (r/1\text{AU})^{-1.5} \text{ g/cm}^2$.

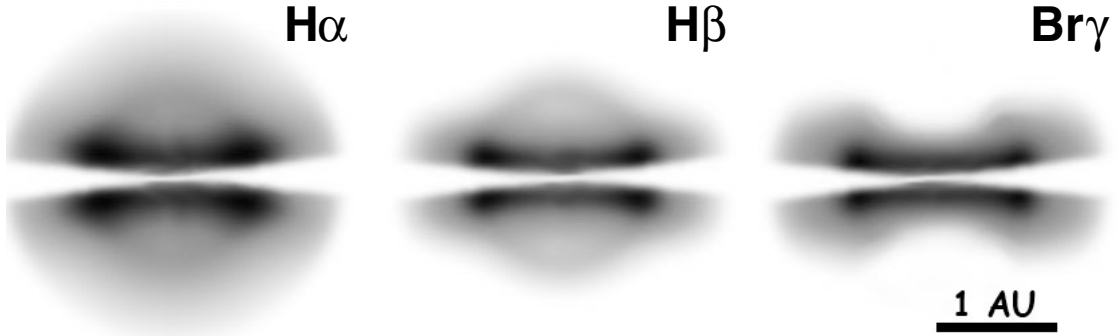


Fig. 8. Edge-on intensity maps of the wind in the computed $H\alpha$, $H\beta$, $Br\gamma$ lines.

MHD and a hydrodynamic point of view an inert reprocessing disk may exist. We note however that if in the past the disk of MWC 297 was in fact a magnetically active disk in which MRI operated, that then the concomitant MRI turbulence could have sustained the ionization degree above the threshold level even in the presence of dust (Inutsuka & Sano 2005).

6.2. Geometry of the wind

First, we investigate why the standard Be model of a rotating wind is unsuccessful in reproducing the MWC 297 data. In this model (Stee & de Araujo 1994; Stee et al. 1995), the $Br\gamma$ emission would originate from a rotating flattened envelope with no or little radial expansion. We can test the consistency of this model by comparing the size of the emitting region given by the kinematics revealed by the splitting of the $Br\gamma$ emission line into two peaks and the radius of this same region inferred by the drop in visibility in this $Br\gamma$ line.

On the one hand, the projected rotational velocity of the orbiting material is given by the separation of the two $Br\gamma$ peaks and is proportional to the maximum extension of the emitting region (Huang 1972; Hirata & Kogure 1984). Using a rotational velocity law of the form $v(r) = v_0 (r/R_\star)^{-x}$, where v_0 is the star rotational velocity at the equator, r is the distance to the star, and x is the exponent of the rotational velocity law, the separation between the two peaks is proportional to $2v_0 \sin i (r/R_\star)^{-x}$. Therefore the maximal radius of emission of the $Br\gamma$ line is $\sim (2v_0 \sin i/d)^{1/x}$, and the stellar parameters given by Drew et al. (1997) and a Keplerian rotation yield $\sim 140R_\star$.

Since the typical radius of emission of the $Br\gamma$ emission is $\sim 43R_\star$ (see Sect. 4.2), the size of $140R_\star$ derived from the Keplerian rotation of a rotating stellar Be wind is not consistent with our interferometric measurement.

In order to obtain an emitting zone radius compatible with our interferometric measurement we need to assume a rotational velocity of less than 250 km s^{-1} or a rotation law far from the Keplerian one. In total, we ran 50 models in our attempt to fit the $Br\gamma$, $H\alpha$, $H\beta$ lines and the visibility in $Br\gamma$ simultaneously using this type of wind model. None of these models was able to fit correctly the $Br\gamma$ line profile displayed in Fig. 3 nor the intensity ratio of the three hydrogen lines. In addition, the $H\alpha$ and $H\beta$ emission lines must form at least partially in a strong stellar wind to reproduce the 600 km s^{-1} line width in contrast to the $Br\gamma$ line displaying a 60 km s^{-1} double-peaked profile. This is unlikely in the same environment.

The outflowing stellar wind coupled with an optically thick disk gives a better explanation of the kinematical and

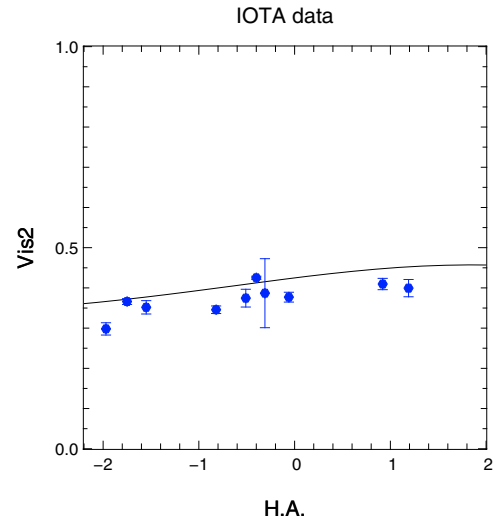


Fig. 9. Continuum H -band squared visibilities obtained with the disk model compared to the IOTA visibilities observed during the transit of the object over the sky with the IOTA S15N35 baseline.

geometrical morphology of MWC 297. In Fig. 8, we present the intensity maps of MWC 297 computed with our model seen edge-on in the three hydrogen lines in order to better localize the region of emission of the lines. The emission from $H\alpha$ and $H\beta$ originates from a large and somewhat spherical region where the velocity can reach up to 600 km s^{-1} . The $Br\gamma$ line is confined into a narrower region just above the optically thick disk where the velocity is dominated by the disk Keplerian rotation and a terminal velocity of 70 km s^{-1} (see parameters in Table 4). Murdoch & Drew (1994) have already pointed out that the $Br\alpha/Br\gamma$ line flux ratio shows an increase at low velocity that cannot be interpreted as an outwardly-accelerated wind model.

6.3. Disk and wind interaction in MWC 297

Even if the disk and the wind have been modeled separately, these two physical phenomena need to be compared at least at the parameter level. We find a good correspondence between the inclinations deduced from the disk model ($i = 15 \pm 5^\circ$ from the visibility fit) and from the wind model ($i = 25 \pm 5^\circ$ from the asymmetry of the $Br\gamma$ line peaks). The disk inclination is strongly constrained by the IOTA visibilities spread out over a large range of hour angle as shown in Fig. 9. The wind mass loss rate is smaller than the maximum disk accretion rate by several orders of magnitude, and therefore compatible with most

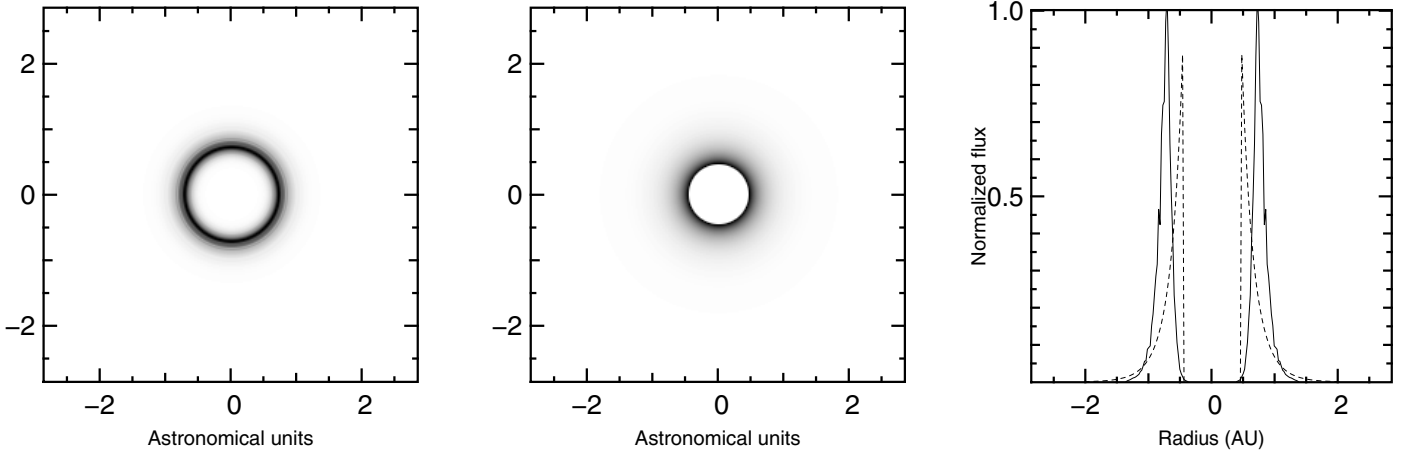


Fig. 10. Pole-on intensity maps of the wind Br γ emission (*left panel*) and of the K-band disk continuum emission (*center panel*). *Right panel* shows a radial cut of these intensity maps with the Br γ wind in solid line and the continuum disk in dashed line.

disk/wind theories but also with most observations of outflows and accretion activities. As shown in Sect. 6.1.3, the inner radius is barely ionized and thus will not contribute to the hydrogen lines, confirming our choice to model Br γ only in the wind.

Figure 10 shows the pole-on intensity maps of the disk model in the continuum and of the wind in the Br γ line, as well as their respective intensity profile. This is a graphical explanation of the visibilities observed by AMBER: the wind angular extension in the Br γ line is larger than the disk apparent size, and therefore the visibility is smaller within the line.

Can the result obtained with these observations constrain the nature of the wind? We recall that in protoplanetary disks, two main classes of disk wind models have been proposed depending on the geometry of the magnetic field lines.

- The disk wind initially proposed by Blandford & Payne (1982) and studied in detail for example in Casse & Ferreira (2000). In this theory the magnetic field is attached to the disk and the particles that accrete onto the star may be launched into a wind eventually collimated at a certain distance from the star.
- The X-wind of Shu et al. (1994) has a different geometry and originates at the corotation radius of the disk where all magnetic field lines are localized in the equatorial plane.

With the present data, we cannot even distinguish between a stellar wind and such disk winds since we are unable to recover a precise kinematical map of the wind. We note however that our model with Keplerian rotation does not respect the conservation of angular momentum and can only be sustained if additional MHD energy is injected in the wind. Increased spectral resolution with AMBER will help to answer the question, especially using the 10 000 spectral resolution mode.

Thus, we can claim that the models of disk and wind are compatible and the combination of them is probably close to reality. A complete and self-consistent modeling of the environment is out of the scope of this paper but would allow us to better constrain the physical processes in action both in the disk and the wind, such as accretion and ejection, at least from the observational point of view.

6.4. Inclination discrepancy

The modeling presented in this paper does a reasonably good job in reproducing nearly all the observational data and produces

fiducial physical parameters for the circumstellar environment of MWC 297. However, we derive an inclination of $\sim 20^\circ$ for the system, which is not consistent with a near edge-on orientation as proposed by Drew et al. (1997). The latter is inferred from the photospheric lines that indicate a 350 km s^{-1} projected rotational velocity. An inclination of 20° would lead to a rotation above the break-up velocity.

The controversy becomes even more pronounced given the H α spectro-polarimetric results by Oudmaijer & Drew (1999). These authors find no effect across the line, a result consistent with a symmetric emission zone for H α . On the contrary, the morphology of the radio emission (Drew et al. 1997) favors a bipolar interpretation and again would point to a high inclination of the system, although not completely inconsistent with a symmetric geometry on smaller scales (Oudmaijer & Drew 1999).

A possible reconciliation of the seemingly contradictory observables and derived physical parameters is a tidally induced warped geometry for the circumstellar disk (Terquem & Bertout 1993) due to a stellar companion located at a distance of a few hundred AU. Recently, Vink et al. (2005) reported the presence of a close-by late-type companion at a projected distance of 850 AU. By converting the *H*-band magnitude of the Vink et al. (2005) companion star to a spectral type A2 V and by calculating the steady-state deformation of the MWC 297 circumstellar disk due to the star at 850 AU, (Eq. (25) of Terquem & Bertout 1993), we find a deformation of less than 1/1000 even at the edge of the disk at 60 AU. Clearly this star would not be the right candidate, but we feel that the possibility of a tidally deformed disk may not yet be ruled out given the many companion stars found near MWC 297 (Testi et al. 1999; Vink et al. 2005). An even closer companion cannot be excluded, a hint of which may be the CHANDRA X-rays found coincident with the position of MWC 297.

7. Summary and perspectives

We have presented the first spatially and spectrally resolved observations of the disk/wind interaction in the young stellar system MWC 297 with the VLT interferometer equipped with the instrument AMBER. The unique spectral capability of AMBER has allowed us to measure for the first time the visibility in the Br γ emission line in a young stellar object and to compare it to the continuum visibility. The continuum visibility in the K-band drops from 0.50 to 0.33 in the Br γ emission line of MWC 297.

The spectrum obtained with AMBER is consistent with a double peaked spectrum observed with ISAAC on the VLT, where the peaks are separated by approximately 60 km s^{-1} .

We have successfully modeled the circumstellar environment of MWC 297 using an optically thick geometrically thin disk and an outflowing stellar radial wind having an increasing outflowing velocity starting from the surface of the disk up to the pole. This combined model is able to reproduce many observational features like the continuum visibilities measured by AMBER as well as the visibilities in the Br γ line, together with the shape of the SED over more than three orders of magnitude of the wavelengths, the broad-band visibilities obtained by other infrared interferometers as well as the H α , H β and Br γ line profiles.

We have discussed our result in the light of more sophisticated models. We showed that the inner radius is not determined by the dust sublimation distance, and is unlikely ionized by cosmic rays only. The disk flux is mainly driven by stellar reprocessing although we cannot rule out that the accretion process may play a role in the vertical structure. We have shown that our AMBER observations interpreted by our model predict emission of the H α and H β lines in the polar regions whereas the Br γ emission arises mainly from the region just above the surface of the disk. AMBER continuum and line observations both point toward a system inclination of approximately 20° .

We are not yet able to constrain the exact nature of the wind and the type of connection to the disk, but we expect that future observations with AMBER will bring new elements in our understanding of MWC 297. The vibrations in the VLTI UT optical train should be diagnosed and fixed in the short term and the VLTI equipped with a fringe tracker, allowing AMBER to be operated at its highest spectral resolution (~ 10000) which will give new kinematical information on this interesting and intriguing region around MWC 297. Another direction of investigation would be to carry out AMBER observations with three telescopes in order to measure the closure phase with different baseline configurations, and therefore measure possible departure from centro symmetry of the material around MWC 297.

Acknowledgements. We are grateful to R. Millan-Gabet and J. Eisner who kindly provided their IOTA and PTI measurements. This work is based on observations made with the European Southern Observatory telescopes. The commissioning data can be retrieved from the ESO Science Archive Facility within the programme 60.A-9054(A).

The AMBER project⁴ was founded by the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the Max Planck Institute für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn, the Osservatorio Astrofisico di Arcetri (OAA) in Firenze, the French Region "Provence Alpes Côte D'Azur" and the European Southern Observatory (ESO). The CNRS funding has been made through the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and its Programmes Nationaux (ASHRA, PNPS, PNP).

The OAA co-authors acknowledge partial support from MIUR grants to the Arcetri Observatory: *A LBT interferometric arm, and analysis of VLTI interferometric data* and *From Stars to Planets: accretion, disk evolution and planet formation* and from INAF grants to the Arcetri Observatory *Stellar and Extragalactic Astrophysics with Optical Interferometry*. C. Gil work was supported in part by the Fundação para a Ciência e a Tecnologia through project POCTI/CTE-AST/55691/2004 from POCTI, with funds from the European program FEDER.

The preparation and interpretation of AMBER observations benefit from the tools developed by the Jean-Marie Mariotti Center for optical interferometry JMMC⁵ and from the databases of the Centre de Données Stellaires (CDS) and of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS).

⁴ The structure and members of the AMBER Consortium can be found in the website: <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>

⁵ The JMMC is a center providing software tools for optical interferometry described at the website: <http://www.jmmc.fr>

The data reduction software `amdlib` is freely available on the AMBER site <http://amber.obs.ujf-grenoble.fr>. It has been linked to the public domain software `Yorick`⁶ to provide the user-friendly interface `ammyorick`.

Appendix A: Wind model equations

Following Stee & de Araujo (1994) and Stee et al. (1995), the mass flux is parametrized as:

$$\Phi(\theta) = \Phi_{\text{pole}} + [(\Phi_{\text{eq}} - \Phi_{\text{pole}}) \sin^{m_1}(\theta)], \quad (\text{A.1})$$

where m_1 is the first free parameter which describes the variation of the mass flux from the pole to the equator. The ratio between the equatorial and polar mass flux is $C_1 = \Phi_{\text{eq}}/\Phi_{\text{pole}}$. The values of C_1 are typically between 10^1 and 10^4 (Lamers & Waters 1987). Equation (A.1) can be rewritten as:

$$\Phi(\theta) = \Phi_{\text{pole}}[1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)]. \quad (\text{A.2})$$

The expansion velocity field is given by:

$$v_r(r, \theta) = V_o(\theta) + [V_\infty(\theta) - V_o(\theta)] \left(1 - \frac{R}{r}\right)^\gamma, \quad (\text{A.3})$$

with $\gamma = 0.86$ and

$$V_o(\theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\rho_0} = \frac{\Phi_{\text{pole}}[1 + (C_1 - 1) \sin^{m_1}(\theta)]}{\rho_0}. \quad (\text{A.4})$$

The second free parameter m_2 is introduced in the expression of the terminal velocity as a function of the stellar latitude:

$$V_\infty(\theta) = V_\infty(\text{pole}) + [V_\infty(\text{eq}) - V_\infty(\text{pole})] \sin^{m_2}(\theta). \quad (\text{A.5})$$

Finally the density distribution in the envelope is given by the equation of mass conservation:

$$\rho(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{(\frac{r}{R})^2 v_r(r, \theta)}. \quad (\text{A.6})$$

References

- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Bergner, Y. K., Kozlov, V. P., Krivtsov, A. A., et al. 1988, *Astrophysics*, 28, 313
- Berrilli, F., Corciulo, G., Ingrassio, G., et al. 1992, *ApJ*, 398, 254
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Casse, F., & Ferreira, J. 2000, *A&A*, 353, 1115
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Davis, S. S. 2005, *ApJ*, 627, L153
- di Francesco, J., Evans, N. J., Harvey, P. M., Mundy, L. G., & Butner, H. M. 1994, *ApJ*, 432, 710
- Drew, J. E., Busfield, G., Hoare, M. G., et al. 1997, *MNRAS*, 286, 538
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, *ApJ*, 623, 585
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- García Lopez, R., Natta, A., Testi, L., & Habart, E. 2006, *A&A*, 459, 837
- Hamaguchi, K., Terada, H., Bamba, A., & Koyama, K. 2000, *ApJ*, 532, 1111
- Hayashi, C. 1981, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 70, 35
- Herbig, G. H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *ApJ*, 397, 613
- Hirata, R., & Kogure, T. 1984, *Bull. Astron. Soc. India*, 12, 109
- Huang, S. 1972, *ApJ*, 171, 549
- Inutsuka, S., & Sano, T. 2005, *ApJ*, 628, L155
- Isella, A., & Natta, A. 2005, *A&A*, 438, 899
- Kenyon, S. J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1993, *ApJ*, 414, 676

⁶ <http://yorick.sourceforge.net>

- Lachaume, R., Malbet, F., & Monin, J.-L. 2003, *A&A*, 400, 185
- Lamers, H. J. G. L. M., & Waters, L. B. F. M. 1987, *A&A*, 182, 80
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Malbet, F., & Bertout, C. 1995, *A&AS*, 113, 369
- Malbet, F., Lachaume, R., Berger, J.-P., et al. 2005, *A&A*, 437, 627
- Mannings, V. 1994, *MNRAS*, 271, 587
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., & Traub, W. A. 2001, *ApJ*, 546, 358
- Millour, F., Tatulli, E., Chelli, A., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, ed. W. A. Traub, *Proc. SPIE*, 5491, 1222
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Ž., Vinković, D., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 520, L115
- Monnier, J. D., & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 832
- Murdoch, K. A., & Drew, J. E. 1994, in *ASP Conf. Ser.* 62, *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, 377
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, *A&A*, 371, 186
- Ohnaka, K., Beckmann, U., Berger, J.-P., et al. 2003, *A&A*, 408, 553
- Oudmaijer, R. D., & Drew, J. E. 1999, *MNRAS*, 305, 166
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
- Pezzuto, S., Strafella, F., & Lorenzetti, D. 1997, *ApJ*, 485, 290
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Simon, T. 1974, *AJ*, 79, 1054
- Stee, P., & de Araujo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
- Stee, P., de Araujo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, *A&A*, 464, 29
- Terquem, C., & Bertout, C. 1993, *A&A*, 274, 291
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 515
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., & Danchi, W. C. 2001, *Nature*, 409, 1012
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., & Oudmaijer, R. D. 2002, *MNRAS*, 337, 356
- Vink, J. S., O'Neill, P. M., Els, S. G., & Drew, J. E. 2005, *A&A*, 438, L21
- ² Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany
- ³ Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d'Azur/CNRS, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
- ⁴ Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice – Sophia Antipolis/CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
- ⁵ INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy
- ⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
- ⁷ ONERA/DOTA, 29 av de la Division Leclerc, BP 72, 92322 Chatillon Cedex, France
- ⁸ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, UMR 5574 Université Claude Bernard/CNRS, 9 avenue Charles André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France
- ⁹ Division Technique INSU/CNRS UPS 855, 1 place Aristide Briand, 92195 Meudon Cedex, France
- ¹⁰ IRCOM, UMR 6615 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France
- ¹¹ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching, Germany
- ¹² Kiepenheuer Institut für Sonnenphysik, Schöneckstr. 6, 79104 Freiburg, Germany
- ¹³ Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano, Via Celoria 16, 20133 Milano, Italy
- ¹⁴ Instituut voor Sterrenkunde, KU-Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium
- ¹⁵ Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
- ¹⁶ Laboratoire Astrophysique de Toulouse, UMR 5572 Université Paul Sabatier/CNRS, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France
- ¹⁷ Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
e-mail: Fabien.Malbet@obs.ujf-grenoble.fr

V

Be stars: one ring to rule them all?

Be stars: one ring to rule them all?

A. Meilland¹, Ph. Stee¹, J. Zorec², and S. Kanaan¹

¹ Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS-UMR 6203, Avenue Copernic, Grasse, France

e-mail: anthony.meilland@obs-azur.fr

² Institut d’Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Univ. P. & M. Curie, Paris, France

Received 14 December 2005 / Accepted 2 March 2006

ABSTRACT

Aims. We report the theoretical spectral energy distributions (SEDs), Bry line profiles, and visibilities for two scenarios that can explain the disk dissipation of active hot stars and account for the transition from the Be to the B spectroscopic phase.

Methods. We use the SIMECA code to investigate two scenarios, the first one where the disk is formed by successive outbursts of the central star. A low-density region is developing above the star and slowly grows outward and forms a ring-like structure that will gradually excavate the disk. The second one has a slowly decreasing mass loss due for instance, to a decrease in the radiative force through an opacity change at the base of the photosphere, and may also be responsible for the vanishing of the circumstellar disk.

Results. We find that a clear signature of the disk dissipation following the ring scenario will be the disappearance of the high velocity tails in the emission lines and a nearly constant peak separation. Moreover, we found that, following the ring-like scenario, the visibilities must show an increasing second lobe, an increase in the value of the first zero, and assuming an unresolved central star, a first zero of the visibility curves that appends at shorter baselines as far as the disk has been excavated. We propose to use the AMBER instrument on the VLTI to probe whether the ring scenario is the one to rule the Be phenomenon.

Key words. techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – stars: emission-line, Be – stars: winds, outflows – circumstellar matter

1. Introduction

According to advances in the study of stellar mass-loss phenomena since the discovery of Be stars, different kinds of models have attempted to describe their circumstellar envelope (CE) or disk formation. Although they coexist, we may attempt to divide the mass-ejection phenomena into two broad classes: 1) continuing mass ejections and 2) discrete mass ejections. Even though one or the other of these mass-loss events might be prevalent, somewhat different types of CE structures could be envisioned:

1) **CONTINUING MASS EJECTIONS.** The most frequently suggested mechanisms of CE formation evoke continuing mass ejections. Struve (1931, 1942) imagined Be stars as secularly stable critical rotators that build a rotating extended envelope flattened towards the equator through equatorial ejection of mass (Limber 1964, 1967, 1969). Somewhat modified by the inclusion of an expansion velocity field, these CE structures were used by Marlborough (1969) and Poeckert & Marlborough (1987a,b) to predict observable spectroscopic, photometric, and polarimetric quantities. Thenceforth, several ad hoc flaring and flattened disc-shaped empirical CE models were explored in the literature to see if the CEs were outwardly accelerated, decelerated, and/or rotationally supported (Waters 1986; Waters et al. 1987; Kastner & Mazzali 1989; Hummel & Dachs 1992; Hummel 1994; Hanuschik 1995, 1996; Wood et al. 1997). Thomas & Doazan (1982) proposed an active spherical exophotospheric structural pattern, where the low-density outwardly accelerated hot chromospheric-coronal zone is followed by a cool and decelerated high density region. However, interferometric and polarimetric observations, as well as statistical inferences from spectroscopy, support some flattening of CE in Be stars

(Arias et al. 2006; Quirrenbach et al. 1997; Tycner et al. 2005). In the frame of theoretical inferences of CE properties based on continuing mass ejections, the thinness of circumstellar discs in Be stars still remains an open issue (Araújo & Freitas Pacheco 1989; Bjorkman & Cassinelli 1993; Chen et al. 1992; Owocki et al. 1996; Poe & Friend 1986; Porter 1997; Stee & Araújo 1994; Stee et al. 1995, 1998). Moreover, from physical first principles (Schmitz 1983) and the kinetic theory of gases applied to steady-state isothermal self-gravitating gaseous masses with cylindrical differential rotation, Rohrmann (1997) predicts bagel-shaped CE that are not reminiscent of flat discs.

2) **DISCRETE MASS EJECTIONS.** In addition to these continuing mass ejections, there are discrete mass ejections. They can be divided roughly into two types: 1) small-scale to moderate ejections, detected either as sharp absorption features crossing the line profiles or as a sudden appearance of emission shoulders in the wings of some absorption lines and/or H α line emission outbursts that imply ejecta with masses $\Delta M \lesssim 10^{-11} M_{\odot}$ (cf. Floquet et al. 2000); 2) Large-scale or massive ejections. A clear example is ω Ori, where a sudden light increase of nearly $\Delta V \approx -0.3$ mag was reported by Guinan & Hayes (1984). The polarimetric data and H α spectroscopy of the event were interpreted by Brown & Wood (1992) as due to a discrete mass ejection equivalent to an instantaneous mass-loss rate $\dot{M} \approx 2.5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The sudden H α emission outbursts in μ Cen on timescales ranging from 20 to 245 days were interpreted by Hanuschik et al. (1993) as being produced by discrete mass ejecta of $\Delta M \approx 10^{-10} M_{\odot}$. In the past decade, short- and long-lived photometric outbursts have been discovered (Cook et al. 1995; Hubert & Floquet 1998; Keller et al. 2002; Mennickent et al. 2002) from MACHO, OGLE, and HIPPARCOS data. They are

currently called “flickers” or “sharp” variations when the time scales of phenomena range from $t \sim 50$ to 200 days, and they imply light changes of $\Delta V \lesssim 0.2$ mag. They are called “bumpers” or “humps” if $t \gtrsim 200$ days to 3–4 years and $\Delta V \gtrsim 0.3$ mag. Mennickent et al. (2002) speculate that thermal instabilities may produce these photometric behaviors, while Moujtahid et al. (1999), Hubert et al. (2000), and Zorec et al. (2000a) have attempted to explain them in terms of sudden or discrete mass-ejections of $\Delta M \approx 10^{-10} M_{\odot}$. These variations also summarize the irregular photometric behaviors, including the well-known $B \Rightarrow Be \Rightarrow Be$ -shell phase transitions, observed in the past more or less sporadically (cf. Pavlovski et al. 1997; Percy et al. 1997; Moujtahid et al. 1998). Finally, we should not omit mentioning the far-UV C IV, Si III, and Si IV discrete line-absorption components in stars with $V \sin i \gtrsim 150 \text{ km s}^{-1}$ (Grady et al. 1987, 1989), which were interpreted as due to wind instabilities, but may actually correspond to discrete mass-ejections.

According to these observational grounds for mass ejections, two scenarios can be sketched to roughly account for the CE variations and/or formation, to which the observed long-term Be star emission variations should be associated.

This paper is organized as follows. In Sect. 2 we introduce the two possible scenarios for the mass ejection. In Sect. 3 we briefly present the SIMECA code and its main assumptions. Section 4 presents the *ring scenario* and Sect. 5 treat the *vanishing mass flux scenario*. The comparison of different observables (photometric, spectroscopic, and interferometric) is done in Sect. 6. Finally, in Sect. 7 we summarize and discuss our main results.

2. Two possible scenarios for the mass ejection

SCENARIO 1: EXPANDING RINGS

The stellar wind interacts with the ISM and the matter strewn by earlier mass-loss events to create a propagating “shell”-front. If we neglect details for shocks, compression, heating, and cooling phenomena in the wind+close interstellar interaction region (Pikel’ner 1986; Kwok et al. 1978), the balance between the original stellar wind momentum against that of the wind+swept ISM and spread material gives the phase with mass-flux $\dot{M}_*$ (Zorec 1981) for the location of the “shell”-front at the time t since the star began:

$$R/R_0 = [(V_*/v - 1)(N_0/N_{\text{ISM}}(3V_*t/R_0))]^{1/3}, \quad (1)$$

where R_0 is the radius at which the wind has maximum velocity V_* , and the particle concentration is N_0 ; v is the expansion of the shell’-front; $N_{\text{ISM}} \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ is the density in the ISM. The lower limit on R/R_0 is set by $V_*t = R$. Then $R/R_0 \approx 10^4$ for a B2e star, taking $R_0 \approx 3R_*$ with $R_* \approx 6 R_{\odot}$, $\dot{M}_* \approx 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Snow 1982), $V_* \approx 500 \text{ km s}^{-1}$, $v/V_* \approx 0.1$. Such a “shell”, occurring at $3 \times 10^4 R_*$ after 8 years of steady mass-flow, can hardly satisfy the characteristics required by CEs in Be stars. However, the mass-loss phenomenon is variable. Zorec (1981) suggested then that long-lasting low mass-loss episodes can build up moving bubbles around the star, which may act as dams to pile up matter ejected during later short high mass-loss events and thus increase the density around the star up to values typical of CE. To this view Rivinius et al. (2001) have joined a roughly similar picture, which suggested the appearance of a growing cavity between the star and an already existing CE, which is replenished later on with the mass of new ejecta. According to these suggestions, the variable emission intensity in Be stars might then correspond to the appearance of a density void-like region around the star and an expanding ring-like structure.

This intuitive phenomenological picture can be justified on physical grounds taking both the large-scale discrete ejections and winds into account. As seen above, discrete ejections can be effective providers of mass to form CE in Be stars. On the other hand, stellar winds can contribute to the global dynamics of the mass stored around the star not only with non negligible amounts of mass, but also with momentum and energy. The CE could then be thought of as an expanding wind-blown bubble formed by the process of interaction between the stellar wind and massive discrete ejecta: discrete ejecta produce a clumpy circumstellar environment, which is then ablated by winds producing a mass-loaded flux. The structure of expanding wind-blown bubbles produced by the interaction of high-speed stellar winds with clumpy environments were studied by Hartquist et al. (1986), Dyson & Hartquist (1992), and Arthur et al. (1994). According to these authors, the most simplified structure of the circumstellar environment in the stationary snowplow phase encompasses three dynamically distinct regions: 1) a wind expansion region; 2) a decelerated, sub-sonic wind momentum-dominated *core*; 3) a pressure-dominated super-sonic expanding *halo*. In the decelerated “core” the density rises with the distance as R^4 from the radius R_m of minimum environmental density up to a contact radius $R_c \approx (2V_*/v_s)R_m$ (v_s is the sound speed) that separates the sonic and super-sonic sides. In the “halo”, the density decreases as $e^{-M^2/2}$ where $M = v/v_s$ is the local Mach number in the flow. According to Arthur et al. (1994), $R_m = (3\dot{M}_*/8\pi\dot{q})^{1/3}$ where $\dot{q}$ is the mass injection rate from the cloud ablation process. To obtain orders of magnitude on the bubble expansion and the amount of mass gathered in it, we integrated the one-dimensional rotationless steady-state equations of motion given by Dyson & Hartquist (1992). Assuming that the ablation of discrete ejecta starts at $R_m \approx R_*$ and the expansion of the bubble is dominated by the ablated mass, the time-dependent velocity of the bubble is:

$$\dot{R}_b \approx 0.5(V_*R_*)^{1/4}t^{1/4}. \quad (2)$$

Within the same approximation, the gathered mass in the bubble from R_m up to a given external distance $R_e \gg R_c$ scales as:

$$M_{\text{CE}} \approx (3R_c\dot{M}_*/V_*)[1 + (V_*/v_s)]^2(R_e/R_c)^{1.3}, \quad (3)$$

where the exponent 1.3 is due to a power-law representation of the density distribution in the halo. With the same parameters as are used to estimate (1) and $R_e \approx 10R_*$, $T_e \approx 10^4 \text{ K}$, we find that at $t \sim 1$ day the bubble expands at $\dot{R}_b \approx 180 \text{ km s}^{-1}$ and at $\dot{R}_b \approx 14 \text{ km s}^{-1}$ for $t \sim 1$ month. In the meantime, the radius of the bubble increases from $R_b \lesssim 4R_*$ to $\gtrsim 8R_*$ and the mass stored in it amounts to some $M_{\text{CE}} \approx 2 \times 10^{-9} M_{\odot}$. In current modelings, the total mass in a CE with base particle density $N \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ranges from $10^{-10} M_{\odot}$ to $10^{-8} M_{\odot}$, depending on whether the CEs are considered flat disc-shaped or spherical, with uniform density distribution or varying with radius as $\sim R^{-2}$. It is then seen that the wind-discrete ejecta interaction mechanism can store the amount of mass expected in CE of Be stars on short time scales in a ring-like volume around the star. As seen, the expanding ring-like structure leaves a cavity behind it and can act as a dam to reconstruct new mass-enhanced circumstellar environments with matter ejected by later outbursts, as suggested by Zorec (1981) and Rivinius et al. (2001).

SCENARIO 2: VARIABLE MASS-LOSS RATES

In the preceding discussion we did not consider the problem of constructing CE in (or near) Keplerian rotation. Be stars

are fast, though under-critical, rotators (Frémat et al. 2005). Comparing the angular momentum per unit mass in a disc at Keplerian rotation $J = (GM_*R)^{1/2}$ and at a distance R from the star to that at the stellar surface, assumed at critical rotation (Keplerian too), $J_* = (GM_*R_*)^{1/2}$, we see that matter ejected from the star needs at least a factor $J/J_* = (R/R_*)^{1/2}$ of angular momentum-excess to become Keplerian at R . Thus to recover this rotation in the circumstellar disc, Lee et al. (1991), Porter (1999), and Okazaki (2001) envision outward-drifting matter in the circumstellar environment through angular momentum exchange by viscous stress. Unless hydrodynamic or magneto-hydrodynamic instabilities in the disc induce variations in its structure, variable emission intensities can be thought of as triggered only by variable mass decretion rates in the present scenario. This viscous decretion disc model seems to describe the time scales of the disc formation correctly, as well as its further dissipation in the Be-shell star α And (Clark et al. 2003). The time scales needed to build up the CE in α Eri, as scaled from the observed long-term H α line emission increases, also agree with those predicted by this scenario. However, the dissipation of its CE requires somewhat longer time scales than foreseen by this theory (Vinicius et al. 2006).

According to *scenarios 1* and *2*, the increase in the emission in Be stars should correspond either to the replenishment of a circumstellar cavity by mass input from the star (wind and/or discrete ejecta) or to a continuous decretion rate that is increased at any moment by some mechanism. On the other hand, the fading of emission characteristics would correspond either to a cavity formation according to the ring scenario or to a disc dissipation carried by a stopped or reduced mass-decrtion rate.

AIM AND PROGRESSION OF THE PRESENT WORK. With the operational VLTI array, with focal instruments MIDI, and in particular with AMBER, which combines spatial and spectral resolution of 10^4 , it is now possible to study the Bry formation region, as well as the shape and extension of the circumstellar disk with a spatial resolution of few mas; i.e. the angular diameter of 1 mas is for a typical Be star with radius $R_* = 10 R_\odot$ situated at 100 pc, while the Bry formation region extends to some stellar radii. The main purpose of this paper is then to give observational grounds for probing the above scenarios of circumstellar disc evolution by searching whether, through interferometric measurements in the Bry line, it is possible to distinguish which of both scenarios would better suited to explaining the long-term variation of the emission characteristics in Be stars. We would also like to study the consequences on other observables, such as line profiles and spectral energy distributions (SED) that may carry these scenarios.

In this paper we explore the waning aspect of disks and emissions. Thus, we present simulations of the evolution of a cavity from the inner edge to the outer regions as would happen in Scenario 1 and, on the other hand, calculations of the effects produced by a Be star disk submitted to a decreasing mass-loss rate as suited to Scenario 2. To these purposes, we used the SIMECA code described in previous papers [see Stee & Araújo (1994) and Stee & Bittar (2001)]. In particular, we studied the evolution and variation of the Bry line profile as a function of time, the changes in the spectral energy distribution (SED) and those of intensity maps with the corresponding visibility curves. As we shall see, the visibility curves are very sensitive to the disk geometry, so that they can probe the dissipation of the circumstellar matter with high accuracy. We can then use them to make a distinction between *scenario 1* and *2*.

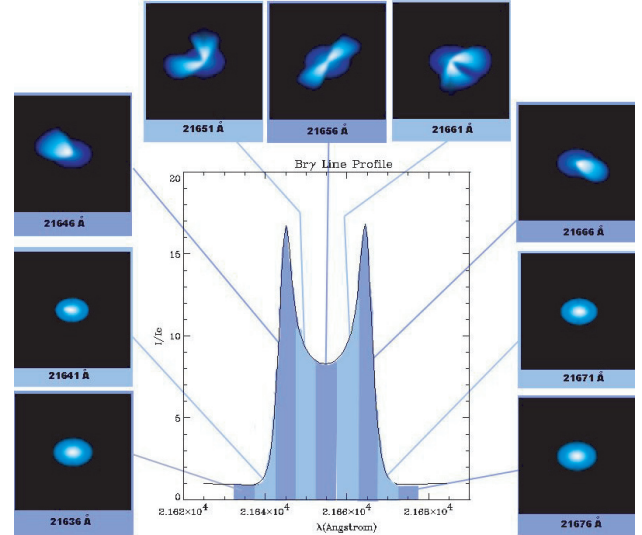


Fig. 1. Isovelocity intensity maps computed with the SIMECA code, seen with an inclination angle of 45° , and showing the effect of the disk kinematics (mainly Keplerian rotation) as a function of wavelength, 21 636, 21 641, 21 646, 21 651, 21 656, 21 661, 21 666, 21 671, and 21 676 Å across the Bry line within a spectral bandwidth of 5 Å.

3. SIMECA: a code dedicated to active hot stars

The SIMECA code computes classical observables, i.e. spectroscopic and photometric ones, but also intensity maps in Balmer lines and in the continuum, in order to obtain theoretical visibility curves that can be directly compared to high angular resolution data. The main hypothesis of this code is that the envelope is axi-symmetric with respect to the rotational axis. No meridian circulation is allowed. We assumed that the physics of the polar regions is represented well by a CAK type stellar wind model (Castor et al. 1975) and the solutions for all stellar latitudes were obtained by introducing a parametrized model that is constrained by spectrally resolved interferometric data. The inner equatorial region is dominated by Keplerian rotation.

The ionization-excitation equations were solved for an envelope modeled in a $411 \times 92 \times 73$ cube using spherical coordinates, for r , θ and ϕ . Since the final population of atomic levels were strongly NLTE distributed, we started with the LTE populations for each level, then computed the escape probability of each transition, which allowed us to obtain updated populations, and we iterated until convergence. The convergence was quite fast (about ten iterations) and stable within an effective temperature of the central star in the range $10\,000 < T_{\text{eff}} < 40\,000$. The basic equations of the SIMECA code are given in detail in Stee & Araújo (1994).

To account for the photospheric absorption line, we assumed the underlying star to be a normal B star with a given T_{eff} and $\log g$. For each T_{eff} and $\log g$, we computed the Bry synthetic line profile using the SYNSPEC code developed by Hubeny (Hubeny 1988; Hubeny & Lanz 1995). These photospheric line profiles are then broadened by solid rotation and can be further absorbed by the envelope volume projected on the stellar disk. The SIMECA code is also able to produce theoretical intensity maps of the circumstellar envelope in this line and in the continuum at different wavelengths. These maps can be directly compared to milli-arcsecond interferometric measurements, such as those obtained from the VLTI interferometer.

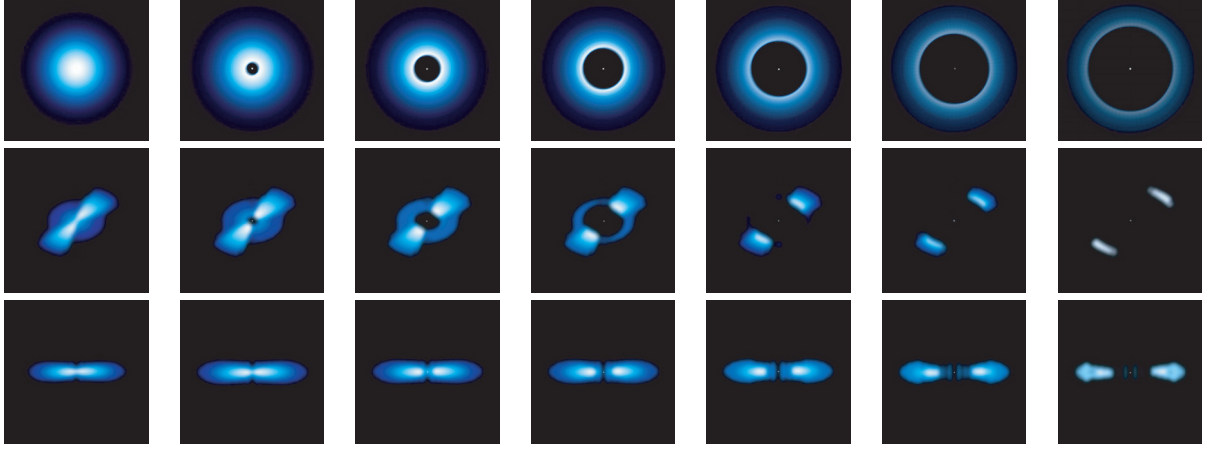


Fig. 2. Intensity maps computed with the SIMECA code showing the formation of a ring ranging from 0 to 60 stellar radii by 10 R_* steps. Seen pole-on (*upper row*), at 45° (*center*), and equator-on (*lower row*).

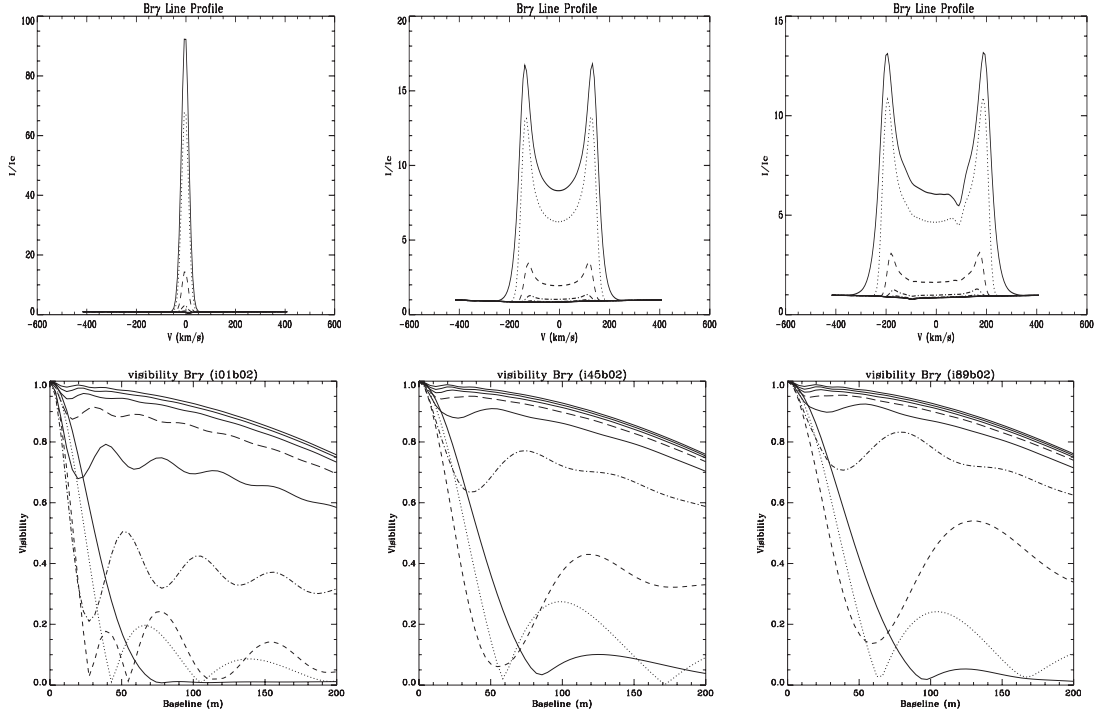


Fig. 3. Bry line profiles (*upper line*) and visibilities as a function of baseline (*lower line*) for different ring sizes: $r = 0$ (plain line), $r = 10$ (dotted line), $r = 20$ (dashed line), $r = 30$ (dash-dotted line), $r = 40$ (dash-dot-dot-dot line), $r = 50$ (long-dash line), and for $r = 60, 70$, and $80 R_*$ (plain line) corresponding to the maps given in Fig. 2. These curves are plotted for 3 inclination angles, i.e. Pole-on (*left*), 45° (*center*), equator-on (*right*), and for a baseline position along the equatorial disk.

For the $m1$ parameter, which describes the variation of the mass flux (ϕ) from the pole to the equator, we used $m1 = 20$ (see Stee 2003, for more details) according to:

$$\phi(\theta) = \phi_{\text{pole}} + [(\phi_{\text{eq}} - \phi_{\text{pole}}) \sin^{m1}(\theta)] \quad (4)$$

where θ is the stellar colatitude. This $m1$ value corresponds to an opening angle of 30° and thus to a relatively flat disk, as can be seen in the lower row of Figs. 2 and 6. Since the contribution of the polar stellar wind is very faint and the terminal velocity in the dense equatorial region is only 100 km s⁻¹, the disk is nearly Keplerian with a rotational velocity of 350 km s⁻¹ at the stellar photosphere. It produces a typical double-pics emission line profile with intensity maps that are strongly dependent on the observing wavelength as can be seen in Fig. 1. The basic

parameters used to simulate the Be circumstellar disk in the following are given in Table 1.

4. The ring scenario

In order to simulate the excavation of the disk, we computed a set of static models where the density is forced to be at a very low value (nearly zero) from the stellar photosphere to a given stellar radius, simulating the evolution of the gradual erosion of the entire disk as can be seen in Fig. 2. Each map is computed at a wavelength centered on the Bry line within a spectral bandwidth of 5 Å and are plotted for 3 different inclination angles.

The shape of the intensity maps from Fig. 2 ranges from a pure ring-like geometry for the pole-on case to a “bipolar” shape

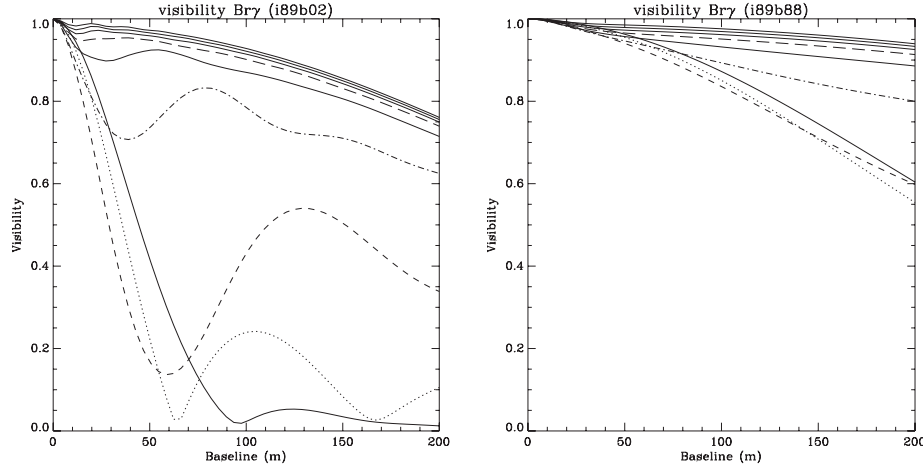


Fig. 4. Visibilities for the ring model as a function of the baseline length for a baseline orientation along (*left*) and perpendicular (*right*) to the equatorial disk as a function of the disk dissipation.

Table 1. Parameters and results used in this paper to simulate a Be circumstellar disk.

T_{eff}	22 500 K
Radius	$6 R_{\odot}$
Inclination angle i	0, 45 and 90
Photospheric density	$1.0 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$
Photospheric expansion velocity	0.11 km s^{-1}
Equatorial rotation velocity	350 km s^{-1}
Equatorial terminal velocity	100 km s^{-1}
Polar terminal velocity	2000 km s^{-1}
Polar mass flux	$4.0 \times 10^{-12} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$m1$	20.0
Mass of the disk	$5.06 \times 10^{-10} M_{\odot}$
Mass loss	$4.7 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$

for the intermediate inclination angle ($i = 45^\circ$) and the equator-on case. The line profiles from Fig. 3 present a single peak for the pole-on case, whereas the increasing inclination angle produces a double-peaked line profile with a larger peak separation for a larger inclination angle. The small absorption close to the center of the Bry line, on the red side of the line for the edge-on case, is a numerical artifact. In this simulation the assumed central star radius of $6 R_{\odot}$ is placed at a distance of 100 pc, and the Bry circumstellar disk is resolved for baselines as small as 30 meters (for a baseline parallel to the equatorial disk). Of course the disk is not resolved as well if the interferometer baseline is perpendicular to the equatorial disk as shown in Fig. 4. In this latter case the interferometer is not able to “see” the disk dissipation since its angular resolution perpendicular to the equatorial flat disk is not sufficient and the visibilities are similar to those obtained for a uniform disk with a decreasing angular size. The SED curve plotted in Fig. 5 shows the decrease in the IR-excess as a function of the ring extension down to the value where the continuum is only due to the central star (lower plain-line), which is assumed to radiate as a 22 500 K blackbody.

5. The vanishing mass flux scenario

In this scenario, the mass loss maybe slowly decreases due to a decrease in the radiative force through an opacity change at the base of the photosphere. In this scenario the mass ejected in the circumstellar disk is becoming smaller and smaller, and

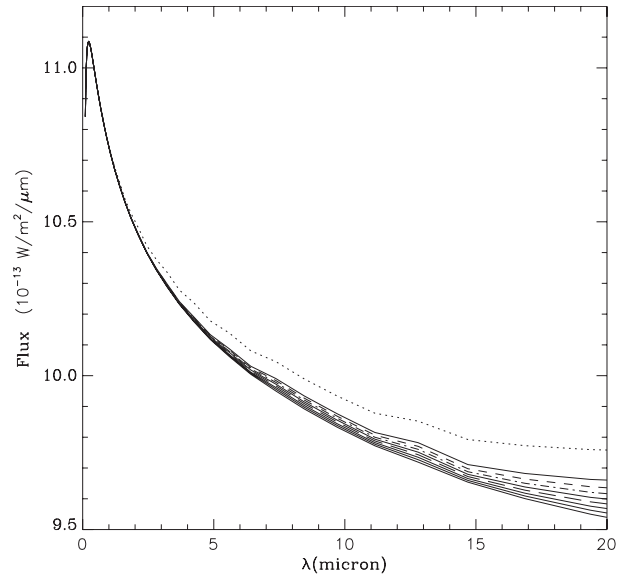


Fig. 5. Spectral energy distribution (SED) as a function of the ring size, for the lower plain line: central star only, $r = 0$ (dotted line), $r = 10$ (dashed line), $r = 20$ (dash-dotted line), $r = 30$ (dash-dot-dot-dot line), $r = 40$ (long-dash line), and for $r = 50, 60, 70$ and 80 (plain line). Since the disk is nearly optically thin the SED is nearly independent of the inclination angle between the star rotation axis and the observer line of sight.

this decreasing brightness contrast between the central star and its surrounding produces a fading of the emitting line profiles (Fig. 7), as well as of the IR excess (Fig. 8). The shape of the Bry lines is very similar to those obtained for the ring scenario, since the envelope kinematics remains the same for both models. Again, the small absorption close to the center of the Bry line, on the red side of the line for the edge-on case, is a numerical artifact. Reducing the global mass loss rate by a factor two, namely from 4.7×10^{-10} to $2.3 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ has a strong impact on the intensity of the line profiles, which goes from 95 to 15 times the continuum value for the pole-on case and from 13 to 2 for the equator-on model. This also produces a drastic visibility change, and the disk is fully resolved whatever the inclination angle is with baselines of 70 meters for the pole-on case and 100 meters for the equator-on model for a mass loss rate of

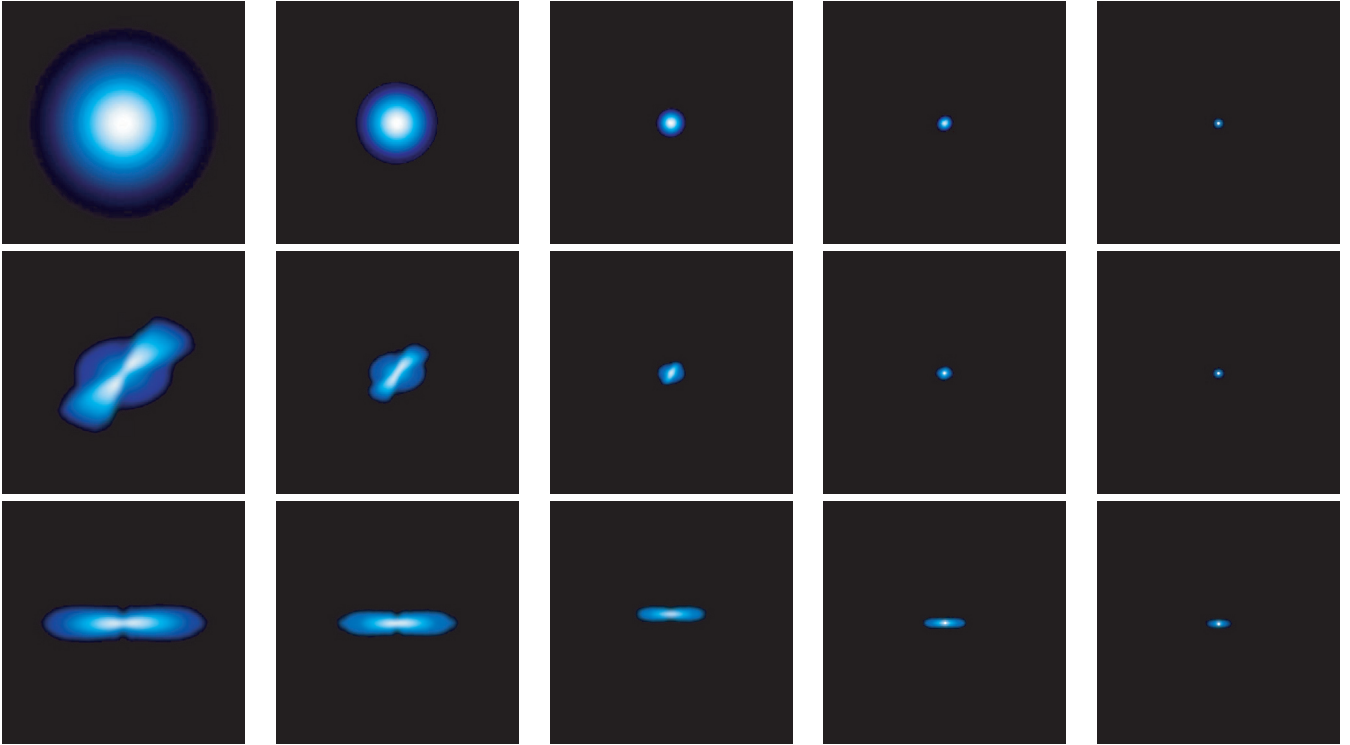


Fig. 6. Intensity maps computed with the SIMECA code showing the vanishing of the circumstellar disk by decreasing the mass flux and thus the global mass loss rates: 4.7×10^{-10} , 2.3×10^{-10} , 9.4×10^{-11} , 4.7×10^{-11} , $2.3 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ from the left to the right, as seen pole-on (upper row), at 45° (center), and equator-on (lower row).

$4.7 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$. For the case of the $2.3 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ mass-loss rate, the visibilities never went to zero for baselines between 0 and 200 meters and the disk appears less resolved for larger inclination angles, i.e. from the pole to the equator. All the visibilities plotted in Fig. 7 are given for an interferometer baseline along the equatorial disk, i.e. horizontal with respect to the intensity maps from Fig. 6.

6. Comparison of these two scenarios

Since the aim of this paper was to see if there is a clear difference between the observable (photometric, spectrometric, and interferometric) produced from these two scenarios, we may first compare the SEDs. It is clear from Figs. 5 and 8 that we cannot separate the scenarios: since the envelope is optically thin there is no difference with respect to the inclination angle; and the continuum produced from a given hydrogen volume is more or less the same, whereas it is distributed in a star-connected envelope or in a circumstellar ring. The differences from the line profiles are more subtle as can be seen in Fig. 9.

In the case of the ring dissipation, the disappearance of the high velocity tails in the emission line is obvious and was already observed by Rivinius et al. (2001) for 28 Cyg. This effect is due to the dense Keplerian equatorial disk with a monotonically decreasing rotational velocity. In this case, the emission from the innermost disk region will appear (or disappear) at the outermost line wings. In this paper, we reach the same conclusion as in Rivinius et al. (2001) that the variability in the emission base width is due to density variations in the inner disk. The position of the two line peaks remain mostly unchanged since they originate in the outermost regions of the disk, which have the largest surface area in a given velocity bin. On the other hand, for the other scenario, the diminution of the mass flux produces a global

decrease in the line intensity without any noticeable variation in the base line width. Since the line emission is proportional to the volume of the emitting gas, the line intensity decreases more rapidly in this scenario compared to the previous one, as already mentioned in the previous section.

The largest discrepancies come from the visibility curves. From Fig. 10 we can see that the plain line that corresponds to the same starting model, i.e. an extended disk connected to the star surface, shows a fully resolved object with a visibility close to zero for the 100 meters baseline and a very small second lobe of about 5%. Starting with the same model, the differences are straightforward between the model with a ring at $r = 10 R_{*}$ and a mass-loss rate of $2.3 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$, i.e. a mass-loss decrease by a factor 2 compared to the previous model. The visibility is resolved for the ring model for a short 65 m baseline due to the fact that there is less circumstellar matter close to the central star that is also unresolved by the interferometer. Thus, the flux ratio between the unresolved star+inner-envelope and the extended resolved outer-disk decreases and it is easier to “see” this circumstellar outer-matter. This effect also increases the value of the first minimum of the visibility curve which goes from 1% to 3% and reaches up to 15% and 70% for the $r = 20 R_{*}$ and $r = 30 R_{*}$ rings, respectively. The second lobe increases as a function of the ring radius up to the case where the flux coming from the ring is small enough to become negligible compared to the stellar flux. In this case the curves converge to a nearly spherical and unresolved object (the central star) that starts to be resolved for baselines on the order of 100–200 m. The shape of the second lobes for the ring model occurs mainly because we simulate a very sharp inner edge to the disk, i.e. we artificially set the density to zero in the inner ring region. The “true” situation may be less contrasted since the inner edge might be smoother, thereby making a less marked second lobe of the

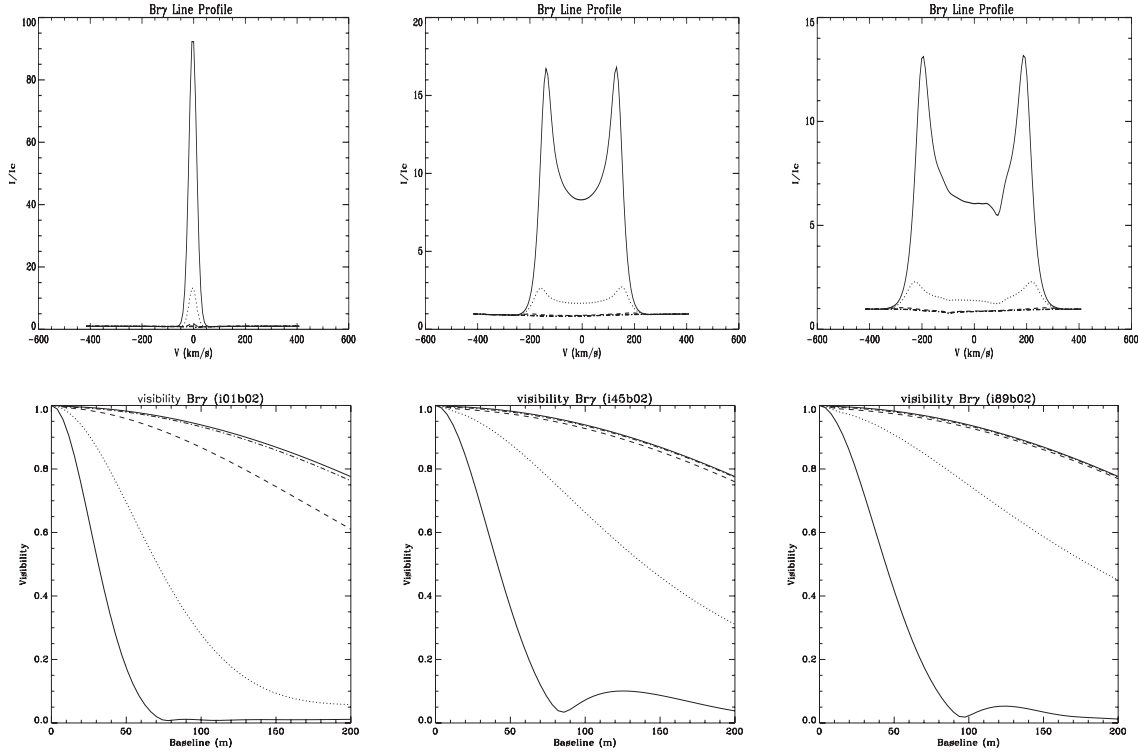


Fig. 7. Bry line profiles (*upper row*) and visibilities as a function of baseline (*lower row*) for different mass loss rates, 4.7×10^{-10} (plain-line), 2.3×10^{-10} (dotted-line), 9.4×10^{-11} (dashed-line), and $4.7 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ corresponding to the maps given in Fig. 6. These curves are plotted for 3 inclination angles, i.e. Pole-on (*left*), 45° (*center*), equator-on (*right*) and for a baseline position along the equatorial disk.

visibility. The visibilities for the second scenario are more regular with a global tendency to show a “smooth” object, i.e. a more or less Gaussian brightness distribution and a less and less resolved object. The final shape of the visibilities is similar in both scenarios since the situation converges to the same visibility as the nearly unresolved central star.

7. Conclusions

It is clear from this study that, in order to definitely favor the ring scenario of disk dissipation instead of the mass-loss vanishing, we must follow both spectroscopically and interferometrically a Be star that is showing a decrease in its IR excess, as well as in its emission line intensities.

A clear signature of the disk dissipation following the ring scenario could be:

- the disappearance of the high velocity tails in the emission line and a nearly constant peak separation;
- visibilities with an increasing second lobe, an increase in the value of the first zero, and, assuming an unresolved central star, a first zero at shorter baselines as a function of the disk excavation.

Thanks to the VLTI and its AMBER instrument, which combine high spatial resolution (2 mas for the 200 m baseline) and a spectral resolution of 10 000, the “direct” observation of a varying inner disk radius, certainly correlated to circumstellar outbursts, will be soon accessible. This kind of observation has already been done by Guilloteau et al. (1999) for GG Tau using the IRAM interferometer. We can see in Fig. 11 that the real part of the 1.4 mm continuum visibility as a function of the IRAM baseline length (dots with error bars) agrees very well with a model

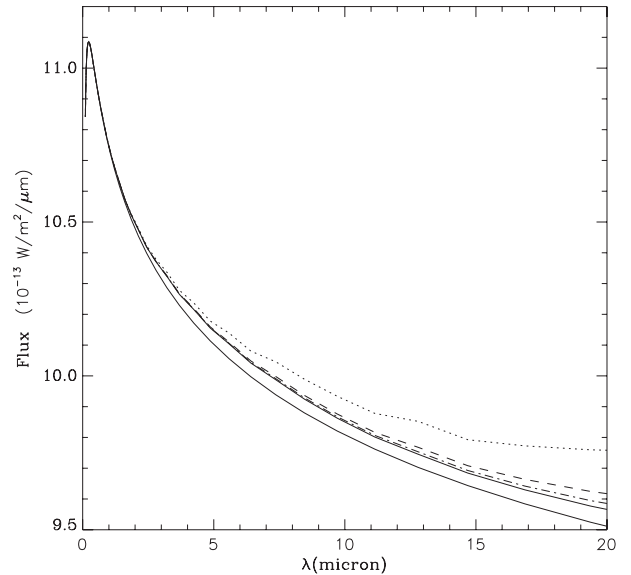


Fig. 8. Spectral energy distribution (SED) as a function of the mass loss rate: only the central star (lower plain line), 4.7×10^{-10} (dotted-line), 2.3×10^{-10} (dashed-line), 9.4×10^{-11} (dash-dot-line) and $4.7 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ (dash-dot-dot line). Since the disk is nearly optically thin, the SED is nearly independent of the inclination angle between the star rotation axis and the observer’s line of sight.

(plain line) where 90% of the flux is coming from a circumbinary ring and the rest from an extended disk. The global shape of the visibility curve is globally the same as for our pole-on ring models from Fig. 3 even if we have plotted visibilities modulus (between 0 and 1) in our modeling whereas this is the real part of

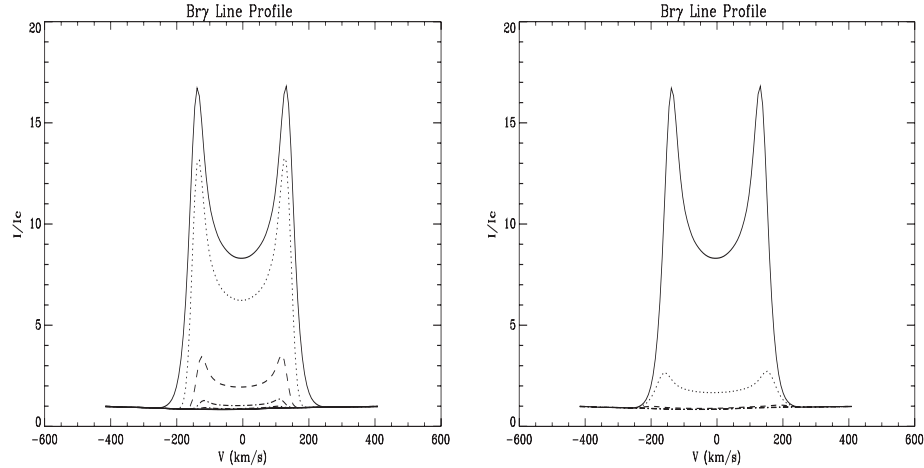


Fig. 9. Bry line profiles from the ring (*left*) and mass flux scenarios computed for an inclination angle of 45° between the star rotation axis and the observer's line of sight as a function of the disk dissipation.

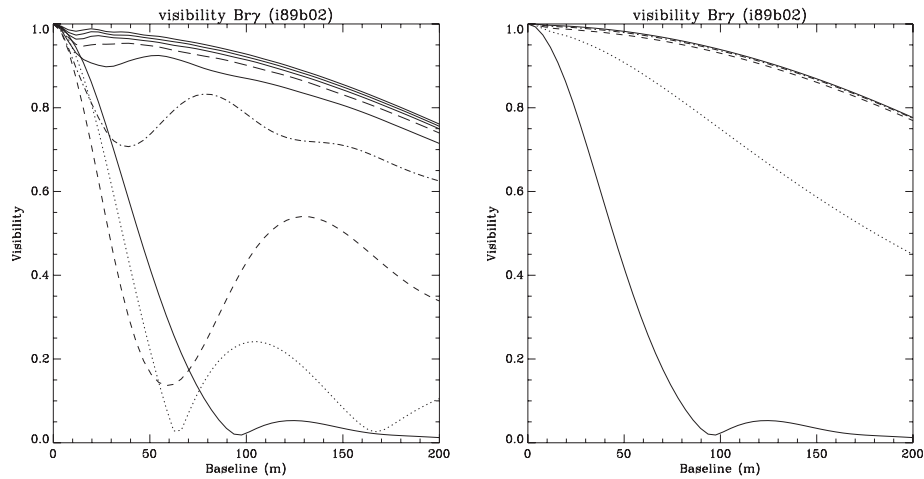


Fig. 10. Visibilities as a function of the baseline length for a baseline orientation along the equatorial disk as a function of the disk dissipation: following the ring model (*left*) and the decreasing mass flux scenario (*right*).

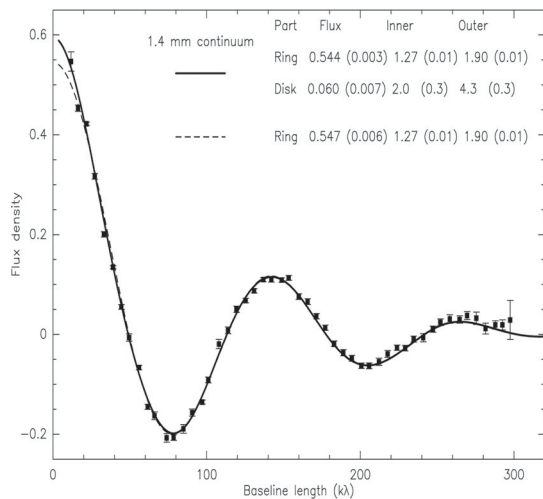


Fig. 11. GG Tauri real part of the 1.4 mm continuum visibility as a function of the IRAM baseline length (dots with error bars) with a model (plain line) where 90% of the flux comes from a ring and the rest from an extended disk from Fig. 2 in Guilloteau et al. (1999). Note that this is the real part of the visibility (which can be negative!) whereas in our simulation we plotted the visibility modulus that is always between 0 and 1. The global shape of the visibility curve is the same as for our ring model from Fig. 3 seen pole-on.

the visibility, which can be negative, that is plotted in Guilloteau et al. (1999).

Acknowledgements. We thank Anne Dutrey and Stéphane Guilloteau for providing and allowing us to use their Fig. 2 in this paper. We also thank Damien Mattei for his help in developing the SIMECA code, as well as David Chapeau, Jean-Michel Clausse and Pascal Marteau for their support in the computer and network settings. J. R. R. Tolkien is also acknowledged for helping us to find the right title for this paper.

References

- Arias, M. L., Zorec, J., Cidale, L. S., & Ringuet, A. E. 2006, A&A, submitted
- Araújo, F. X., & Freitas Pacheco, J. A. 1989, MNRAS, 241, 543
- Arthur, S. J., Dyson, J. E., & Hartquist, T. W. 1994, MNRAS, 269, 1117
- Bjorkman, J. E., & Cassinelli, J. P. 1993, ApJ, 409, 429
- Brown, J. C., & Wood, K. 1992, A&A, 265, 663
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, ApJ, 195, 157
- Chen, H., Marlborough, J. M., & Waters, L. B. F. M. 1992, ApJ, 384, 605
- Clark, J. S., Tarasov, A. E., & Panko, E. A. 2003, A&A, 403, 239
- Cook, K. H., Alcock, C., Bennett, D. P., et al. 1995, in Astrophysical Applications of Stellar Pulsations, IAU Coll., 155, ed. R. S. Stobie, & P. A. Whitelock, ASP Conf. Ser., 83, 221
- Dyson, J. E., & Hartquist, T. W. 1992, Astro. Lett. Comm., 28, 301
- Floquet, M., Hubert, A. M., Hirata, R., et al. 2000, A&A, 362, 1020
- Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A. M., & Floquet, M. 2005, A&A, 440, 305
- Grady, C. A., Bjorkman, K. S., & Snow, T. P. 1987, ApJ, 320, 376
- Grady, C. A., Bjorkman, K. S., Snow, T. P., et al. 1989, ApJ, 339, 403
- Guilloteau, S., Dutrey, A., & Simon, M. 1999, A&A, 348, 570

- Guinan, E. F., & Hayes, D. P. 1984, *ApJ*, 287, L39
- Hanuschik, R. W. 1995, *A&A*, 295, 423
- Hanuschik, R. W. 1996, *A&A*, 308, 170
- Hanuschik, R. W., Dachs, J., & Baudzus, M., et al. 1993, *A&A*, 274, 356
- Hartquist, T. W., Dyson, J. E., Pettini, M., et al. 1986, *MNRAS*, 221, 715
- Hubeny, I. 1988, *Comp. Phys. Comm.*, 52, 103
- Hubeny, I., & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Hubert, A. M., & Floquet, M. 1998, *A&A*, 335, 565
- Hubert, A. M., Floquet, M., & Zorec, J. 2000, in *The Be phenomenon in early-type stars*, IAU Coll., 175, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, & J. Fabregat, ASP Conf. Ser., 214, 348
- Hummel, W. 1994, *A&A*, 289, 458
- Hummel, W., & Dachs, J. 1992, *A&A*, 262, L17
- Kastner, J. H., & Mazzali, P. A. 1989, *A&A*, 210, 295
- Keller, S. C., Bessell, M. S., Cook, K. H., Geha, M., & Syphers, D. 2002, *AJ*, 124, 2039
- Kwok, S., Purton, C. R., & FitzGerald, P. M. 1978, *ApJ*, 219, L125
- Lee, U., Saio, H., & Osaki, Y. 1991, *MNRAS*, 250, 432
- Limber, D. N. 1964, *ApJ*, 140, 1391
- Limber, D. N. 1967, *ApJ*, 148, 141
- Limber, D. N. 1969, *ApJ*, 157, 785
- Marlborough, J. M. 1969, *ApJ*, 156, 135
- Mennickent, R. E., Pietrzyński, G., Gieren, W., & Szewczyk, O. 2002, *A&A*, 393, 887
- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert, A. M. 1998, *A&AS*, 129, 289
- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert, A. M. 1999, *A&A*, 349, 151
- Okazaki, A. T. 2001, *PASJ*, 53, 119
- Owocki, S. P., Gayley, K., & Cranmer, S. 1996, *ApJ*, 472, L115
- Pavlovski, K., Harmanec, P., Božić, H., et al. 1997, *A&AS*, 125, 75
- Percy, J. R., Harlow, J., Hayhoe, K. A. S., et al. 1997, *PASP*, 109, 1215
- Pikel'ner, S. B. 1968, *Astrophys. Lett.*, 2, 97
- Poe, C. H., & Friend, D. B. 1986, *ApJ*, 311, 317
- Poeckert, R., & Marlborough, J. M. 1987a, *ApJ*, 220, 940
- Poeckert, R., & Marlborough, J. M. 1987b, *ApJS*, 38, 229
- Porter, J. M. 1997, *A&A*, 324, 597
- Porter, J. M. 1999, *A&A*, 348, 512
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., et al. 1997, *ApJ*, 479, 477
- Rivinus, Th., Baade, D., Stefl, S., & Maintz, M. 2001, *A&A*, 379, 257
- Rohrmann, R. D. 1997, *MNRAS*, 285, 427
- Snow, T. P. 1982, *ApJ*, 253, L39
- Stee, Ph. 2003, *A&A*, 403, 1023
- Stee, Ph., & Araújo, F. X. 1994, *A&A*, 292, 221
- Stee, Ph., & Bittar, J. 2001, *A&A*, 367, 532
- Stee, Ph., Araújo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219
- Stee, Ph., Vakili, Bonneau, D., et al. 1998, *A&A*, 332, 268
- Schmitz, F. 1983, *A&A*, 120, 234
- Struve, O. 1931, *ApJ*, 73, 94
- Struve, O. 1942, *ApJ*, 95, 134
- Thomas, R. N., & Doazan, V. 1982, in *B Stars With and Without*
- Tycner, C., Lester, J. B., Hajian, A. R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 359
- Vinicius, M. M. F., Zorec, J., Leister, N. V., & Levenhagen, R. S. 2006, *A&A*, 446, 643
- Waters, L. B. F. M. 1986, *A&A*, 162, 121
- Waters, L. B. F. M., Coté, J., & Lamers, H. J. G. L. M. 1987, *A&A*, 185, 206
- Wood, K., Bjorkman, K. S., & Bjorkman, J. E. 1997, *ApJ*, 477, 926
- Zorec, J. 1981, in *Effects of Mass-Loss in Stellar Evolution*, ed. C. Chiosi, & R. Stalio, IAU Coll., 59, 539
- Zorec, J., Frémat, Y., & Hubert, A. M. 2000a, in *The Be phenomenon in early-type stars*, IAU Coll., 175, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, & J. Fabregat, ASP Conf. Ser., 214, 330
- Zorec, J., Hubert, A. M., & Moujtahid, A. 2000b, in *The Be phenomenon in early-type stars*, IAU Coll., 175, ed. M. A. Smith, H. F. Henrichs, & J. Fabregat, ASP Conf. Ser., 214, 448

VI

*Disk and wind evolution
of the fast rotator Achernar:
the breaking of the fellowship*

Disk and wind evolution of Achernar: the breaking of the fellowship

S. Kanaan¹, A. Meilland¹, Ph. Stee¹, J. Zorec³, A. Domiciano de Souza², Y. Frémat⁴ & D. Briot⁵

¹ Université de Nice Sophia-Antipolis, Observatoire de la Côte d’Azur- Département GEMINI - CNRS-UMR 6203 Avenue Copernic, Grasse, France

² Université de Nice Sophia-Antipolis, Laboratoire Universitaire d’Astrophysique de Nice - CNRS-UMR 6525, France

³ Institut d’Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Univ. P. & M. Curie, 98bis bd. Arago, 75014 Paris, France.

⁴ Royal Observatory of Belgium, 3 av. circulaire, 1180 Bruxelles, Belgium

⁵ Observatoire de Paris, 61, Avenue de l’Observatoire, 75014 Paris, France.

Received; accepted

ABSTRACT

Aims. We use spectral energy distributions (SEDs), $H\alpha$ line profiles, and visibilities available in the literature to study Achernar’s envelope geometry and to propose a possible scenario for its circumstellar disk formation and dissipation.

Methods. We use the SIMECA code to investigate possible geometries of the circumstellar environment by comparing our synthetic results with spectroscopic and high angular resolution data from the VLTI/VINCI instrument. We compute three different kinds of models : an equatorial disk, a polar wind, and a disk+wind model.

Results. We have developed a 2D axial symmetric kinematic model to study the variation of the observed $H\alpha$ line profiles, which clearly evidences Achernar’s equatorial disk formation and dissipation between 1991 and 2002. Our model can reproduce the polar wind extension greater than $10 R_\star$ and a possible equatorial disk ($\leq 5 R_\star$) but, due to the lack of interferometric data at short baselines, we are not able to estimate the wind opening angle. We have also reproduced the $H\alpha$ line profile variations using an outburst scenario, but the disk final contraction needs an additional unknown physical effect to be taken into account. Finally, the polar stellar wind does not seem to be linked to the presence of a disk or a ring around the star. New interferometric observations at short baselines ($5 \leq B \leq 20$ m) are mandatory to constrain Achernar’s circumstellar envelope, as well as spectroscopic long-term follow up observational programs to link Achernar’s mass loss episodes with its circumstellar disk formation.

Key words. Techniques: high angular resolution – Techniques: interferometric – Stars: emission-line, Be – Stars: winds, outflows – Stars: individual (Achernar) – Stars: circumstellar matter

1. Introduction

Be stars observations are clearly evidencing that these stars are variable with a variability time-scale ranging from minutes to decades (Porter & Rivinius 2003). Phase transition are revealed by Balmer line emission intensity and global line profile changes as well as changes in the visible spectral energy distribution. Variations in the emission lines can occurred over periods of years, months or even days (Porter & Rivinius 2003). These changes can be due either to variations of the physical structure and size of a more or less permanent circumstellar environment (CE), or to the creation of a new CE during mass ejection events of the central star. Interferometric and linear polarization measurements put some observational constraints on the CE flattening (Gies et al. 1990, Stee et al. 1994, Quirrenbach et al. 1997, Yudin 2001, Tycner 2004).

Nevertheless, the disk formation and its geometry is still poorly known, but the situation is changing rapidly with the recent CHARA (Gies et al. 2006), NPOI (Tycner et al. 2006) or VLTI interferometric measurements (Meilland et al. 2006b).

Studying the effects of the gravitational darkening on the measured $v \sin i$ parameters, Stoeckley (1968) suggests that Be stars might be critical rotators, so that "...mild prominence activity or other minor disturbances lead to the ejection of matter...". These arguments were taken up again by Townsend et al. (2004) and Owocki (2005). However, in a recent study regarding the determination of fundamental parameters for 130 Be stars by taking into account the gravitational darkening, Frémat et al. (2005) have shown that Be stars rotate on average at an angular velocity ratio $\omega = \Omega/\Omega_c \approx 0.88$. On the other hand, interferometric measurements of the brightest known Be star, α Eri (Achernar), carried out by Domiciano de Souza et

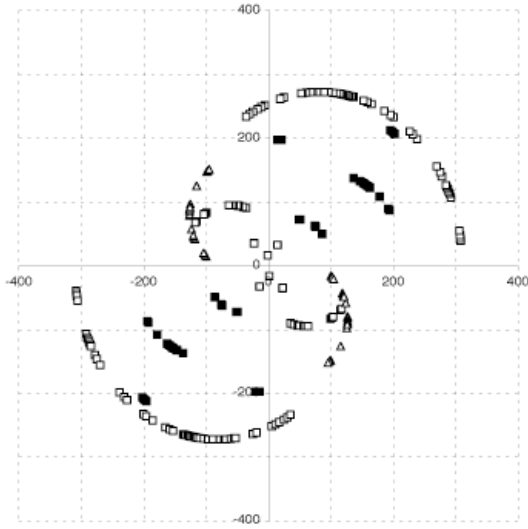


Fig. 1. Coverage in the (u,v) plane of Achernar's VLTI/VINCI observations in H ($\lambda = 1.631 \mu\text{m}$; open and full squares) and K ($\lambda = 2.175 \mu\text{m}$; triangles) band. This coverage is obtained using only two baselines and the earth rotation (super synthesis effect). (figure from Kervella & Domiciano de Souza 2006)

al. (2003), suggest that this star has a flattening exceeding the predicted one by a critical rigid rotator Roche model.

The first objective of our study is to use a physical model of Achernar circumstellar envelope using the whole VLTI/VINCI data set obtained by Kervella & Domiciano de Souza (2006; hereafter KD) in order to investigate whether the flattening ratio is smaller than the one they have estimated or it rather be accounted for a small circumstellar contribution. The second objective is to compare our results with the finding of a circumstellar environment around Achernar by Vinicius et al. (2006) and study its possible disk evolution between 1991 and 2002.

The paper contains the following main sections:

- Section 3: We introduce the SIMECA code used to interpret Achernar photometric, spectroscopic and interferometric data and explain the modifications we have done to model this particular star.
- Section 4: We explore possible scenarios based on disk and/or wind formation and try to obtain the best agreement between the data and our synthetic observables, namely the SED, the visibilities and the line profiles.
- Section 5: In this section we discuss the possible formation/dissipation processes of Achernar circumstellar envelope.
- In the last section our results are summarized and conclusions are presented.

2. Achernar

The star Achernar (α Eridani, HD 10144) is the nearest ($d = 44$ pc, Hipparcos) and brightest ($V = 0.46$ mag) Be star. Depending on the author and the technique used, the spectral type of Achernar ranges from B3-B4IIIe to B4Ve (e.g. Slettebak 1982, Balona et al. 1987).

The estimated projected rotational velocity $v \sin i$ ranges from 220 to 270 km/s and the effective temperature T_{eff} from 15000 to 20000 K (e.g., Rivinius *priv.comm.*, Chauville et al. 2001, Vinicius et al. 2006). Achernar rapid rotation ($\geq 80\%$ of its critical velocity) induces mainly two effects on the stellar structure: a rotational flattening and a gravity darkening described by the von Zeipel effect (Von Zeipel 1924).

Achernar rotational flattening was measured for the first time by Domiciano de Souza et al. (2003) using the VLTI and its test bed VINCI instrument. The measured flattening ratio is $R_{\text{eq}}/R_{\text{pole}} \gtrsim 1.5$.

On the other hand, following the $H\alpha$ line profiles variations, Vinicius et al. (2006) suggested the presence of a circumstellar disk contribution instead of a purely flattened photosphere without any circumstellar contribution (see Fig. 4 and Fig. 8). However, KD reprocessed the whole VINCI visibility data set with a rather complete (u,v) plane coverage (see Fig. 1) in order to evidence whether there is an equatorial or a polar gaseous extension, or both. Finally they concluded that there might be a polar extension.

3. SIMECA: a code dedicated to active hot stars

The SIMECA code computes classical observables, i.e. spectroscopic and photometric ones, but also intensity maps in hydrogen lines and in the continuum, in order to obtain theoretical visibility curves that can be directly compared to high angular resolution data. The main hypothesis of this code is that the envelope is axisymmetric with respect to the rotational axis. It is assumed that the physics of the polar regions is well represented by a CAK type stellar wind model (Castor et al. 1975) while the representation for other stellar latitudes is obtained with a parameterized model that is constrained by spectrally resolved interferometric data. The inner equatorial region is dominated by Keplerian rotation.

Table 1. Parameters and results obtained in this paper to simulate Achernar's circumstellar envelope

$T_{\text{eff}}(\text{eq})$	8500 K
$T_{\text{eff}}(\text{pole})$	20000 K
Radius(eq)	11 $R_{\odot}$
Radius(pole)	7 $R_{\odot}$
Inclination angle i	50°
Photospheric density	$1.0 \cdot 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$
Photospheric expansion velocity	1.00 km s^{-1}
Equatorial rotation velocity	304 km s^{-1}
Equatorial terminal velocity	10 km s^{-1}
Polar terminal velocity	1000 km s^{-1}
Polar mass flux	$4.0 \cdot 10^{-12} M_{\odot} \text{ year}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
m_1	0.01
Mass of the envelope	$0.742 \cdot 10^{-11} M_{\odot}$
Mass loss	$0.279 \cdot 10^{-10} M_{\odot} \text{ year}^{-1}$

The ionization-excitation equations of hydrogen were solved for an envelope modeled in a $411 \times 92 \times 73$ cube using spherical coordinates (r , θ and ϕ). Since the final population of atomic levels are strongly NLTE distributed, we start with

the LTE populations for each level, then we compute the escape probability of each transition, which allows us to obtain updated populations, and we iterate until convergence. The convergence is quite fast (about ten iterations) and stable for effective temperatures of the central star in the range $10000 < T_{\text{eff}} < 40000$. The basic equations of the SIMECA code are given in detail by Stee & Araújo (1994).

To account for the photospheric absorption line, we assumed that the underlying star is a normal B star with given $(T_{\text{eff}}, \log g)$ parameters. For these parameters we compute then the Bry synthetic line profile using the SYNSPEC code developed by Hubeny (Hubeny 1988; Hubeny & Lanz 1995) where the gravitational darkening effect (von Zeipel 1924) is not included. These photospheric line profiles are then broadened by solid rotation and can be further absorbed by the envelope volume projected on the stellar disk. Since the kinematics is the dominant effect on the line profile shape, neglecting the von Zeipel effect in the computation of the photospheric line component is not crucial and carries no sensitive consequence on the main conclusions in what follows of this paper. The SIMECA code is also able to produce theoretical intensity maps of the circumstellar envelope in this line and in the continuum at different wavelengths. These maps can be directly compared to the milli-arcsecond interferometric measurements, such as those obtained from the VLTI interferometer.

The variation of the mass flux (ϕ) from the pole to the equator, is given by (see Stee 2003 for more details):

$$\phi(\theta) = \phi_{\text{pole}} + [(\phi_{\text{eq.}} - \phi_{\text{pole}})\sin^{m_1}(\theta)] \quad (1)$$

where θ is the stellar colatitude. A small m_1 value ($m_1 \lesssim 0.1$) corresponds to a nearly spherical disk whereas a large one ($m_1 \gtrsim 10$) mimics a very thin disk. Since the contribution of the polar stellar wind is very faint and the terminal velocity in the dense equatorial region is only 10 km s^{-1} the disk is nearly Keplerian. We used in the following $V \sin i = 230 \text{ km s}^{-1}$ even if Vinicius et al. (2006) found $V \sin i = 242 \pm 16 \text{ km s}^{-1}$ after corrections for uncertainties induced by the gravitational darkening effect and assuming that $\omega = \Omega/\Omega_c \approx 0.79$. On the other hand, since the star may not follow a rigid rotation, its *true* $V \sin i$ may be closer to its *apparent* value, without strongly modifying the local values of the gravity and effective temperature as found when assuming a solid-body rotation. Thus, we obtain a rotational velocity of $V_K = 304 \text{ km s}^{-1}$ at the stellar surface using $i=50^\circ$. It produces a typical double-pic emission line profile with intensity maps which strongly depend on the observed wavelength. The basic parameters used in the present paper to simulate the Be star circumstellar disk are given in Table 1.

Concerning the stellar parameters, for the apparent stellar shape we adopt those derived directly from interferometry (Domiciano et al. 2003): apparent ratio of the stellar radii $R_{\text{eq}}/R_{\text{pole}} = 1.56$, with a maximum polar radius $R_{\text{pole}} = 7.6R_\odot$. Since the original SIMECA code assumes spherical stars with uniform T_{eff} over the whole surface, in the present version we

introduced an elliptical star according to the following representation:

$$\frac{R(\theta)}{R_{\text{eq}}} = \frac{R_{\text{pole}}}{R_{\text{eq}}} \left[1 - \sin^2 \theta \left(1 - \left(\frac{R_{\text{pole}}}{R_{\text{eq}}} \right)^2 \right) \right]^{-1/2} \quad (2)$$

where θ is the stellar colatitude. We note, however, that the true ratio of the stellar radii $(R_{\text{pole}}/R_{\text{eq}})_t$, given in the same approximation than (2), relates with the apparent one as:

$$\frac{R_{\text{eq}}}{R_{\text{pole}}} = \left[1 + \left[\left(\frac{R_{\text{eq}}}{R_{\text{pole}}} \right)_t^2 - 1 \right] \sin^2 i \right]^{1/2} \quad (3)$$

where i is the stellar aspect angle. According to the choice of the inclination i ; $i \approx 50^\circ$ (Domiciano et al. 2003) or $i \approx 70^\circ$ (Vinicius et al. 2006), we may have: $(R_{\text{eq}}/R_{\text{pole}})_t \approx 1.86$ or 1.61 , respectively, which are far beyond the critical limiting flattening established by a rigid stellar rotation. Fairly the same conclusions are obtained if we replace the elliptical shape of the star by a Roche potential. The star is then either a neat differential rotator (content of rotational energy larger than for a critical rigid rotator), or the interferometric measurements are marred by some circumstellar emission, as suggested by Vinicius et al. (2006) and has it will be discussed in the following.

The observed visual spectrum of Achernar corresponds to an apparent star without rotation having an uniform stellar surface $T_{\text{eff}} = 15000 \pm 300 \text{ K}$ and $\log g = 3.47 \pm 0.10 \text{ dex}$. Since we have no specific proofs for Achernar's internal neat differential rotation, we adopt a conservative position and assume that the star is a critical rigid rotator. The apparent effective temperature converted to that of a non rotating object with the same mass is then $T_{\text{eff}} = 17280 \pm 340 \text{ K}$ or $T_{\text{eff}} = 18560 \pm 340 \text{ K}$ for $i = 50^\circ$ and $i = 70^\circ$ respectively. According to these inclinations, the polar local effective temperature is $T_{\text{pole}} = 19320 \pm 380 \text{ K}$ or $T_{\text{pole}} = 20750 \pm 420 \text{ K}$ (Frémat et al. 2005, Vinicius et al. 2006). Having no preference for one of both inclinations, we adopted the average value $\langle T_{\text{pole}} \rangle = 20000 \pm 400 \text{ K}$. In a critical rigid rotator the equatorial effective gravity $g_{\text{eq}} \rightarrow 0$, which implies that the local effective temperature can be $T_{\text{eff}} \lesssim 7500$. For such conditions, the von Zeipel gravity index drops from 1 to some $1/3$ (Claret et al. 1998), so that there is an equatorial region with a fairly uniform effective temperature $T_{\text{eff}} \approx 7500$, which was adopted in our calculations. The gravity darkening effect is then calculated using:

$$T_{\text{eff}}(\theta) = T_{\text{pole}} g_{\text{eff}}^{\beta/4} \quad (4)$$

with $\beta = 1$ for $T_{\text{eff}}(\theta) \gtrsim 7500 \text{ K}$ and $\beta = 0.3$ for $T_{\text{eff}}(\theta) \lesssim 7500 \text{ K}$.

It is worth noting that the energy distribution of a fast rotator is slightly bluer, mainly in the far-UV, as compared to an object without rotation having the apparent fundamental parameters of the fast rotator. If we overimpose both distributions we would notice that the fast rotator having the same mass as Achernar also exhibits in the far-IR a flux deficiency, which for this star amounts to 0.06 mag in the J-K region, as shown in Fig. 2 (fluxes are in $\text{erg/cm}^2 \text{s} \text{\AA}$ and λ in $\text{\AA}$). This means that a small flux excess coming from a tiny circumstellar envelope

can fill up the actual flux distribution of the fast rotator and mask an apparent normal, non polluted energy distribution.

In order to simulate the stellar surface of Achernar and its nearest circumstellar environment, we have modified the original SIMECA code. Since this star is the nearest Be stars (44 pc) and its circumstellar environment might not be very extended ($\lesssim 30R_*$), we have refined the grid around the central and decreased the maximum possible extension of the envelope to $28R_*$, which can reach up to $100R_*$ in the original version.

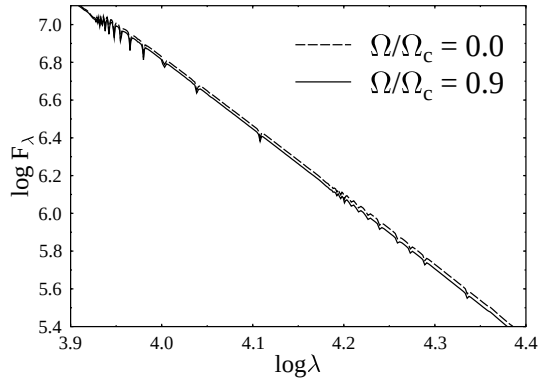


Fig. 2. Slight apparent flux deficiency in the far IR spectral region of a fast rotator (full line ; $\Omega/\Omega_c = 0.9$ and $i = 70^\circ$) as compared to that of a star with uniform apparent (T_{eff} , $\log g$) parameters (dashed line), when both SED are overimposed in the visible spectral range

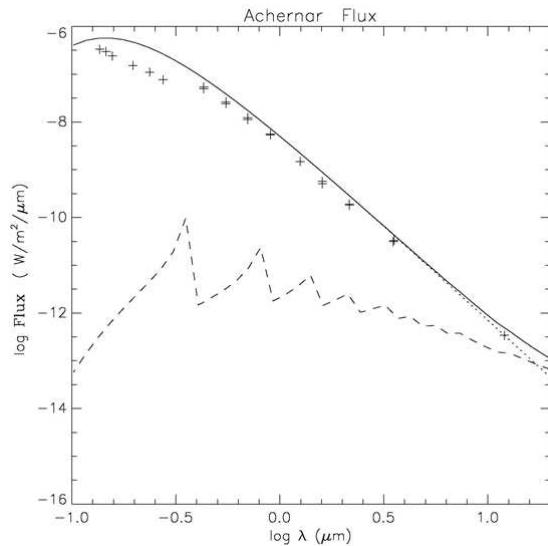


Fig. 3. Achernar Spectral Energy Distribution (SED). Dotted line: stellar contribution. Dashed line: envelope contribution. Solid line: total flux. Crosses: data points from the SIMBAD database. Note that for all models discussed in the paper we checked that the SED stays always in agreement with the data points.

4. Disk and/or wind scenario ?

Vinicius et al. (2006) have evidenced a CE using Achernar $H\alpha$ line profile observed from 1991 to 2002. Since the 1999

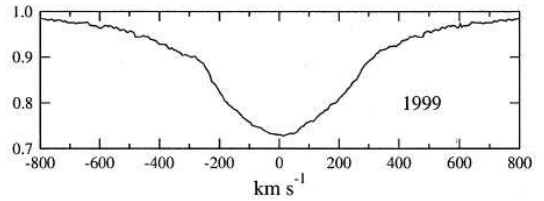


Fig. 4. Achernar $H\alpha$ 1999 line profile from Vinicius et al. (2006). Since it corresponds to the maximum of absorption for the 1991-2002 period, this line profile has been considered as the stellar photospheric absorption line.

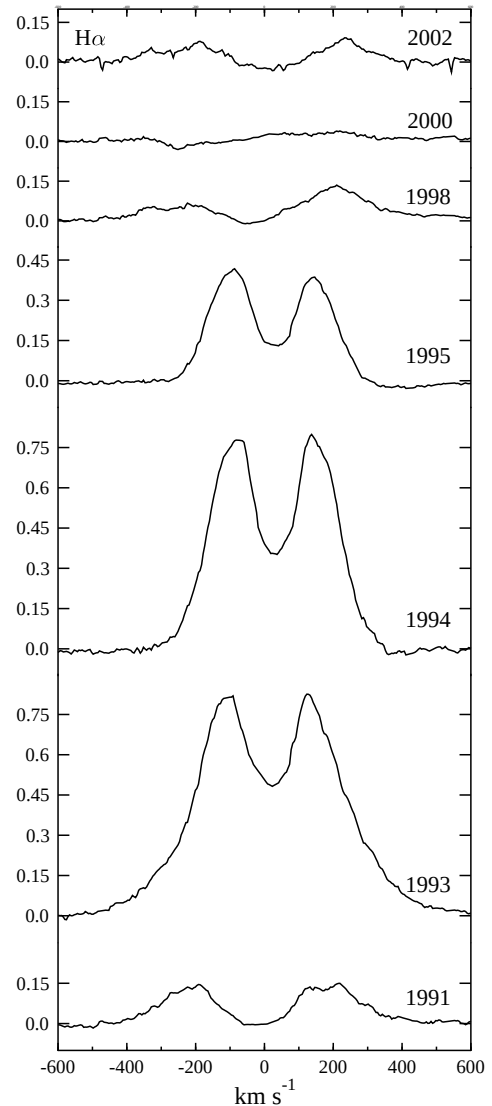


Fig. 8. $H\alpha$ "emission only" line profiles from 1991 to 2002 obtained after subtraction of the 1999 (Fig. 4) photospheric absorption profile

line profile (Fig. 4) exhibits a maximum absorption, they used it as the "true" stellar photospheric absorption profile and subtracted it from all remaining $H\alpha$ lines observed. The $H\alpha$ line components obtained (Fig. 8) reveal residual emission. This residual emission was interpreted by Vinicius et al. as caused by an equatorial disk and they put forward the dissipation of the disk between 1993 and 2000 and its actual

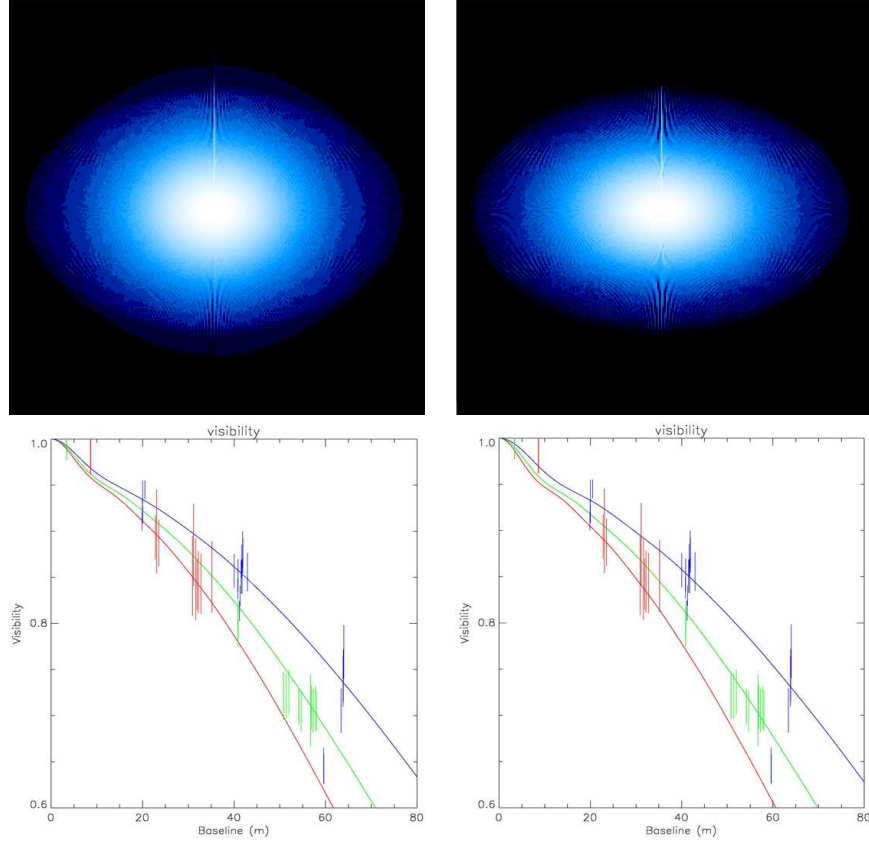


Fig. 5. Upper row: intensity maps computed with the SIMECA code showing two models of an equatorial disk with $m1=10$ (left) and $m1=1000$ (right). Lower row: their respective visibilities fitted around the pole (red), 45° (green) and the equator (blue) using the VLT/VINCI data: red dots ($\text{pole} \pm 5^\circ$), green dots ($45^\circ \pm 5^\circ$), blue dots ($\text{equator} \pm 5^\circ$).

formation. Nevertheless, Achernar's SED does not seem to exhibit any IR excess (see Fig. 3) compared to a classical Be star which can put strong constraints on the CE density distribution, i.e. it must remain very small.

KD analyze the whole visibility data set of Achernar showing that the distribution of the measured visibility around the pole does not follow a uniform disk. There is a clear "switch-off" of the visibility at small baselines that KD interpreted as a polar wind signature.

On the other hand it is not clear if there is an equatorial extension from their data since there is no clear "switch-off" in the equatorial direction whereas a clearer signal is seen along the polar axis. Finally they concluded that the VLT/VINCI data of Achernar are compatible with a flattened star having a polar wind.

To further investigate these issues concerning the disc and/or wind around Achernar, a complete astrophysical model able to simultaneously explain all spectroscopic and interferometric observations is required.

In order to test the scenario proposed by KD, we compute the visibilities and the corresponding χ^2 for three different kinds of models using the SIMECA code:

- 1) A disk-like envelope model. In this scenario the best synthetic visibilities computed by SIMECA for two

models with different disk opening angles (different $m1$) are plotted Fig. 5. We run more than one hundred different models with different opening angles, densities and various disk parameters without been able to fully agree with the observed VLT/VINCI data. Especially, as it can be seen in the lower row in Fig. 5, our synthetic equatorial visibilities at short baselines (red line) do not fit the data (red dots), evidencing a smaller equatorial extension. Thus, we were forced to exclude this first scenario for the epoch of the VINCI observations. We obtained $\chi^2 \geq 1$ for all our disk-like models as seen Fig. 9. Since the VLT/VINCI data clearly evidence a polar wind contribution the χ^2 are decreasing when considering a pure equatorial thin disk to a more spherical circumstellar geometry which mimics a stellar wind contribution along the polar axis. Globally the χ^2 obtained are larger for these models compared to the pure wind model presented in the following item.

- 2) A polar wind model. The visibilities computed with SIMECA for several wind models with different opening angle are in good agreement with the observed VLT/VINCI data as it can be seen Fig. 6 (lower row). The χ^2 values obtained for our best models are less than 1.0 with a minimum of 0.88 for an opening angle around 20° (see Fig.10). Thus, a distorted central star with a polar

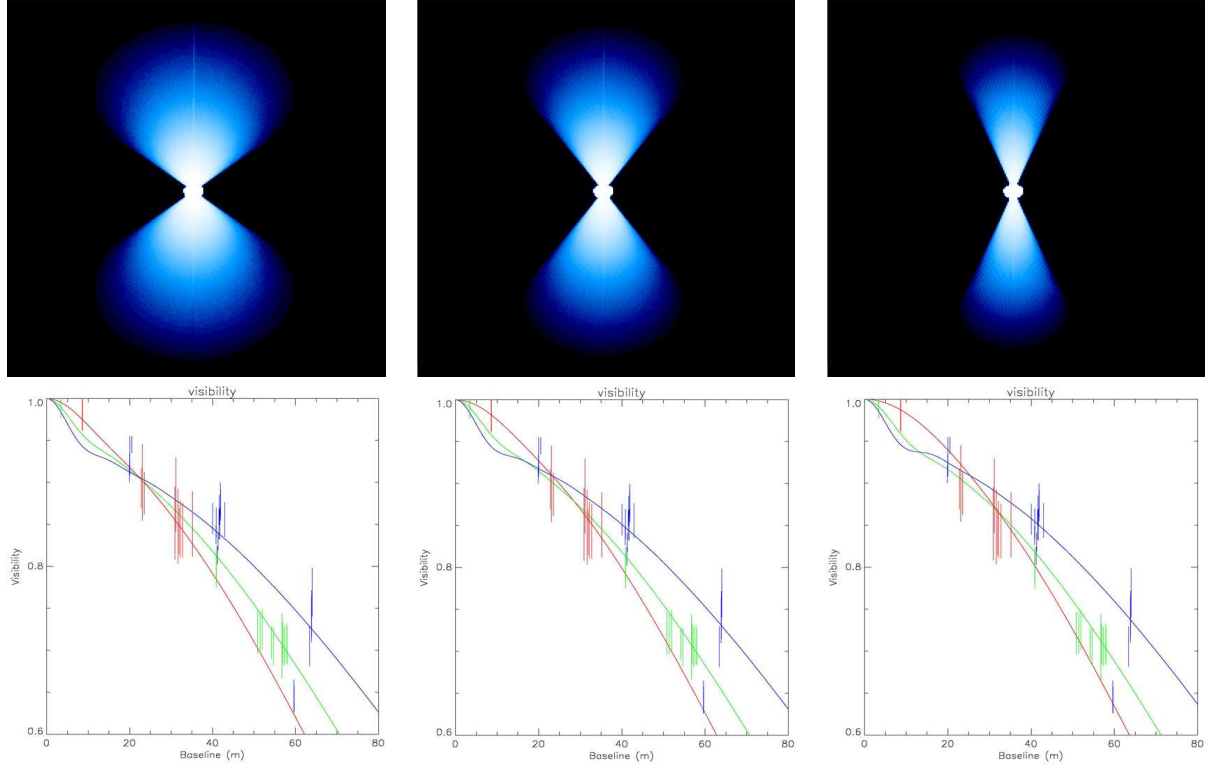


Fig. 6. Upper row: intensity maps computed with the SIMECA code showing three wind models with different opening angles (respectively from left to right 80° , 60° , 40°). Lower row: their respective visibilities plotted around the pole (red), 45° (green), equator (blue), using the VLT/VINCI data: red dots (pole $\pm 5^\circ$), green dots ($45^\circ \pm 5^\circ$), blue dots (equator $\pm 5^\circ$).

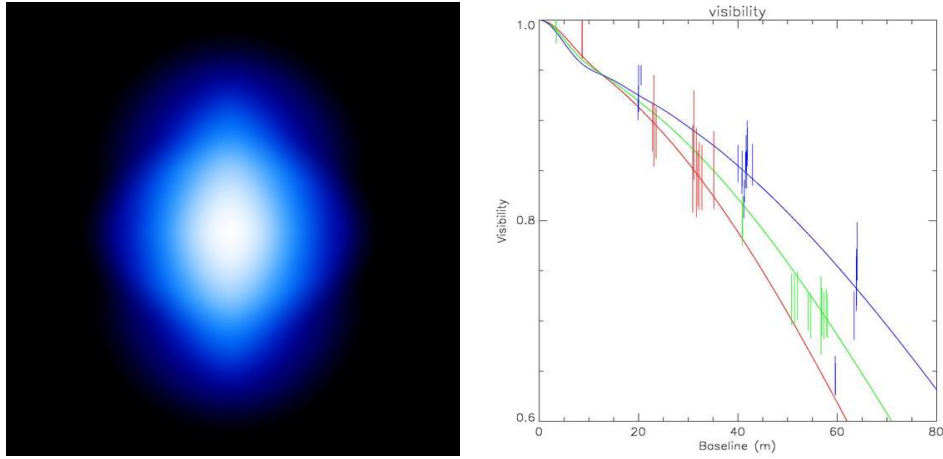


Fig. 7. Left: intensity maps computed with the SIMECA code showing the best model of a disk+wind envelope, right: its visibility plotted around the pole (red), 45° (green), equator (blue), using the VLT/VINCI data: red dots (pole $\pm 5^\circ$), green dots ($45^\circ \pm 5^\circ$), blue dots (equator $\pm 5^\circ$).

wind seems to be a possible scenario for Achernar as proposed by KD.

3) A disk+wind scenario. The visibilities computed with SIMECA for our best models obtained are also in agreement with the VLT/VINCI data as it can be seen Fig. 7 (right graph) and the corresponding χ^2 in Fig.11. As expected, the χ^2 is decreasing for a decreasing equatorial disk

size but stays larger than the minimum value obtained for the wind model only (0.88). We were not able to obtain solutions for disk sizes smaller than 5 stellar radii due to numerical instabilities with the SIMCA code. Nevertheless, extrapolating the curve from Fig.11 we obtain a $\chi^2 \simeq 0.9$ for disk with $1 R_\star$ in size, i.e. again larger than those obtained for the wind scenario. Note that for this scenario the

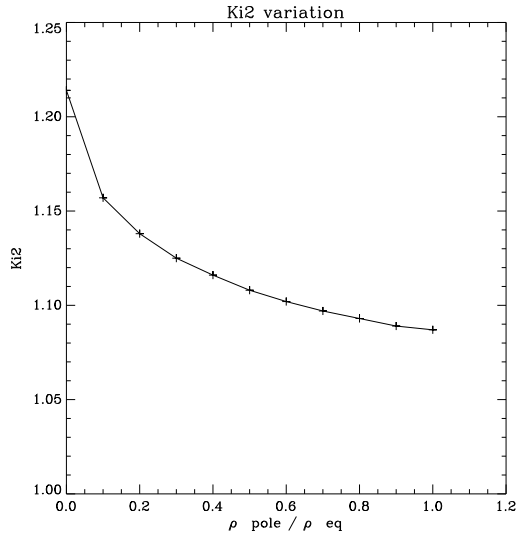


Fig. 9. Reduced χ^2 values obtained for a disk model decreasing when going from a thin equatorial disk to a more spherical circumstellar envelope using different $m1$ values.

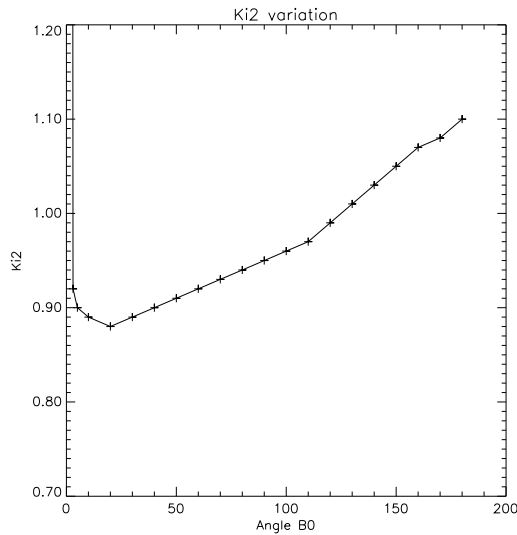


Fig. 10. Reduced χ^2 values obtained for a wind model without any disk contribution, for various wind opening angle, showing a minimum value for an opening angle around 20° .

wind opening angle along the poles in Fig. 7 is still about 20° in agreement with our finding from scenario 2.

For the 3 scenarios presented we keep the flux ratio between the disk, wind, disk+wind and the central star close to 5 %. Thanks to this study we can clearly exclude the disk model but the situation is not as clear between the polar wind and the disk+wind scenarios if, for the latter case, the disk is smaller than $10R_\star$. On the other side, we obtain that Achernar's polar extension must be larger than $10R_\star$ to fully fit the interferometric data and the minimum χ^2 obtained was for the wind scenario only. Note that since there is more or less no IR excess the SED, which is dominated by the central star emission, is similar for all the models presented in this paper. Thus at the time of the VINCI observation Achernar seems to have no equatorial disk

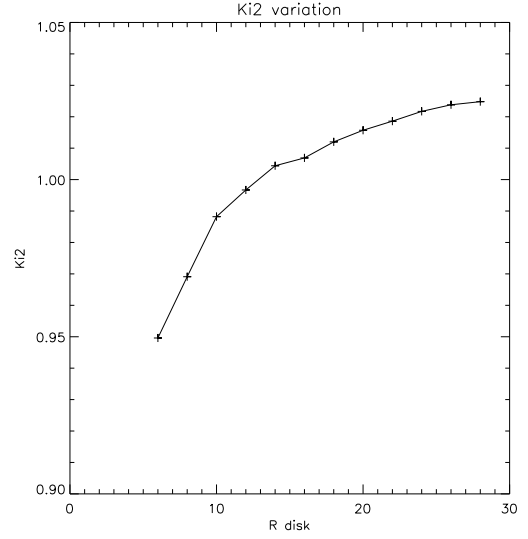


Fig. 11. Reduced χ^2 values obtained for a wind+disk model as a function of the equatorial disk radial extension in stellar radius for a nearly constant polar wind opening angle (about 20°).

but rather a confined polar stellar wind with a $\sim 20^\circ$ of opening angle. Nevertheless, we must admit that due to the lack of interferometric measurements at small baselines this wind opening angle must be taken cautiously since it comes from our modeling but is not constrained by the VINCI data.

5. Evidence for an equatorial disk formation and dissipation

5.1. Spectroscopic data

Vinicius et al. (2006) present $H\alpha$ spectroscopic observations between 1991 and 2002 (Figs. 4 and 8). This line was almost always in absorption, but has also shown strong morphological and equivalent width (EW) variations. These variations can be related to a modification of a weak circumstellar envelope emission. They determined that there was almost no emission in 1999, and that the $H\alpha$ line profile observed at this time corresponded to the stellar photospheric absorption line (Fig. 4). By subtracting this 1999 profile to other line profiles they obtained the residual emission profiles for all measurements between 1991 and 2002.

All emission line profiles are strongly double peaked (except for 1998 and 2000) and the double peaks separation (DPS) varies between 210 and 450 km.s^{-1} . This double peaked structure in emission lines is usually associated with a rotating disk, however a polar wind can also produce such profile (Stee & Araújo 1994). Nevertheless, the velocities measured with the double peaks separation are not consistent with a polar wind model since terminal velocities of classical Be star are very high, about 1000km.s^{-1} . Taking an inclination angle of 50° , this would have produced DPS around 1500km.s^{-1} which is far above the upper limit of what was observed. Moreover, considering that Achernar $V \sin i$ is 230km.s^{-1} and that the putative circumstellar equatorial disk is smaller than $10R_\star$, the corresponding DPS for a rotating equatorial disk would be be-

tween 144km.s^{-1} (for a $10R_{\star}$ uniform disk) and 460km.s^{-1} (i.e $2V \sin i$) which is fully compatible with the measured values.

An additional evidence for the presence of a small circum-stellar disk is the correlation between the line profile intensity and the DPS presented Fig. 12. When the emission is weak (i.e 1991, 1998, 2002) the DPS is very close to twice the stellar $V \sin i$ whereas when the emission is stronger (i.e. 1993, 1994, 1995) the DPS is smaller. This can be interpreted by variations of the disk global extension. Since the $H\alpha$ line profile was observed through a whole cycle of variations we propose in the following a possible scenario for the formation and the dissipation of the disk.

In Fig. 13 we plot the $H\alpha$ intensity normalized by the maximum of emission (in 1993) as a function of the DPS normalized by $2V \sin i$. We can separate the disk creation/dissipation cycle in 3 phases:

- Phase 1 : Between 1991 and 1993 the DPS decreases as the intensity increases.
- Phase 2 : Between 1993 and 1995 the intensity decreases as the DPS remains nearly constant.
- Phase 3 : Between 1995 and 1999 the DPS increases again as the intensity slowly decreases.
- Phase 1 (again) : Between 2000 and 2002. The disk is re-forming but in 2002 the $H\alpha$ line profile is smaller than the 1991 one. Thus, assuming that the variation is periodic or pseudo-periodic, we can roughly estimate a pseudo cycle around 13 years, in agreement with the average emission cycles duration of 11 years obtained by Vinicius et al. (2006).

We can also estimate the disk radius by assuming that the disk is keplerian. In this case, its outer radius is given by :

$$R_{\text{disk}}/R_{\star} = \left(\frac{2V \sin i}{DPS} \right)^2 \quad (5)$$

Since at the maximum of emission (in 1993) the DPS is 211 km.s^{-1} , the corresponding disk extension is $4.8R_{\star}$.

We have also gathered data between 1960 and 1990 from the literature : Jachek et al. 1964, Andrews et al. 1966, Dachs et al. 1977, 1981, 1986, 1992 and Hannuschick et al. 1988, 1996. Since the data quality vary a lot from a reference to another, we were not able to deduce the DPS for all the 1960-1990 period, except for 1973. On the other hand, as the global $H\alpha$ line intensities were also very hard to deduce, we decide to classify the profiles in three categories : line in absorption, central absorption and weak emission in the wings, and strong emission. These data, presented Fig. 14 including Vinicius et al. data, exhibit that both DPS and line intensity variation seem to be quasi-periodic, with a pseudo period between 12 and 16 years. Moreover, as for the Vinicius data their variations seem to be anticorrelated, and the DPS minimum value in 1974 (250 km.s^{-1}) is close to the 1994 value (211 km.s^{-1}).

5.2. 2D kinematical model

In order to test several hypotheses for the disk formation/dissipation processes we have developed a simple 2D axisymmetric kinematical model.

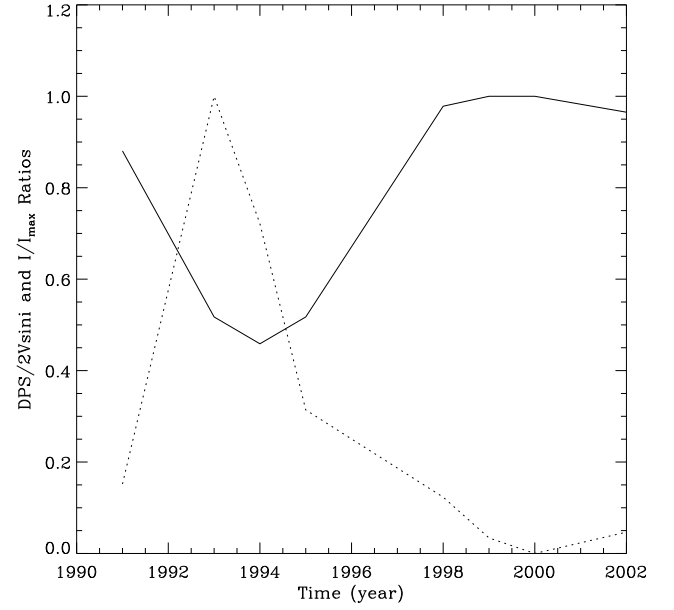


Fig. 12. Solid line : $H\alpha$ Double Peak Separation (DPS) normalized by $2V \sin i$ plotted as a function of time for the 1991-2002 Vinicius et al. data period. Dotted line : $H\alpha$ line profile intensity normalized by the maximum intensity residual from Fig. 8 (in 1993) plotted as the function of time for the same period.

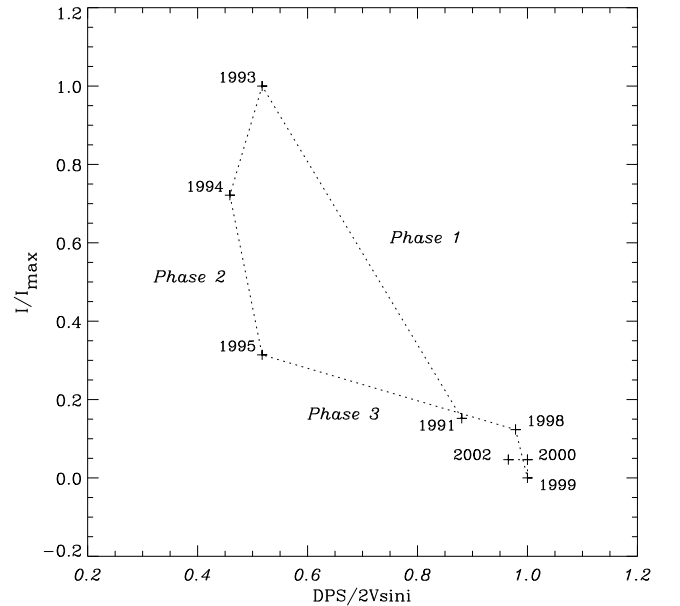


Fig. 13. Normalized intensity as a function of the normalized DPS for the 1991-2002 Vinicius et al. (2006) data period.

We first start by setting the 1D expansion velocity field, $v_r(r)$, in the disk (100 points corresponding to $5R_{\star}$). These values can evolve in time but do not depend on any forces (i.e it is why we called it Kinematic and not Dynamic model). The 1D density distribution, $\rho(r)$, is calculated for all radius using the continuity equation and with boundary conditions given by $\rho(0)=\rho_{\text{phot}}$ and $\rho(5R_{\star})=0$. This 1D density distribution is then

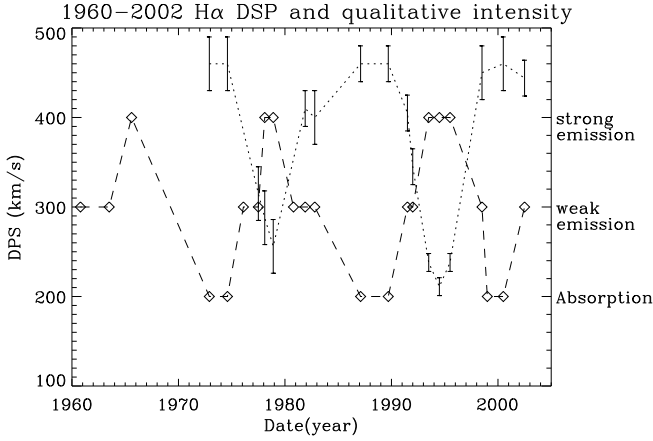


Fig. 14. H α DPS (dotted line with error bars) and qualitative intensity (dashed line and diamonds) variations between 1960 and 2002 from various authors : Jaschek et al. 1964, Andrews et al. 1966, Dachs et al. 1977, 1981, 1986, 1992 Hanuschik et al. 1988, 1996, and Vinicius et al. 2006

used to create a 2D axisymmetric (200x200) grid. The rotational velocity field, $v_\phi(r)$ is defined by :

$$v_\phi(r) = V_{rot} \cdot \left(\frac{r}{R_\star} \right)^\beta \quad (6)$$

where V_{rot} is the stellar rotational velocity and β is the exponent of the rotational velocity law. $\beta=-0.5$ corresponds to the keplerian rotation, $\beta=-1$ to the momentum conservation, $\beta=0$ to a constant rotation, and $\beta=1$ to a solid body rotation. According to recent observations (Meilland et al. 2006) we have used the keplerian rotation law in our modeling.

The projected velocity along the line of sight, $V_x(r, \phi)$, is then calculated by projecting both V_r and V_ϕ . The emission line profile is finally computed by integrating the emission on an iso-velocity bin between $V_x - \delta v/2$ and $V_x + \delta v/2$ where δv depends on the velocity sample rate. The reconstructed profile has 200 points with values ranging from $-2V \sin i$ and $2V \sin i$.

5.3. Disk formation

The disk formation depends only on two variables : the mass flux at the equator, and the expansion velocity field. Assuming that both are constant and that the expansion velocity field does not depend on the radius (i.e. $V_r(r)=cst$), we can estimate the expansion velocity value in the disk. Its creation time-scale is about 3-5 years (see Fig. 13), and at the maximum of its intensity the disk extension is about $4.8R_\star$ (obtained in Sect. 5.1 from the DPS assuming a Keplerian rotating disk). The average expansion velocity during the disk creation is consequently on the order of $0.27 \pm 0.08 \text{ km.s}^{-1}$.

In our modelling we tested two distinct scenarios for the disk formation. In both scenarios, we consider that the mass flux at the photosphere, $\phi_M(0)$, is 0 at the beginning of the process. In the first one, $\phi_M(0)$ goes instantaneously from 0 to ϕ_{max} and then remains constant during all the disk formation whereas in the second one, $\phi_M(0)$ increases from 0 to its maxi-

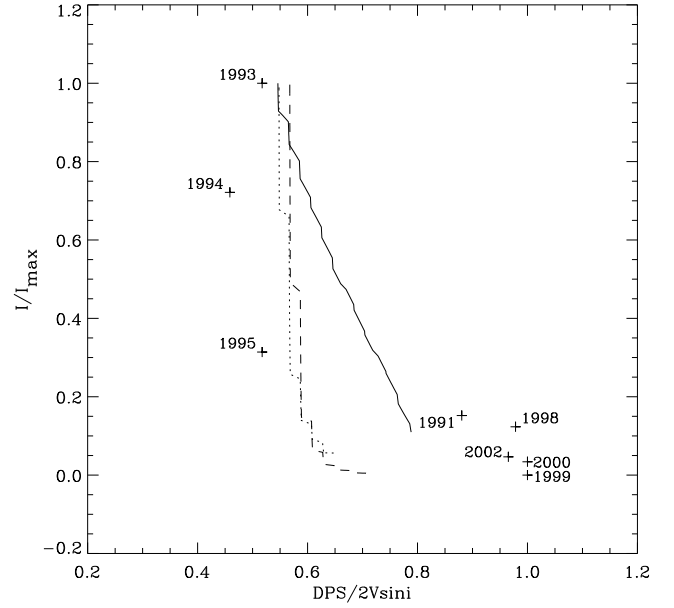


Fig. 15. Normalized DPS vs Normalized intensity diagram for various equatorial disk formation processes. Solid line : Constant mass-flux. Dotted line : Increasing mass-flux $\propto t^1$. Dashed line : Increasing mass-flux $\propto t^2$. The + symbol indicates the 1991-2002 data from Vinicius et al. 2006

mum with an adjustable power law and time-scale. In both scenarios, we consider that the expansion velocity field is uniform and stationary. Its value is fixed in order to obtain a disk formation time-scale compatible with observations (i.e. 2-3 years). In Fig. 15 we plot the normalized DPS vs normalized intensity diagram for these scenarios.

None of these scenarios is able to fit correctly the 1991-1993 disk formation observations. The main problem is the incapacity to reproduce the high DPS observed at the beginning of the disk formation. However the constant mass flux scenario better fits the data than the increasing mass flux one. A decreasing mass flux scenario may be a possible solution. This point is discussed in more details in the section 5.5.

5.4. Disk vanishing

In this section we test two classical disk dissipation scenarios. These scenarios and their observational outputs have already been described by Meilland et al. (2006).

We consider that the disk is stationary before the dissipation begins. The velocity field is again considered as uniform and stationary. In both scenarios the mass-flux decreases from its maximum to 0. The main difference between them is the mass-flux decrease time-scale.

In the first scenario, the mass-flux decreases faster than the time-scale of propagation through the disk (i.e. $v_r \cdot R_{disk}$). Consequently the under-density zone, created by the quick fall of the mass-flux, propagates into the disk, and forms a ring-like structure. In Meilland et al. (2006) the decrease is instantaneous, but this is an unnecessary condition to create such structure.

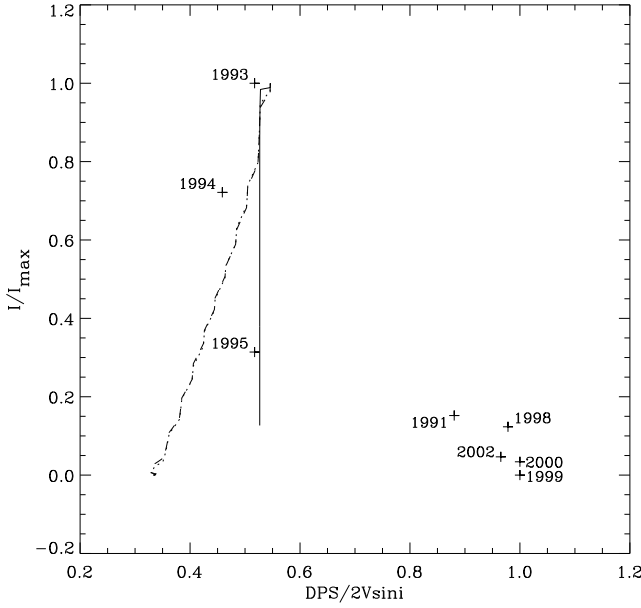


Fig. 16. Normalized DPS vs Normalized intensity diagram for various equatorial disk dissipation scenarios. Solid line : Mass-flux decreasing with time-scale larger than $V_r \times R_{\text{disk}}$. Dotted line : Mass-flux decreasing with time-scale smaller than $V_r \times R_{\text{disk}}$. Dashed line : Mass-flux instantaneous drop to 0.

In the second scenario, the propagation through the disk is faster than the time-scale of the mass-flux decrease. Thus, we can consider the model to be quasi-stationary (i.e. with different $\phi_M(0)$ at each step of the simulation. Consequently the disk becomes fainter and disappears without any modification of its global morphology and geometry.

Meilland et al. (2006) showed small differences in the line profile modification as a function of time. In the fast dissipation scenario (i.e. ring formation), the disk dissipates from the inside, where the rotational velocity is larger. The result is a progressive decrease of the DPS as the intensity in the line decreases. On the other hand, in the slow dissipation scenario all the disk is dissipating at the same speed, and consequently the line profile is decreasing without DPS modifications.

In Fig. 16 we present the normalized DPS / normalized intensity diagram for both scenarios which are not fully in accordance with the observations. Note that for the second scenario, Fig. 16 also illustrates the case of an instantaneous drop to 0 of the mass flux. The polar density maps for both scenarios are plotted in Fig. 17

5.5. Outburst Scenario

As the previously described scenarios were not successful to reproduce the disk creation observations, we have developed a scenario that can explain both phase 1 (formation) and phase 2 (dissipation almost without variation of the DPS) of the line profile variation. In this "Outburst scenario", $\phi_M(0)$ starts at its maximum and then falls to 0 as an adjustable power law. The burst propagates in the circumstellar environment forming a disk structure with a sharp outer edge (i.e. depending on the

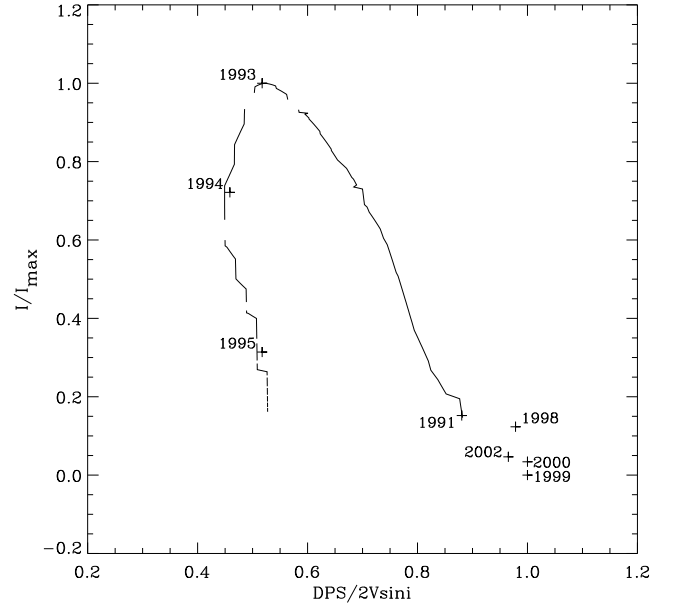


Fig. 18. Normalized DPS / Normalized Intensity diagram for the Bursting scenario. Each solid line corresponds to one year of the evolution process. The accordance with the measurements are almost perfect for the 1991-1995 period. But this model failed to reproduce the 1995-1999 DPS variation.

mass-flux decrease time-scale, as in the previous subsection). Such "Outburst scenario" has already been studied to explain the spectroscopic variations of some Be stars (Rivinius et al. 2002).

By adjusting the mass-flux power-law and the expansion velocity we can reproduce not only the observations of the disk formation (1991-1993) but also the beginning of the disk dissipation (1993-1995). The normalized DPS / normalized intensity diagram is plotted in Fig. 18, using a mass-flux decrease following a $\tau^{-0.5}$ law, an expansion velocity of 0.2 km.s^{-1} and a maximum disk radius of $6R_*$. The corresponding density maps for the first 3 years of the burst are plotted Fig. 19.

But this scenario is not totally satisfying since the phase 3 (1995-1999) is not well represented. As the intensity continues to drop the normalized DPS does not increase significantly and converges to a 0.6 value whereas the 1998 observation shows a value around 0.97. No classical dissipation scenario was able to reproduce such variation and some additional physical mechanism must be added to our model in order to reproduce it.

5.6. Contraction of the disk?

The phase 3 (between 1995 and 1999) is a major problem in the modelling of Achernar equatorial disk formation and dissipation since the DPS rising between 1995 and 1999 cannot be reproduced using a simple slowly expanding model. In fact a possible explanation may be a disk contraction with a slow decrease of density.

We try to reproduce such model by inverting the velocity field about 4-5 years after the burst beginning (1994-1995). We have tested 3 ways of inverting the velocity field. In the first

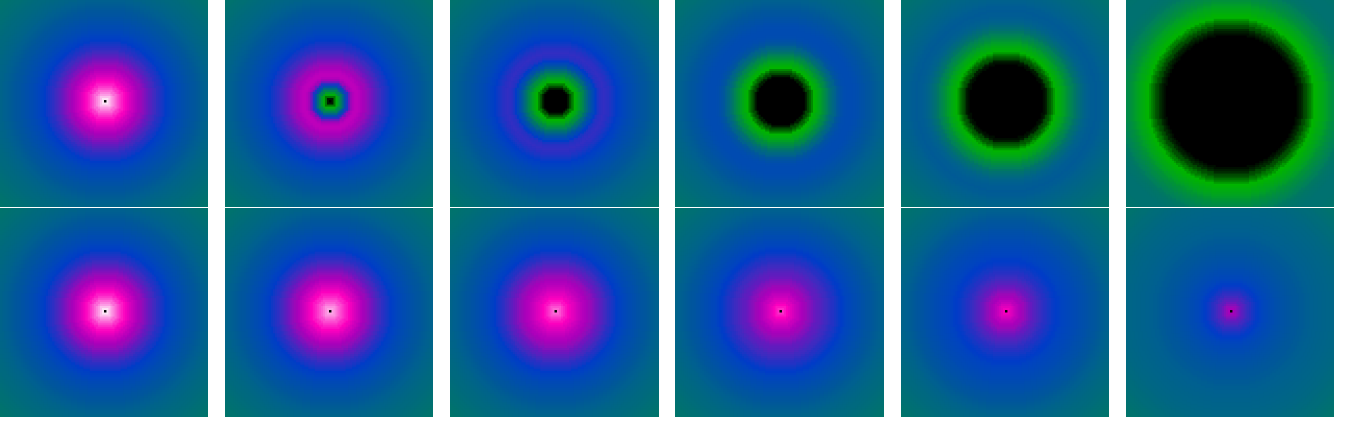


Fig. 17. Density polar maps for two different dissipation scenarios. Above : Instantaneous mass-flux drop to 0 creating a ring structure during the dissipation. Below : If the mass-flux drop time-scale is long enough ($> V_r \times R_{disk}$) the dissipation process correspond to a succession of quasi-stationary models with a smaller mass-flux. The six pictures correspond to $t=0$, $t=1$ month, $t=3$ months, $t=6$ months, $t=1$ year, $t=1.5$ year. The color scale is (in decreasing density order) : White, Purple, Blue, Green.

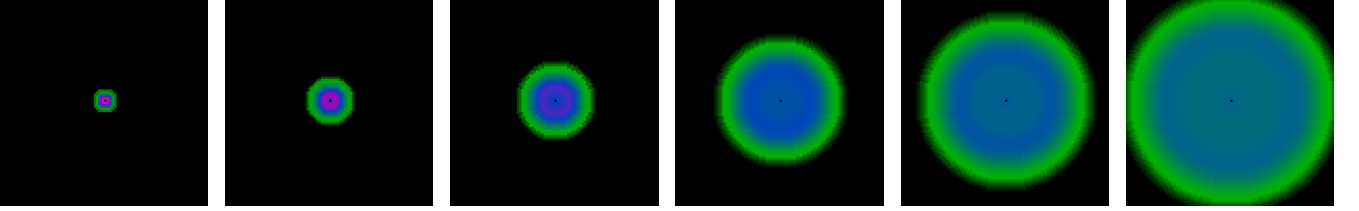


Fig. 19. Density polar maps for the bursting scenario with the same color scale as in Fig. 17. The six pictures correspond respectively to $t=0$, $t=6$ months, $t=1$ year, $t=1.5$ year, $t=2$ years, $t=3$ years.

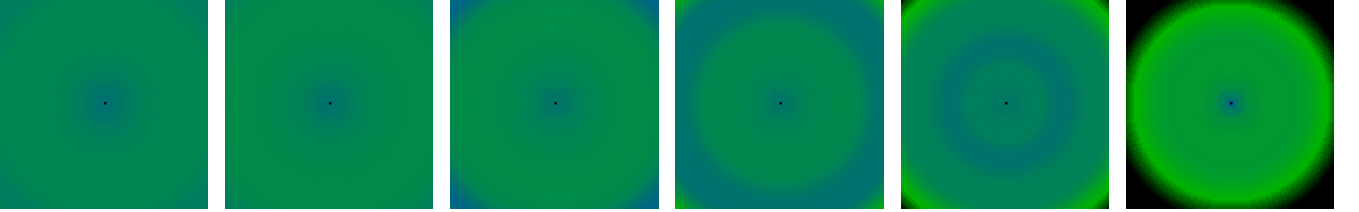


Fig. 20. Density polar maps for the velocity field inversion scenario with the same color scale as in Fig. 17. The six pictures correspond respectively to $t=0$, $t=6$ months, $t=1$ year, $t=1.5$ year, $t=2$ years, $t=3$ years. An over density wave is propagating from the disk outer edge to the center (in blue).

one, which is the most ad-hoc, we inverse the whole velocity field at the same time. In the second we start to inverse the velocity field from the center of the disk to the outer edge, and finally in the third one we start the velocity change at the outer edge and propagate it to the inner edge. The first two scenarios were not able to reproduce the above variation. This is not surprising since in these cases the disk does not really shrink in size but is depleted from the inside to the outside-out.

However it is very hard to explain physically such variation. Assuming that the circumstellar matter is driven by 3 forces; the radiative pressure, the gravity, and the centrifugal force, and assuming that these forces are equilibrated before the disk dissipation, a small drop of the radiative force will induce a negative balance of the forces and the circumstellar matter will start to re-accrete onto the star. If the drop occurs first at the photosphere the matter near the star will re-accrete first, but if the drop of radiative force occurs first at the outer radius of the circumstellar disk (maybe due to the disk opacity) the disk will

start to contract and finally the matter will re-accrete onto the star.

Our results of such a model failed to reproduce the observations, as the contraction of the disk produces an over density propagating from the outer edge to the center of the disk. The maps of this process are plotted Fig. 20. The resulting DPS vs intensity diagram presented Fig. 21 is not consistent with the observations since the over-density produces an increase of the line profile intensity represented by the curly structure in the DPS vs Intensity diagram.

We finally decided to make a time-dependent truncation of the disk in order to fit the observations. This method is totally ad-hoc but the agreement with the 1995-1999 evolution of the line profile is better than the velocity field inversion but not yet totally satisfying. The DPS/Intensity diagram of this scenario is also plotted Fig. 21.

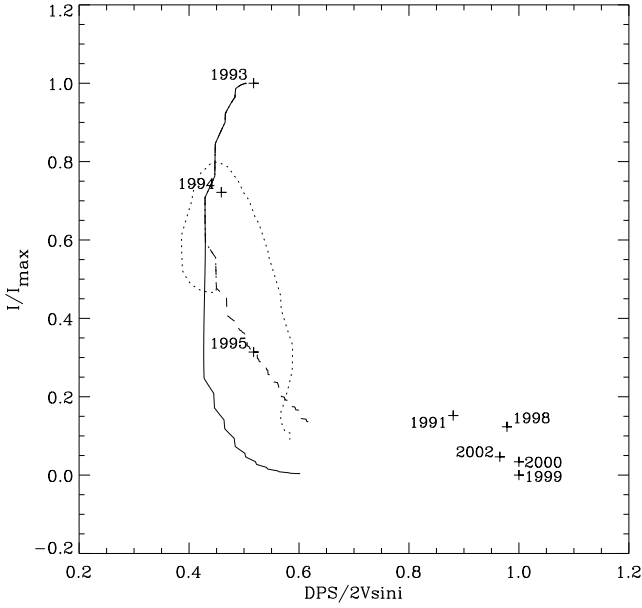


Fig. 21. Normalized DPS / Normalized intensity diagram for various contractions scenarios. Solid line : Outburst scenario with instantaneous inversion of the whole velocity field at $t=4$ years. Dotted line : Outburst scenario with progressive inversion of the whole velocity field starting at $t=4$ years. Dashed line : Outburst scenario with ad-hoc disk truncation starting at $t=4$ years following a linear time dependency.

5.7. Comments on the phase 3 (1995-1999)

The outstanding behavior to explain in this phase is a steady decrease of the emission intensity in the line while the DPS increases. Two scenarios can still be envisioned to reproduce it, which will be explored in more detail elsewhere. In one of them it is assumed that there is a static, but fairly turbulent ring whose optical depth increases with time by accumulation of the matter ejected by the central star. In the other, the ring should rotate around the star, but its radial optical depth decreases with time.

The first picture was studied by Cidale & Ringuelet (1989) and Chauville et al. (2001) and responds to the fact that the emission at each wavelength in the line comes from the entire ring, so that the maximum intensity in the emission peaks depends only on a single parameter $\Gamma = (S_{H\alpha}/F_*)R_{\text{ring}}^2$, where $S_{H\alpha}$ is the line source function and R_{ring} is the radius of the ring. The displacement of a peak from the line center $\delta\lambda_{\text{peak}} = \lambda_{\text{peak}} - \lambda_0$ is controlled by the radial optical depth of the ring τ_o and $\delta\lambda_{\text{peak}}$ is deduced from $\Phi(\delta\lambda_{\text{peak}}) = [\ln(2\Gamma)]/\tau_o$, where Φ is the line absorption profile (we assume here that Φ is Gaussian, where the turbulence ensures a large intrinsic Doppler line width).

The second picture was treated by Arias et al. (2007). The emission in the observed line at each Doppler displaced wavelength comes from a given ring sector. The self absorption phenomenon warrants then that when the optical depth of the ring decreases, the central absorption in the line shallows faster than the emission can decrease in the extreme wing wavelengths.

This simulates an apparent widening of the DPS. As in both cases there is no necessity for changing the radius of the ring, a phenomenon must still be found to explain its constancy.

6. Conclusion

We have used the SIMECA code based on a physical model in order to interpret the VINCI data from KD who rather used a simple model by assuming a 2D elliptical Gaussian envelope superimposed on a uniform ellipse for the central distorted star. We evidence a clear polar wind with a 5% contribution to the total flux and a spatial extension greater than $10 R_*$ in agreement with the results obtained by KD. We also conclude that at the time of the VINCI observations Achernar seems to have no equatorial disk but rather a confined polar stellar wind with a poorly constrained $\sim 20^\circ$ of opening angle.

The stellar and disk parameters used in this study are compatible with those obtained in Vinicius et al. (2006), i.e. same photospheric density of $6.3 \cdot 10^{11}$ hydrogen atoms per cm^3 and roughly the same effective temperature, i.e. 15000 K for Vinicius, whereas we have adopted a latitude dependent effective temperature ranging from 8500 K (equator) to 20000 K (pole). The plot in Vinicius et al. (2006) Fig. 14 showing the specific intensity at the equator as a function of the disk radial extension $< 3 R_*$ is also compatible with our finding of a wind+disk scenario with a disk $< 5 R_*$ since we are lacking of interferometric data at small baselines to strongly constrain the disk size. Nevertheless, our results strongly disagree with the disk/star flux ratio of 27 % in Vinicius whereas we obtain a value < 5 %. Using a value of 27 % would have produced visibilities out of the VINCI measurements.

On the other hand the study of Achernar's spectroscopic data between 1991 and 2002 made by Vinicius et al. (2006) evidenced an evolving equatorial disk. Thus, we have used these $H\alpha$ line profiles to study their variations and found a clear signature of the formation-dissipation of the equatorial disk. The disk evolution follows 3 phases, the first two were reproduced with an outburst scenario whereas we need another (unknown) physical effect to explain the third phase corresponding to the final contraction of the disk. As already outlined in KD, it seems that the polar wind may be present independently of the phase of the central star (B or Be phase), i.e the polar stellar wind does not seem to be linked to the presence of a disk or a ring around the star.

Acknowledgements. The Programme National de Physique Stellaire (PNPS) and the Institut National en Sciences de l'Univers (INSU) with the Bonus Qualité Recherche (BQR) from the Observatoire de la Côte d'Azur are acknowledged for their financial supports.

References

- Abbott D. 1979 , IAU 83 237
- Andrews P.J., & Breger M., 1966 Observatory 86,108
- Araújo, F. X., & Freitas Pacheco, J. A. 1989, MNRAS, 241, 543

- Arias, M.L., Zorec, J., & Frémat, Y. (2007), ASP CS, Vol. 361, 419
- Arias, M. L., Zorec, J., Cidale, L. S., & Ringuelet, A. E. 2006, A&A, submitted
- Balona, L. A., Engelbrecht, C. A., & Marang, F. 1987, MNRAS, 227, 123
- Bjorkman and al., 1993 APJ 409 429
- Bjorkman, J. E., & Cassinelli, J. P. 1993, ApJ, 409, 429
- Brown, J. C., & Wood, K. 1992, A&A, 265, 663
- Castor, J.I, Abbott, D.C., Klein, R.I. 1975, ApJ, 195, 157
- Chauville, J., Zorec, J., Ballereau, D., et al. 2001, A&A, 378, 861
- Chen, H., Marlborough, J.M., & Waters, L.B.F.M. 1992, ApJ, 384, 605
- Cidale, L., & Ringuelet, A. (1989), PASP, 101, 417
- Claret, A. 1998, A&A, 335, 647
- Dachs J., Maitzen H.M., Moffat A.F.J, Sherwood W.A., & Stift M, 1977 A&A 56, 417
- Dachs J., Eichendorf W., Schkeicher H. et al., 1981, A&AS, 43, 427
- Dachs J., Hanuschik R.W., Kaiser D, et al., 1986 A&AS 63, 87
- Dachs J., Hummel W., Hanuschik R.W., 1992, A&AS 95, 437
- Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S., Janot-Pacheco, E. & Abe, L. 2002, A&A, 393, 345
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, A&A, 407, L47
- Domiciano de Souza, A., Zorec, J., Jankov, S., et al. 2004, A&A, 418, 781
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2005, A&A, 442, 567
- Fremat, Y., Zorec, J., Hubert, A.M., & Floquet, M. 2005, A&A, 440, 305
- Gies, D. R., McKibben, W. P., Kelton, P. W., Opal, C. B., & Sawyer, S., 1990, AJ, 100, 1601
- Gies, D. R., Baguolo Jr., W.G., Baines, E.K. et al. 2006, ApJ, submitted
- Hanuschik, R.W., Kozok, J.R., & Kaiser, D., 1988, A&A 189, 147
- Hanuschik, R.W., Hummel, W., Sutorius, E., Dietle O. et al., 1996 A&AS 116, 309
- Harmanec, P., Kriz, S. 1974, CCpFS, 24, 469H
- Harmanec, P., Kriz, S. 1975, BAICz, 26, 65K
- Hubeny, I. 1988, Computer Physics Comm, 52, 103
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1995, ApJ, 439, 875
- Hubert A.M., & Floquet M. 1998, A&A, 335, 565
- Hubert, A.M., Floquet, M., & Zorec, J. 2000, In: The Be phenomenon in early-type stars, IAU Coll No 175, eds. M.A. Smith, H.F. Henrichs, J. Fabregat, ASP Conf. Series 214, p. 348
- Jaschek, C., Jachek, M., & Kucwicz, B., 1964, Zestschrift f. Astrophys., 59, 108
- Jaschek, M., Slettebak, A., & Jaschek, C. 1981, Be Stars Newsletter, 4, 9
- Kervella P. & Domiciano de Souza, A. (KD) 2006, A&A, 453, 1059
- Marlborough, J.M. 1969, ApJ, 156, 135
- Meilland, A., Stee, P., Zorec, J., Kanaan, S. 2006a, A&A, astro-ph/0606233
- Meilland, A., Stee, Ph., Vannier, M. et al. 2006b, A&A, astro-ph/0606404
- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert, A.M. 1998, A&AS, 129, 289
- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert, A.M. 1999, A&A, 349, 151
- Mourard, D., Bosc, I.e, Labeyrie, A., Kœchlin, L., & Saha, S., Nature, 342, 6249, pp. 520, 1989.
- Owoccki, S. P., Gayley, K., & Cranmer, S. 1996, ApJ, 472, L115
- Owoccki, S. P. 2004, in Stellar Rotation, Proceedings of IAU Symposium No. 215, Edited by Andre Maeder and Philippe Eenens. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, p. 515
- Pavlovski K., Harmanec P., Božič H. et al. 1997, A&AS, 125, 75
- Poeckert, R., & Marlborough, J.M. 1987a, ApJ, 220, 940
- Poeckert, R., & Marlborough, J.M. 1987b, ApJS, 38, 229
- Porter, J. M. 1997, A&A, 324, 597
- Porter, J. M. 1999, A&A, 348, 512
- Porter, J. M., & Rivinius, T. 2003, PASP, 115, 1153
- Quirrenbach A. and al., 1994 A&A 283 13
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K.S., Bjorkman, J.E., et al. 1997, ApJ, 479, 477
- Rivinus, Th., Baade, D., Stefl, S. & Maintz, M. 2001, A&A, 379, 257
- Rohrmann, R.D. 1997, MNRAS, 285, 427
- Secchi A., 1867, Astron Nachr., 68, 63
- Slettebak, A. 1982, ApJ, 50, 55
- Stee P. , JENAM 2002
- Stee, Ph., & Araújo, F.X. 1994 , A&A, 292, 221
- Stee, Ph., Araújo, F.X., Vakili, F. et al. 1995, A&A, 300, 219
- Stee, Ph., Vakili, Bonneau, D. et al. 1998, A&A, 332, 268
- Stee, Ph. & Bittar, J. 2001, A&A, 367, 532
- Stee, Ph. 2003, A&A, 403, 1023
- Stoeckley, T. R. 1968, MNRAS, 140, 141
- Struve, O. 1931, ApJ, 73, 94
- Struve, O. 1942, ApJ, 95, 134
- Towsend, R. H. D., Owoccki, S. P., & Howard, I. D. 2004, MNRAS, 350, 189
- Tycner, Ch. 2004, PhD Thesis, University of Toronto
- Tycner, Ch., Gilbreath G.C., Zavala, R.T. et al. 2006, AJ, 131, 2710
- Vinicius, M.M.F., Zorec, J., Leister, N.V., & Levenhagen, R.S. 2006, A&A, 446, 643
- von Zeipel, H. 1924, MNRAS 84, 665
- Waters, L.B.F.M. 1986, A&A, 162, 121
- Waters, L.B.F.M., Coté, J., & Lamers, H.J.G.L.M. 1987, A&A, 185, 206
- Wood, K., Bjorkman, K.S., & Bjorkman, J.E. 1997, ApJ, 477, 926
- Yudin, R. V. 2001, A&A, 368, 912
- Zorec, J. 1981, In: Effects of Mass-Loss in Stellar Evolution, eds. C. Chiosi & R. Stalio, IAU Coll. No 59, p.539
- Zorec, J. & Briot, D. 1997, A&A, 318, 443

Zorec, J., Frémat, Y., & Hubert, A.M. 2000a, In: The Be phenomenon in early-type stars, IAU Coll. No 175, eds. M.A. Smith, H.F. Henrichs, J. Fabregat, ASP Conf. Series 214, p. 330

Zorec, J., Hubert, A.M., & Moujtahid, A. 2000b, In: The Be phenomenon in early-type stars, IAU Coll. No 175, eds. M.A. Smith, H.F. Henrichs, J. Fabregat, ASP Conf. Series 214, p. 448