



**HAL**  
open science

# Étude de l'environnement proche des étoiles jeunes par interférométrie. Vers l'imagerie avec la recombinaison multiple en optique intégrée.

Myriam Benisty

► **To cite this version:**

Myriam Benisty. Étude de l'environnement proche des étoiles jeunes par interférométrie. Vers l'imagerie avec la recombinaison multiple en optique intégrée.. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT: . tel-00275357

**HAL Id: tel-00275357**

**<https://theses.hal.science/tel-00275357>**

Submitted on 23 Apr 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE  
présentée par

**Myriam BENISTY**

pour obtenir le diplôme de Docteur en sciences de l'Université Joseph-Fourier

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : ASTROPHYSIQUE – PHYSIQUE & MILIEUX DILUÉS

---

**Étude de l'environnement proche des étoiles jeunes par  
interférométrie. Vers l'imagerie avec la recombinaison  
multiple en optique intégrée.**

---

Soutenue publiquement le 22 Janvier 2008  
devant le jury composé de

M.	Jean-Philippe BERGER	Directeur de Thèse
Mme.	Magali DELEUIL	Examineur
M.	Paulo GARCIA	Rapporteur
M.	Jean-Michel LE DUGOU	Examineur
M.	Fabien MALBET	Directeur de Thèse
M.	Jean-Louis MONIN	Examineur
M.	Guy PERRIN	Rapporteur
M.	François REYNAUD	Examineur & Président



*À mes parents,  
Chantal & Maurice Benisty,  
à qui je dois tout.*

Ose devenir qui tu es.  
Ne te tiens pas quitte à bon compte.  
Il y a d'admirables possibilités dans chaque être.  
Persuade-toi de ta force et de ta jeunesse.  
Sache te redire sans cesse:  
"Il ne tient qu'à moi".  
A. Gide. *Les Nouvelles Nourritures*.



## Remerciements

Lorsque j'ai entrepris la rédaction du manuscrit de thèse, on m'avait prévenu des difficultés que je pourrais rencontrer... mais on avait omis de me dire que la page la plus difficile à écrire serait celle-ci. Mes trois années de thèse ont été si riches qu'il m'est impossible d'envisager remercier correctement tous ceux qui m'ont permis de mener ce doctorat à bien.

Je ne peux commencer cette tâche délicate autrement qu'en remerciant Jean-Philippe Berger, mon directeur de thèse, qui m'a prodigué de savants conseils, qui m'a orienté et encouragé sans cesse. Son écoute, son enthousiasme, sa grande qualité scientifique et sa pédagogie ont été des éléments essentiels pour la réussite de notre entreprise commune. Mais c'est loin d'être tout. Notre collaboration a permis une immense expérience humaine à laquelle les runs d'observations sur IOTA ont contribué (*geeeeeek!*). Nos longues discussions resteront parmi les meilleurs moments de cette thèse. Now... are you 'ready for the good times'?!

Je voudrais aussi remercier très vivement Fabien Malbet qui a suivi mes projets avec intérêt (et optimisme!) et qui m'a soutenu tout au long de la thèse. Nos interactions et discussions m'ont permis de progresser et d'avancer dans les deux domaines abordés. Merci!

Laurent Jocou, suprême magicien de l'optique : merci pour ton aide, tes explications, ta grande disponibilité... et puis pour ta bonne humeur!

Merci à toute l'équipe IONIC, pour votre dynamisme et cette bonne ambiance! Merci à Pierre Labeye et Jean-Baptiste LeBouquin pour nos collaborations bénéfiques. Karine Perraut est la douce fée qui veille sur nous autres, étudiants: merci d'avoir été si présente et d'avoir relu mon manuscrit avec tant de rigueur. Chapeau-bas à son tandem avec Guillermo Martin pour le suivi des thèses GRIL. Merci aux membres de l'équipe FOST pour avoir toujours répondu à mes questions lorsque je frappais à vos portes. Je tiens à remercier Christophe Pinte pour nos interactions fructueuses et pour son infinie patience ainsi que François Ménard. Enfin, je voudrais remercier les guerriers du JMMC - Gilles Duvert, Evelyne Altariba, Gérard Zins - de m'avoir aidé à me battre avec la réduction de données AMBER. Merci aussi à l'équipe du secrétariat.

Je remercie Guy Perrin et Paulo Garcia d'avoir rapporté ma thèse. Les suggestions, remarques et questions qui m'ont été faites ont enrichi le manuscrit. Merci au président du jury, François Reynaud, et aux examinateurs, Magali Deleuil, Jean-Louis Monin, Jean-Michel Le Duigou d'avoir fait partie de mon jury.

Le LAOG recèle un grand nombre de sourires, de rires et de discussions endiablées, et quand on a son bureau à 3 mètres de la cafèt, on est largement témoin de sa vie sociale... Je voudrais remercier ses acteurs, et en particulier: Philippe D., Estelle, Jérôme, Evelyne, Johan, Olivier A., Willem-Jan, Richard, Cecilia, Laurence, Alain, Valérie, Cédric... et Isabelle, avec qui prendre un café et échanger quelques pensées est une expérience délicieuse.

Le bureau 102 a eu un certain nombre d'occupants durant ma thèse et je voudrais remercier le plus fidèle d'entre eux, Guillaume, pour avoir traversé en ma compagnie nombre de moments, faciles et difficiles. Pas très loin se trouve le célèbre Alex - entremetteur, chanteur, danseur. Oui, ta démo de break-dance m'émeut encore. Et puis, il y a mes 3 compères et compagnons de galère que je ne saurais assez remercier: Tim, le roi de la lasagne; Vane, ma pitufette; et Oscar, el guerito - toujours disponibles pour discuter, se soutenir et faire la fête. Merci aussi aux 'anciens': Lucas, Sylvain & sa touffe, Eric et JB.

Je garderai toujours des souvenirs mémorables (et inénarrables!!) des 'Michelson' et autres confs: Jeff-poulet, Laurent, Sylvestre, Guillaume: vous êtes vraiment givrés (mais tellement drôles). Merci aussi à Virginie, Fabien P. et Aurélien. Um beijinho para Xavier. Antoine, premier astronome rencontré et 'vieil' ami: merci...

A Grenoble, les cavaliers du C.H.A ont été à l'origine d'un grand nombre de fous-rires: Nell, Nico, Erika, Marie, Renaud et puis Hélène et Lulu - qui comprennent tout. Ludi, je t'attends toujours pour re-monter ensemble! Merci à Emilie & Vincent, ma famille d'adoption grenobloise, pour ce 19 Mai... Et Fred, as tu abandonné l'idée de me faire cuisiner ?!

Merci mille fois, JeanPhi, Steph et les ptits Berger(e)s pour votre accueil très chaleureux, les bons plats et les jolis dessins. Yann (à bas Kim Bauer!), Benj (maitre du hors-piste) et John (le globe-trotter): nos chabatot 'fraich-up/belottes' me manquent. Merci Rafael pour nos intenses échanges et pour tes précieux conseils de sage ('forever young' papi, n'est-ce-pas?).

Mike, I bet you'll be a (french!) astronomer in your second life (maybe without crazy snowboarding and falling-on-ice this time). Merci à mes fidèles amies, si présentes à chaque étape de ces 3 années de thèse: Auré, Sab, Maria, Sof, Barbara. Sophie et Fanny, vos séjours à Grenoble n'ont fait que confirmer que vous êtes des vraies sss.....

Merci Gael pour les éternelles 'croisières' estivales, pour ton soutien sans faille durant les moments les plus difficiles de cette thèse. Pour cela, et pour tellement plus, merci infiniment. Et puis, merci aux fantômes!

Enfin, je remercie ma tribu: de la plus petite au plus grand - mes cousins; mes oncles et tantes, et ma grand-mère. Merci d'être venus à ma soutenance, et d'avoir formé un véritable rempart de protection (et merci à la hotline du 'petit débile bénévole' pour les redoutables recettes de travail). Un immense merci à nos mères, si dévouées - Marcelle, Viviane, Chantal et Isabelle - pour tout ce qu'elles font.

Rien de cette thèse n'aurait été possible sans le soutien inconditionnel de mes soeurs et de mes parents. Stéphanie et Cécile, mes merveilleuses complices, merci pour votre énergie, vos encouragements, et votre compréhension qui n'a d'égal. Merci d'avoir fait de cette thèse une aventure collective et d'en avoir partagé chaque instant. Bravo Hugo pour ta fine compréhension de la psychologie des filles Benisty (et tes drives!).

Pour finir, il m'est simplement impossible d'exprimer mon infinie reconnaissance envers mes parents, véritable source d'inspiration. Merci de m'avoir permis d'évoluer dans un univers un peu inattendu (et hec, alors?!), de m'avoir constamment soutenu et de m'avoir rappelé à l'essentiel lorsque les doutes étaient trop forts. Cette thèse vous doit tant. Merci à vous quatre d'avoir créé ce cocon protecteur où j'ai pu me ressourcer pendant toutes ces années d'étude... et promis, j'arrête de dire que je suis hyper en retard...!

## Table des matières

<b>Remerciements</b>	iii
<b>Table des matières</b>	ix
<b>Table des figures</b>	ix
<b>Liste des tableaux</b>	xvii
<b>Partie 1. LES ÉTOILES JEUNES ET LA HAUTE RÉOLUTION ANGULAIRE</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1. Les environnements proches des étoiles jeunes</b>	<b>3</b>
1. Naissance d'un système planétaire	4
§ 1. Scénario de formation des étoiles T Tauri	4
§ 2. Les étoiles de Herbig AeBe	4
2. Les environnements proches des étoiles de Herbig	5
3. Nouveaux diagnostics à haute résolution angulaire	7
<b>CHAPITRE 2. Introduction à l'interférométrie</b>	<b>9</b>
1. L'interférométrie	10
§ 1. Pourquoi l'interférométrie?	10
§ 2. L'instrument	10
2. La cohérence	10
3. Le théorème de Zernike-van Cittert	11
4. Les observables	12
5. Instrumentation et interférométrie	14
§ 1. Les types de recombinaison	14
§ 2. Le filtrage modal	15
§ 3. Vers l'imagerie?	15
6. Les interféromètres VLTI et IOTA	15
§ 1. VLTI	15
§ 2. IOTA	16
<b>Partie 2. DÉVELOPPEMENT DE NOUVELLES TECHNOLOGIES POUR LA SYNTHÈSE D'OUVERTURE</b>	<b>19</b>
<b>CHAPITRE 3. L'optique guidée en interférométrie</b>	<b>21</b>
1. Introduction	22
2. Principe de l'optique guidée	22
§ 1. Le guidage monomode	22

§ 2. L'optique guidée dans un interféromètre à deux voies	25
3. L'optique intégrée	28
§ 1. Fabrication	28
§ 2. Fonctions de base	29
§ 3. Propriétés	30
§ 4. La recombinaison	31
4. Les composants actuels et futurs	33
§ 1. Le recombineur de 2 télescopes sur VINCI/VLTI	33
§ 2. Le recombineur 3-télescope de IOTA et PTI	33
§ 3. Les composants futurs pour VSI/VLTI	34
§ 4. Conclusion	34
<b>CHAPITRE 4. Les recombineurs en optique intégrée au cœur de VSI</b>	<b>37</b>
1. Introduction	38
2. Les protocoles expérimentaux	39
§ 1. Les mesures de transmission	39
§ 2. Etude des propriétés interférométriques : le banc de type Mach-Zehnder	40
§ 3. Etude des propriétés interférométriques : le banc imageur	41
3. Le recombineur simple de 4 télescopes	44
§ 1. Principe	44
§ 2. Résultats des caractérisations	45
§ 3. Discussion	49
4. Le recombineur matriciel de 4 télescopes	51
§ 1. Principe de la recombinaison	51
§ 2. Résultats des caractérisations	53
§ 3. Etudes complémentaires	60
§ 4. Algorithme de réduction de données matricielles	63
§ 5. Discussion	72
<b>Partie 3. NOUVEAUX DIAGNOSTICS OBSERVATIONNELS</b>	<b>77</b>
<b>CHAPITRE 5. AMBER/VLTI: principe et réduction de données</b>	<b>79</b>
1. Problématique de nos observations avec AMBER/VLTI	80
2. L'instrument AMBER	80
3. La réduction des données AMBER	82
§ 1. Modélisation du signal interférométrique	82
§ 2. Estimation des observables interférométriques	84
§ 3. La calibration des ondes porteuses	85
4. La réduction de données en pratique	85
§ 1. Etapes générales	85
§ 2. La correction des franges parasites du détecteur	86
§ 3. Calibration spectrale	87
§ 4. Critères de présence et sélection de franges	88
<b>CHAPITRE 6. Etude de l'environnement proche de MWC297</b>	<b>91</b>
1. MWC297: une Herbig Be	92

§ 1. Emission dans le continu	93
§ 2. Emission du gaz	93
2. Observations	94
3. Résultats	95
§ 1. Les mesures photométriques et spectres $Br_\gamma$	95
§ 2. Les visibilitées et tailles caractéristiques d'émission	96
4. L'émission des poussières	98
§ 1. Un modèle de disque d'accrétion dit 'standard'	98
§ 2. Discussion	100
5. Le modèle de vent	101
§ 1. Description du modèle	101
§ 2. Combinaison du vent et du disque	102
§ 3. Résultats de l'ajustement des données spectrales	103
§ 4. Géométrie du vent	104
§ 5. Adéquations des modèles de disque et de vent	104
6. Conclusion	106
<b>CHAPITRE 7. Etude de l'environnement proche de AB Aurigae</b>	<b>119</b>
1. AB Aur: une étoile de Herbig Ae	120
§ 1. Présence d'un disque?	121
§ 2. Accrétion et perte de masse?	122
2. Observations	123
3. Résultats	124
§ 1. La distribution spectrale d'énergie	124
§ 2. Le spectre	125
§ 3. Les visibilitées	125
4. Analyse : structure interne de la distribution des poussières	126
§ 1. Des modèles géométriques simples	126
§ 2. Un modèle de disque d'accrétion dit 'standard'	128
§ 3. Un modèle complet de disque passif pour AB Aur	131
§ 4. Discussion	139
5. Quelle origine pour l'émission $Br_\gamma$ ?	142
§ 1. Les mesures spectro-interférométriques	142
§ 2. Les rayons caractéristiques	143
§ 3. Eléments d'interprétation	144
6. Conclusion	145
<b>CHAPITRE 8. Etude de la multiplicité de FU Orionis</b>	<b>147</b>
1. FU Orionis	148
2. Observations et réduction de données	151
§ 1. IOTA	151
§ 2. La réduction des données	152
§ 3. Les observations	154
3. Résultats	155

§ 1. Les visibilités	155
§ 2. Les clôtures de phase	156
4. Analyse	157
§ 1. Ecart aux prédictions	158
§ 2. Ajustement par un modèle de binaire	160
§ 3. Dynamique des observations	163
5. Conclusion et perspectives	164
<b>Partie 4. CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>	167
<b>Partie 5. BIBLIOGRAPHIE</b>	170
<b>Bibliographie</b>	173

## Table des figures

1	Schéma de l'environnement proche d'une étoile jeune. Seule l'interférométrie optique peut sonder les unités astronomiques les plus internes (Malbet 2007).	5
2	Les rayons caractéristiques d'émission d'étoiles de Herbig Ae et Be en fonction de leur luminosité (Monnier & Millan-Gabet 2002).	6
3	Schémas du disque d'accrétion 'standard' (à gauche), et du disque passif à bord interne gonflé (à droite). De Millan-Gabet <i>et al.</i> (2007).	6
4	Principe d'un interféromètre stellaire à deux télescopes. Le front d'onde plan est recueilli par deux ouvertures. Les faisceaux sont ensuite recombinaison et forment un signal interférométrique grâce à la ligne à retard qui compense la différence de marche entre les faisceaux (Millour 2006).	11
5	Interférogramme simulé : il s'agit de la recombinaison de deux faisceaux en bande large. L'amplitude du système de franges donne accès au <i>contraste</i> ou <i>visibilité</i> , alors que son décalage par rapport au zéro de différence de marche donne accès à la <i>phase</i> .	12
6	La distribution spatiale de l'objet $S(\vec{\alpha})$ (ou $S(x, y)$ ) est observée selon la fréquence spatiale $\vec{u}=(u, v)$ dans le plan de Fourier, fréquence spatiale reliée à l'écartement des télescopes entre eux.	13
7	Représentation des modes de recombinaison co-axiale et multi-axiale. A gauche : les faisceaux sont superposés à l'aide d'une recombinaison et les franges sont codées spatialement ou matriciellement; A droite : les faisceaux sont superposés directement sur le détecteur et le codage des franges se fait spatialement. Schéma tiré de (Haguenauer 2001).	14
8	Représentations schématiques des interféromètres VLTI (à gauche) et IOTA (à droite) sur lesquelles sont représentées les positions possibles des télescopes.	16
9	Description géométrique d'un guide d'onde. Le profil d'indice correspondant au saut d'indice est représenté sur la gauche du schéma.	23
10	Dans un interféromètre à deux voies, avec guides d'onde, les orientations des champs électriques incidents sont affectées par la propagation induisant des effets différentiels.	25
11	Etapes de réalisation des guides par gravure de silice dopée déposée sur un substrat de silicium. Pour les étapes 6 et 7 : à gauche, la gravure de la couche dopée formant le cœur est partielle (AT, ancienne technologie); à droite, la gravure de la couche est complète (NT, nouvelle technologie).	29
12	Fonctions de base de l'OI permettant de constituer des circuits optiques complexes. De gauche à droite : une jonction Y, un coupleur, et un tricoupleur.	30

- 13 Schéma des différents concepts de recombinaison de 4 faisceaux en optique intégrée. Les codages de la cohérence varient de haut en bas (temporel, matriciel et spatial) pour des combinaisons par paire (colonne de gauche) et tout-en-un (colonne de droite). Les pixels alignés horizontalement indiquent une modulation temporelle avec lecture multiple d'un même pixel. Un alignement vertical des pixels indique une disposition physique similaire sur le détecteur (LeBouquin (2005)). 32
- 14 A gauche : composant recombineur de 2 télescopes en bande K livré à l'ESO pour l'instrument VINCI; A droite : composant recombineur de 3 télescopes en bande H installé sur IOTA (2002-2006) puis PTI (2007). 33
- 15 La caractérisation complète des performances d'un composant en laboratoire est au cœur de son histoire : elle permet de comparer les mesures aux prédictions théoriques afin d'améliorer la conception du recombineur et de valider son comportement pour une intégration dans un instrument imageur. 38
- 16 Montage optique utilisé pour mesurer les pertes par transmission dans les composants d'OI (photo et schéma). 39
- 17 Photo et schéma du montage optique permettant de tester le composant d'optique intégrée à 4 télescopes. L'injection se fait uniquement dans 3 des 4 entrées grâce à un montage de type Mach Zehnder. 40
- 18 Une image typique obtenue sur le détecteur est donnée, les deux lignes correspondant aux deux polarisations linéaires séparées par une calcite. 40
- 19 Vue schématique (en haut) et photo (en bas) du banc de test simulant le VLTI, depuis le simulateur de source astrophysique jusqu'à la détection sur la caméra infrarouge. 42
- 20 Vue schématique du simulateur d'objet (à gauche) et du montage de télescopes (à droite). 43
- 21 En haut : schéma du composant recombineur de 4 télescopes par paire : il possède 4 entrées (à gauche) et, pour chacune des 6 paires interférométriques, 2 sorties en opposition de phase (à droite). En bas : photographie du composant. 45
- 22 Par exemple, sur 100 photons injectés dans la première entrée du composant, on en détecte entre 6 et 24 au niveau des sorties concernées (à gauche). Le tableau est un exemple de mesures de transmission effectuées avec un détecteur monopixel (voir § 1) avec une injection de flux dans la première entrée du composant. Les sorties sont identifiées sous la forme  $p_{ml}^k$  où  $m, l$  indiquent les faisceaux interférant et  $k$ , la sortie du coupleur. La transmission totale du composant est d'environ 70%. 45
- 23 Exemple des coefficients photométriques normalisés lorsque seulement une entrée reçoit du flux. La barre d'erreur pour chaque point est plus petite que la taille du symbole. De ces coefficients, on déduit la répartition de 100 photons à travers les coupleurs et les tricoupleurs en faisant l'hypothèse qu'ils sont parfaits (comme dans l'exemple à droite). 46
- 24 Interférogrammes obtenus en modulant la différence de marche. En haut, l'interférogramme est issu de la combinaison de deux faisceaux injectés en entrée du composant. En bas, l'interférogramme résulte de la présence de flux cohérent parasite. (L'échelle diffère pour les deux figures d'un facteur 10). 48

- 25 Exemple de visibilités instrumentales obtenues pour une succession de 10 mesures. Les barres d'erreurs sont plus petites que les symboles utilisés pour la représentation. Les 2 symboles correspondent aux mesures indépendantes des 2 polarisations linéaires. 48
- 26 En haut : schéma du recombineur à 4 télescopes en optique intégrée, permettant une recombinaison par paire et utilisant des déphaseurs pour produire 4 sorties en quadrature par couple de faisceaux. Au milieu : détails de la fonction de recombinaison. Pour chaque paire interférométrique, ici (1,2), un bras est théoriquement déphasé de  $90^\circ$ , aboutissant à 4 sorties en quadrature. En enregistrant les 4 états de phase (notés ABCD), on peut retrouver toute l'information pour accéder à la visibilité complexe. En bas : photo d'un prototype. Sa longueur est de 80mm et sa largeur de 16mm. 51
- 27 Principe du déphaseur : une variation du chemin optique est induite par une variation d'indice effectif entre les morceaux de guide d'onde, obtenue par un changement de leur largeur. La concaténation des morceaux de guide permet de minimiser le chromatisme et l'utilisation de transitions adiabatiques diminue toute perte de flux. 52
- 28 Images du détecteur : en haut, les 24 sorties sont imagées sans dispersion spectrale et sans séparation des polarisations linéaires; en bas , elles sont dispersées spectralement après une séparation des polarisations. 53
- 29 Exemple de coefficients photométriques normalisés obtenus quand la lumière est injectée dans seulement une entrée. Les erreurs sont de l'ordre de  $10^{-3}$  et ne sont pas représentées. Comme il est attendu, seulement 12 des 24 sorties présentent du flux. A partir de ces coefficients, on déduit les répartitions de flux dans les coupleurs et tricoupleurs (à droite). 54
- 30 Exemples d'évolution de deux coefficients photométriques avec la longueur d'onde, montrant deux cas extrêmes d'une faible et forte chromaticité. Les barres d'erreurs statistiques, dispersions sur plus d'un millier de mesures successives, sont plus petites que les symboles. 55
- 31 A gauche : un interférogramme à haut contraste. A droite : les 4 interférogrammes (tirets, points, points-tirets, et trait plein) correspondent aux 4 sorties déphasées d'un couple interférométrique. Pour cette paire, les déphasages sont de l'ordre de  $80^\circ$ . Ces interférogrammes n'ont pas été calibrés du déséquilibre photométrique. 56
- 32 Exemple d'évolution du contraste instrumental mesuré au niveau d'une sortie en fonction de la longueur d'onde. Les barres d'erreurs statistiques sont les dispersions sur plus d'un millier de mesures successives. 57
- 33 Exemple de déphasages mesurés entre deux sorties théoriquement en quadrature en fonction de la longueur d'onde. 59
- 34 Image du détecteur lorsque l'on injecte un laser dans seulement la troisième entrée du composant : on observe un désalignement par rapport à l'horizontalité. L'axe vertical est celui de la dispersion spectrale. 60
- 35 Contrastes obtenus pour les trois étapes de séparation des polarisations. Les quatre symboles correspondent aux quatre sorties du couple de faisceaux qui interfèrent. 62
- 36 Notations utilisées pour la description de l'algorithme :  $(m,l)$  désignent les entrées alors que  $k$  indique le pixel de sortie considéré pour le couple  $(ml)$ . 63

37	Schéma de la réduction de données optimisée pour le recombineur matriciel.	64
38	En trait épais sont représentées les photométries retrouvées à partir de mesures interférométriques (étape 6 du tableau 15), à gauche, et à partir de mesures de flux (étapes 2 à 5 du tableau 15), à droite.	70
39	Exemple de photométrie reconstituée à partir des interférogrammes (courbe du bas) et d'une mesure de flux effectuée indépendamment 10 minutes avant (courbe du haut).	70
40	A gauche : ajustement d'un interférogramme par la sinusoïde (en pointillés) servant à déterminer $\gamma_0$ . A droite : évolution de la longueur d'onde comme paramètre ajusté point par point.	72
41	Schéma de principe de la recombinaison dans AMBER : après filtrage spatial, les faisceaux sont compressés, puis recombinaison selon une méthode multiaxiale et dispersés spectralement. D'après Tatulli (2004), Millour (2006).	81
42	Image du détecteur de AMBER : les interférogrammes et mesures photométriques sont dispersés spectralement selon la direction verticale.	82
43	A gauche, une densité spectrale d'un fichier de courant d'obscurité obtenu sur AB Aur : les pics de fréquence parasites sont nombreux. A partir de leurs positions, un masque binaire est produit (au milieu). A droite, la densité spectrale corrigée ne présente plus de pics parasites.	87
44	Image du détecteur obtenue lors d'observations à 2 télescopes sur MWC297, avant recalage spectral. Les deux colonnes de gauche sont des colonnes de photométrie alors que la troisième colonne correspond à la voie interférométrique. Dans cet exemple, nous avons choisi un fichier ne présentant pas de franges d'interférence. La raie en émission montre clairement le décalage spectral de quelques pixels en longueur d'onde entre les différentes voies.	88
45	Densité spectrale d'énergie intégrée sur l'ensemble des images d'un fichier d'observation d'AB Aur (en haut), et de son calibrateur (en bas). Les abscisses correspondent aux fréquences spatiales. Le décalage apparent des pics entre les deux sources est dû à un piston atmosphérique différent entre les observations.	89
46	Répartition du rapport signal à bruit dans les 250 images de chaque exposition (de haut en bas) pour AB Aur.	90
47	Image obtenue en bande H avec l'optique adaptative du télescope William Herschel, à La Palma (Vink <i>et al.</i> 2005b). Le masque utilisé pour bloquer la lumière de l'étoile fait 1'' de diamètre. La présence du compagnon est indiquée par la flèche.	92
48	Image bidimensionnelle du détecteur d'AMBER lors des observations de MWC297 à 2 télescopes. La dispersion spectrale a lieu verticalement alors que la dimension horizontale donne l'extension spatiale des faisceaux. De gauche à droite : une colonne donnant le courant d'obscurité, deux colonnes de photométries (flux provenant de chaque télescope individuellement). La dernière colonne comprend des franges d'interférence issues de la combinaison des faisceaux provenant des deux télescopes UT2 et UT3.	95

- 49 Distribution spectrale d'énergie de MWC297. En rouge sont représentés les points de photométries visibles et infrarouges disponibles dans la littérature. En vert et bleu, les spectres ISO (obtenus dans les modes de courtes/grandes longueurs d'onde respectivement) ont été ajoutés ainsi que les mesures submillimétriques et radio en magenta et rouge. 95
- 50 Spectres autour de la raie  $Br_\gamma$  obtenus sur MWC297 par ISAAC (courbe pointillée), et par AMBER (courbe pleine). La courbe tiretée est issue de la convolution du spectre ISAAC avec une fonction gaussienne à la résolution spectrale de AMBER. 96
- 51 A gauche : visibilités de MWC297 en fonction de la longueur d'onde. La chute de visibilité à travers la raie  $Br_\gamma$  est nette et est d'environ 30%. A droite : visibilités obtenues en bandes larges H (sur IOTA, ronds noirs) et K (sur AMBER, losange bleu; et PTI, croix rouges (limites supérieures)). 97
- 52 Schéma du disque d'accrétion dit *standard*, chauffé par l'irradiation directe de l'étoile ainsi que par l'accrétion. Chaque anneau situé à une distance  $r$  et de largeur  $dr$  émet comme un corps noir. 98
- 53 Distribution spectrale d'énergie du meilleur modèle comparée aux observations. La courbe en pointillés représente la contribution de l'étoile au flux total, et la courbe en tirets donne la contribution du disque d'accrétion. La courbe pleine est le flux total calculé par le modèle. 100
- 54 A gauche : ajustement des données interférométriques par le meilleur modèle du disque d'accrétion standard en bande H (en bleu) et K (en rouge) en fonction de la base. A droite : ajustement des données IOTA par le meilleur modèle en fonction de l'angle horaire. 100
- 55 A gauche : visibilités dispersées spectralement à travers la raie  $Br_\gamma$  mesurées par AMBER (points avec barres d'erreurs). La courbe pleine donne les visibilités issues du meilleur modèle. A droite : le spectre ISAAC obtenu autour de la raie  $Br_\gamma$  est en ligne pleine. Le spectre produit par le meilleur modèle est en pointillés. Le modèle reproduit avec succès à la fois les visibilités et le flux dans la raie  $Br_\gamma$ . 103
- 56 Cartes d'intensité obtenues avec notre meilleur modèle pour les émissions  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  et  $Br_\gamma$ . Ces cartes sont orientées de telle sorte à voir le disque en coupe. 105
- 57 Cartes d'intensité vues de face pour l'émission  $Br_\gamma$  due au vent (à gauche) et pour l'émission continue en bande K due au disque (à droite). L'émission  $Br_\gamma$  est plus étendue que l'émission du disque comme le montre la chute de visibilité à travers la raie  $Br_\gamma$ . 105
- 58 Vue schématisée de l'environnement proche de MWC297, comportant un disque d'accrétion géométriquement mince et optiquement épais ainsi qu'un vent stellaire. 106
- 59 Image obtenue en bande H, avec l'optique adaptative du télescope Subaru, après qu'une fonction d'étalement de point de référence ait été soustraite (Fukagawa *et al.* 2004). Le champ de vue est de  $8'' \times 8''$ . La partie centrale masquée a un diamètre de 120 UA (soit  $1,7''$ ). Le Nord est en haut de la figure alors que l'Est se situe à gauche. 121
- 60 Image bidimensionnelle du détecteur d'AMBER lors des observations d'AB Aur. La dispersion spectrale est selon l'axe vertical. De gauche à droite, une colonne de *dark*, deux colonnes de photométries (flux provenant de chaque télescope individuellement).

- L'avant dernière colonne comprend des franges d'interférence issues de la combinaison des faisceaux provenant des deux télescopes UT3 et UT4. 124
- 61 Distribution spectrale d'énergie complète d'AB Aur. Les mesures proviennent de diverses origines, résumées en 2. La ligne pleine est le spectre Spitzer/IRS. La partie inférieure est un agrandissement dans les longueurs optiques et infrarouges. 125
- 62 A gauche : la raie  $Br_\gamma$  émise par AB Aur mesurée par AMBER/VLTI en 2005 avec une résolution spectrale de 1500. A droite : les visibilités carrées mesurées par AMBER/VLTI en fonction de la longueur d'onde à travers la bande K. Aucune variation claire à travers la raie d'émission n'est observée. 126
- 63 Ajustement des visibilités calibrées obtenues en bande K par PTI par deux modèles géométriques simples : un anneau simple (à gauche) et un anneau associé à un halo de matière contribuant à un flux incohérent. 127
- 64 D'après Millan-Gabet *et al.* (2006b) : les visibilités mesurées par IOTA en bande H ne semblent pas extrapolables à 1 pour la fréquence spatiale nulle (courbe tiretée). Ces auteurs interprètent cela comme la possible signature d'un halo résiduel. 127
- 65 Résultats de l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie : en haut, carte de  $\chi^2$  pour les paramètres de rayon interne et de taux d'accrétion. En bas, avec les paramètres du meilleur modèle, les observations photométriques (à gauche) et interférométriques (à droite) ne sont pas reproduites. La courbe pointillée dans la distribution spectrale d'énergie correspond à l'émission d'un corps noir à la température effective de l'étoile. La courbe tiretée est l'émission du disque. 130
- 66 Les visibilités modélisées avec un disque 'standard' et un halo contribuant à 6% du flux total en bande K ne reproduisent pas correctement les observations. 131
- 67 Probabilités des paramètres sur l'ensemble des modèles issues des ajustements des mesures photométriques seules (en bleu), interférométriques seules (en rouge) et de l'ensemble des observables (en noir). 134
- 68 Visibilités (à gauche) et distributions spectrales d'énergie (à droite) obtenues avec les meilleurs modèles ajustant les mesures photométriques seules (en bleu), les mesures interférométriques seules (en rouge) et l'ensemble des observables (en noir). Un agrandissement de la partie optique et infrarouge est ajouté à l'intérieur de la figure de droite. 135
- 69 Images simulées pour le meilleur modèle ajustant les visibilités et la photométrie obtenues en séparant les différentes contributions à l'intensité. De gauche à droite, de haut en bas : carte de l'intensité totale, de l'émission thermique uniquement, de l'émission diffusée, et de l'émission thermique diffusée. 138
- 70 Produits du flux et de la visibilité carrée ( $FV^2$ ) pour la contribution thermique (T; courbe bleue), pour la somme des contributions thermique et diffusée (T+D; courbe rouge), pour la somme des contributions thermique, diffusée et thermique diffusée (T+D+TD; courbe magenta) en fonction de la base. Les valeurs ont été normalisées par la somme des flux individuels à la fréquence spatiale nulle. L'émission thermique diffusée est la contribution dominante. 139

- 71 Visibilités carrées modélisées par Isella et al. (2005) (disque incluant un bord interne gonflé) : les traits pleins donne le modèle obtenu avec la taille de grain maximale; celui-ci ne correspond pas aux mesures effectuées sur IOTA et PTI. En trait tireté, ce modèle peut reproduire les visibilités mais nécessite une température de sublimation trop grande pour être réaliste. 140
- 72 A gauche : la raie  $\text{Br}_\gamma$  émise par AB Aur mesurée par NIRSPEC/KECK en 2002 avec une résolution spectrale de 25000 (Brittain *et al.* 2007). A droite : les visibilités carrées mesurées par AMBER/VLTI en fonction de la longueur d'onde à travers la bande K. Les lignes tiretées délimitent la raie  $\text{Br}_\gamma$ . 142
- 73 Evolution du rayon de corotation en fonction de l'inclinaison du système (ligne pleine). Les courbes tiretées correspondent à l'erreur sur la valeur de  $v \sin(i)$ . La ligne horizontale délimite la zone où  $R_c$  devient inférieur au rayon stellaire. 144
- 74 Vue schématique de l'environnement des FU Ors. Adaptée de Hartmann & Kenyon (1996). 148
- 75 Image de FU Orionis obtenue en optique adaptative dans la bande K (Wang *et al.* 2004). Le compagnon situé à  $0,5''$  est signalé par des tirets blancs. 150
- 76 Composant recombineur de 3 télescopes en bande H installé sur IOTA de 2002 à 2006. 151
- 77 Franges typiques obtenues sur FU Orionis sur une base. 152
- 78 Densités spectrales de puissance typiques pour FU Orionis (à droite) et son calibrateur (HD42807, à gauche) sur une même base. Les parties à basses et hautes fréquences servant à estimer le fond de la densité spectrale sont spécifiées BF et HF respectivement sur la figure de gauche. 154
- 79 Plan  $uv$  résultant des observations de FU Orionis. Les fréquences spatiales ne sont pas échantillonnées de manière uniforme à cause de la géométrie de l'interféromètre. 155
- 80 A gauche : sur l'image obtenue en optique adaptative (Wang *et al.* 2004) est ajouté le champ de vue de l'interféromètre IOTA. Chaque télescope voit un champ de vue de 0,9 secondes d'angle centré sur FU Orionis. Les observations interférométriques ne permettent d'observer qu'à certaines fréquences spatiales avec une résolution allant de  $\sim 36$  à  $\sim 9$  millisecondes d'angle, de manière non uniforme dans le champ de vue *interférométrique*. A droite, la fonction d'étalement de point (FEP) des observations sur FU Orionis. 156
- 81 Visibilités carrées calibrées (non moyennées) obtenues sur FU Orionis en décembre 2002 et février 2003 en fonction de la base (à gauche) et de l'angle horaire (à droite). 157
- 82 Visibilités carrées calibrées moyennées par base d'observation. Ces valeurs sont proches de 1 avec une incertitude introduite par le mauvais comportement du détecteur à faible flux. 157
- 83 Mesures moyennes de clôtures de phase obtenues sur FU Orionis avec l'interféromètre IOTA entre décembre 2002 avec la configuration de télescopes (A35B15C15; cercles) et février 2003 avec le triplet (A35B05C10; triangles). 157
- 84 Valeurs de  $\chi_r^2$  minimum et des probabilités correspondantes ( $P_{\chi^2}$ ) par rapport aux clôtures de phase prédites par le meilleur modèle de Malbet *et al.* (2005). 159

- 
- 85 Les clôtures de phase mesurées sur IOTA, en ronds noirs, sont comparées aux prédictions du meilleur modèle pour le compagnon proche de Malbet *et al.* (2005) (carrés rouges). De gauche à droite : pour les données de décembre 2002, de février 2003 ou de l'ensemble. 159
- 86 Valeurs de  $\chi_r^2$  minimum et des probabilités correspondantes ( $P_{\chi^2}$ ) par rapport à la clôture de phase nulle prédite pour un point source (ou un disque non résolu). 160
- 87 Résultats de l'ajustement des clôtures de phase mesurées par IOTA (ronds noirs) par un modèle de binaire (carrés rouges), pour les données de décembre 2002 uniquement (à gauche), de février 2003 uniquement (au milieu) et pour l'ensemble combiné (à droite). 161
- 88 Cartes de  $\chi_r^2$  (en haut) et de probabilités correspondantes (en bas) pour les meilleurs modèles, aux rapports de flux estimés par les ajustements des données de clôtures de phase. Les zones claires correspondent aux valeurs de  $\chi_r^2$  et de  $P_{\chi^2}$  les plus faibles. Les solutions sont nombreuses pour chacun des modèles. 162
- 89 Cartes de  $\chi_r^2$  pour trois modèles de binaire ajustant les données combinées de décembre 2002 et février 2003 pour des rapports de flux de 10, 30, et 80. 162
- 90 Simulations de mesures de clôtures de phase IOTA (croix) à partir du modèle de binaire produisant le signal de clôture de phase représenté par des hexagones. Les mesures sont données en fonction de la base maximale du triangle. 163
- 91 Représentation polaire de la dispersion des 100 valeurs de la séparation  $\rho$  et de l'angle de position  $\theta$  obtenues par minimisation d'un  $\chi_r^2$  pour des rapports de flux entre composantes de 15 (cercles noirs), 25 (triangles magentas) et 45 (croix rouges). Le modèle initial est représenté par la ligne bleue. 164
- 92 Pourcentage des simulations convergeant à  $\pm 2\sigma$  des prédictions de Malbet *et al.* (2005) pour différents rapports de flux. 164

## Liste des tableaux

1	Besoins de l'interférométrie et fonctions OI permettant d'y répondre	34
2	Procédure de calibration du composant d'OI, incluant des mesures photométriques et interférométriques. Obt = obturateur; O = ouvert; X = fermé; $P_i$ = photométrie du faisceau $i$ ; I = interférométrie.	41
3	Eléments du banc pour la caractérisation du composant 4-télescope avec codage matriciel.	43
4	Procédure de calibration du composant d'OI, incluant des mesures photométriques et interférométriques.	44
5	Exemple de coefficients photométriques obtenus lors d'une injection de flux correspondant à la figure 23. L'erreur statistique sur chaque mesure est de 0,001. Les sorties sont identifiées sous la forme $s_{ml}^k$ où $m, l$ indiquent les faisceaux interférant et $k$ , la sortie du coupleur.	46
6	Estimation de la répartition du flux à l'intérieur des 4 tricoupleurs du composant. L'erreur sur les mesures est de 0.01. Les tricoupleurs sont numérotés de 1 à 4 en suivant l'ordre des entrées du composant. Les coupleurs sont désignés par les couples de faisceaux $m, l$ qu'ils recombinent ( $ml$ ).	47
7	Exemples de contrastes obtenus lors d'une injection de flux dans trois entrées sur les sorties concernées. Des mesures sur les deux polarisations sont notées. Les erreurs statistiques correspondent à la dispersion sur 1/2 heure. Les sorties sont identifiées sous la forme $s_{ml}^k$ où $m, l$ indiquent les faisceaux interférant et $k$ , la sortie du coupleur.	48
8	Résumé des performances du composant recombineur de 4 télescope.	49
9	Exemple de coefficients photométriques mesurés lors de l'injection de flux correspondant à la figure 29. L'erreur statistique est de l'ordre de 0,001. Les sorties sont identifiées sous la forme $s_{ml}^k$ où $m, l$ indiquent les faisceaux interférant et $k$ , la sortie du coupleur.	54
10	Exemples de contrastes instrumentaux mesurés en large bande. Les erreurs statistiques correspondant aux dispersions sur 15 interférogrammes successifs sont très faibles et valent entre 0,002 et 0,01 selon les sorties. Les sorties sont identifiées sous la forme $s_{ml}^k$ où $m, l$ indiquent les faisceaux interférant et $k$ , la sortie du coupleur.	56
11	Exemples de déphasages mesurés entre les sorties théoriquement en quadrature pour deux composants. Les erreurs statistiques correspondent à la dispersion sur 10 mesures successives. Les déphaseurs sont désignés par les couples de faisceaux $m, l$ qu'ils affectent (notés $ml$ ).	57
12	Mesures de clôtures de phase pour le triangle de télescopes 123 pour les 4 sorties déphasées, sur la 2ème puce testée. Les erreurs statistiques correspondent aux	

dispersions sur 50 interférogrammes successifs. Les clôtures de phase sont calculées pour le triangle 123 sur les 4 sorties déphasées qui sont notées $k$ , indiquant la sortie.	59
13 Exemple de visibilités obtenues pour différents types de séparation des polarisations : avant la recombinaison (entrée), après la recombinaison (sortie) ou sans aucune séparation. Ces valeurs sont données pour les 4 sorties $a, b, c, d$ déphasées issues d'une recombinaison.	62
14 Déphasages obtenus pour différents types de séparation des polarisations. L'erreur statistique provient de la dispersion sur 1/2 journée de mesures.	62
15 Procédure de calibration du composant d'OI, incluant des mesures photométriques et interférométriques.	66
16 Mesures à connaître pour calculer $c_{ml}^k$ et $d_{ml}^k$	67
17 Pour le couple de faisceaux (3,4), déphasages entre mesures $\mu_{ml}^k$ et $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$ pour les exemples 1 et 2.	71
18 Pour les 4 pixels de sortie du couple de faisceaux (3,4), à une longueur d'onde fixée, comparaison des contrastes instrumentaux obtenus avec l'estimateur de type matriciel et avec un estimateur basé sur l'amplitude des interférogrammes modulés temporellement. Les erreurs correspondent à la dispersion des mesures sur trois interférogrammes dispersés successifs.	71
19 Impacts des caractéristiques instrumentales sur les performances de l'instrument	73
20 Résumé des résultats de caractérisation du recombineur 4TABCD (exemples de mesures).	73
21 Séquence de fichiers de calibrations avec une source interne, pour des observations à trois télescopes.	85
22 Propriétés principales de MWC297	92
23 Résumés des observations	94
24 Paramètres obtenus avec le meilleur ajustement (simultané) de la distribution spectrale d'énergie et des visibilités.	100
25 Paramètres obtenus avec le meilleur ajustement des raies $Br_\gamma, H_\alpha, H_\beta$ et des visibilités dispersées spectralement.	104
26 Propriétés principales d'AB Aur (van den Ancker <i>et al.</i> (1998); van den Ancker <i>et al.</i> (2000); Boehm <i>et al.</i> (1996))	121
27 Provenance des mesures photométriques utilisées pour reconstituer la densité spectrale d'énergie. De gauche à droite : Cubrit <i>et al.</i> (2003); Høg <i>et al.</i> (2000); Monnet <i>et al.</i> (2003); Skrutskie <i>et al.</i> (1996); Malfait <i>et al.</i> (1998); Eisner <i>et al.</i> (2004); Ducati (2002); Tannirkulam <i>et al.</i> (2006); Pezzuto <i>et al.</i> (1997); Furlan <i>et al.</i> (2006)	123
28 Résumé des observations AMBER obtenues sur AB Aur	124
29 Paramètres issus du meilleur ajustement de la distribution spectrale d'énergie avec le modèle 'standard' : valeurs du $\chi^2$ réduit, du rayon interne du disque d'accrétion, et du taux d'accrétion.	129

- 30 Paramètres et  $\chi^2$  réduits obtenus avec le meilleur ajustement des mesures photométriques (de la distribution spectrale d'énergie; DSE) ou/et des visibilités carrées  $V^2$  en bande K avec le modèle MCFOST. Les inclinaisons des disques de chaque modèle sont contenues dans un intervalle. 136
- 31 Caractéristiques des ajustements des mesures photométriques d'une part (sans le spectre Spitzer/IRS), interférométriques d'autre part, et, enfin, de l'ensemble, au niveau de la distribution spectrale d'énergie et des visibilités à  $2,2\mu\text{m}$  reproduites par les meilleurs modèles. Les paramètres correspondant au rayon du bord interne du disque ( $R_{in}$ ) et à l'inclinaison ( $i$ ) sont ajoutés.  $F_{2\mu\text{m}}$  représente le flux infrarouge proche et  $F_{10\mu\text{m}}$ , le flux infrarouge moyen. 137
- 32 Valeurs des échelles spatiales caractéristiques en UA. 144
- 33 Dates des observations, configurations des télescopes, et calibrateurs utilisés. 155
- 34 Informations relatives à FU Orionis et ses calibrateurs. 155
- 35 Clôtures de phase moyennées en fonction de l'angle horaire des observations, en décembre 2002 avec la configuration de télescopes A35B15C15, et en février 2003 avec la configuration A35B05C10. 156
- 36 Paramètres issus du meilleur ajustement d'un modèle combinant un disque d'accrétion standard et un point non résolu (Malbet *et al.* (2005)). Le point source est distant de  $\rho$ , orienté selon un angle de position  $\theta$  et présente des différences de magnitudes  $\Delta H$  et  $\Delta K$  avec l'étoile centrale. 158
- 37 Résultats des ajustements d'un modèle de binaire aux données de décembre 2002, février 2003 uniquement, et quand l'ensemble est combiné. Les valeurs du  $\chi_r^2$ , de sa probabilité ainsi que les paramètres du meilleur modèle de binaire sont donnés : la séparation  $\rho$  en millisecondes d'angle (msa); l'angle de position  $\theta$  et le rapport de flux  $r$ . 161



# Partie I

## Les étoiles jeunes et la haute résolution angulaire

1	Les environnements proches des étoiles jeunes	3
2	Introduction à l'interférométrie	9



# 1

---

## Les environnements proches des étoiles jeunes

### Plan du chapitre

1. Naissance d'un système planétaire .....	4
§ 1. <i>Scénario de formation des étoiles T Tauri</i> .....	4
§ 2. <i>Les étoiles de Herbig AeBe</i> .....	4
2. Les environnements proches des étoiles de Herbig .....	5
3. Nouveaux diagnostics à haute résolution angulaire .....	7

## 1. Naissance d'un système planétaire

Les étoiles se forment lors de l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz et de poussières qui se fragmente en plusieurs cœurs protostellaires. Enfoui dans un environnement complexe et opaque, chaque cœur va poursuivre sa contraction jusqu'à l'allumage des réactions thermonucléaires de l'hydrogène qui marque la naissance de l'étoile. L'environnement évolue aussi, révélant peu à peu la protoétoile en son centre et laissant place à un résidu d'enveloppe en effondrement, un disque circumstellaire et des jets de matière bipolaires. Au sein du disque, à partir de quelques millions d'années, la formation planétaire peut ensuite prendre place.

### § 1. Scénario de formation des étoiles T Tauri

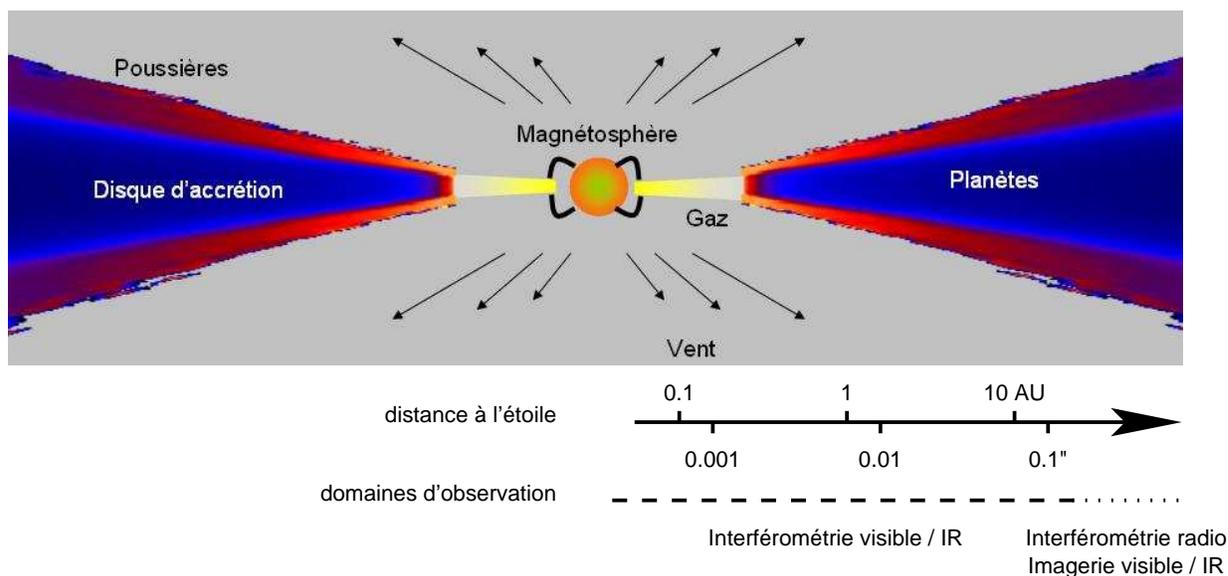
Les étoiles T Tauri, étoiles jeunes de masse solaire, ont été découvertes par Joy (1945) qui a observé puis identifié une série d'objets du Taureau de caractéristiques semblables. Ces étoiles sont associées à des nébuleuses en absorption ou réflexion, ont une faible luminosité, un type spectral d'étoiles entre K et M dont le spectre présente de fortes raies d'émission et dont les mesures photométriques sont très variables. Adams *et al.* (1987) suggéra une séquence d'évolution d'une étoile naissante depuis sa phase protostellaire jusqu'à la séquence principale, à partir de la classification de Lada (1986). Ce scénario de formation résume l'évolution de la protoétoile à travers quatre types de classes (de la classe 0 à la classe III), distinctes par les éléments structurels de son environnement (enveloppe, disque, jet) et par conséquent par la distribution spectrale d'énergie observée. Les étoiles T Tauri intensivement étudiées, dites 'classiques', sont des étoiles de la classe II. Agée d'environ 1 million d'années, l'étoile est dans sa phase pré-séquence principale. Elle est entourée d'un disque circumstellaire qui produit un excès d'émission, dans le domaine infrarouge, par rapport à l'émission photosphérique. Ce disque est le lieu d'accrétion de matière vers l'étoile, le long des colonnes d'accrétion magnétosphériques, produisant un excès dans l'ultraviolet. Des jets bipolaires sont par ailleurs associés au système.

Alors que ce scénario est validé par des modèles théoriques et de nombreuses études observationnelles sur les étoiles T Tauri, **on ne sait pas encore précisément jusqu'à quel régime de masse ce paradigme reste valable**. Les étoiles de Herbig sont les contreparties massives des étoiles T Tauri, avec des masses entre 2 et  $10M_{\odot}$ . Leurs temps caractéristiques d'évolution sont beaucoup plus courts, ce qui affecte à la fois les propriétés structurelles et les phénomènes physiques en jeu dans leurs environnements en comparaison des étoiles jeunes de masse solaire.

### § 2. Les étoiles de Herbig AeBe

La première classification de ces étoiles jeunes de masse intermédiaire a été effectuée par Herbig (1960). L'ensemble d'étoiles résultant est un groupe hétérogène, constitué d'étoiles dont le type spectral est compris entre B et F0. Ces étoiles sont associées à une nébulosité, et présentent un excès d'émission dans le domaine infrarouge (Hillenbrand *et al.* 1992) ainsi qu'un spectre très riche de raies en émission (Finkenzeller & Mundt (1984); Praderie *et al.* (1986)). Ces étoiles apparaissent dans le diagramme HR au dessus de la séquence principale.

La constitution de l'environnement de ces étoiles est encore vivement débattue. L'excès infrarouge a été modélisé par un disque d'accrétion, dont la présence dans certaines Herbig a été



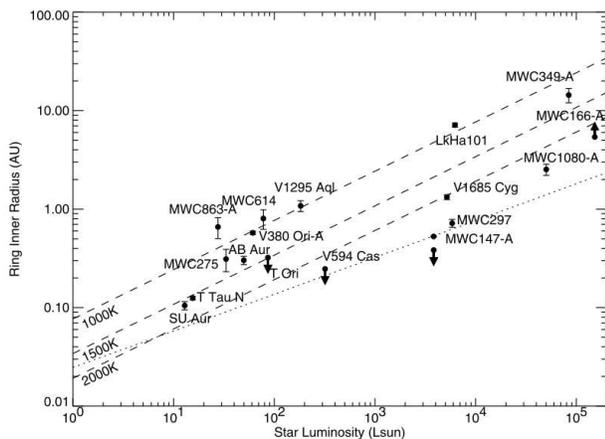
**FIG. 1.** Schéma de l'environnement proche d'une étoile jeune. Seule l'interférométrie optique peut sonder les unités astronomiques les plus internes (Malbet 2007).

confirmée par des observations dans les longueurs d'onde millimétriques (Mannings & Sargent 1997). Par ailleurs, ces étoiles présentent des spectres caractérisés par la présence d'une centaine de raies d'émission dont l'origine se situe dans des régions proches de l'étoile. Elles peuvent avoir une origine chromosphérique, être émises dans des vents (Catala *et al.* 1984), ou bien dans des colonnes d'accrétion. Ceci dit, la présence de champs magnétiques n'ayant pas été prouvée dans la majorité des étoiles de Herbig (Alecian *et al.* 2007), la nature de cette accrétion, si elle a lieu, reste inconnue.

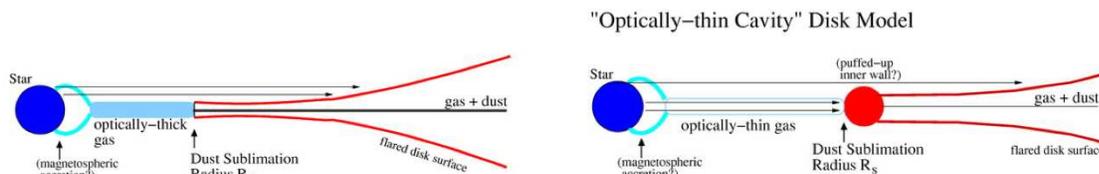
Afin de connaître la structure de l'environnement dans lequel les planètes se forment et comprendre les interactions entre les phénomènes en jeu, il est nécessaire de sonder les zones les plus internes du disque, à quelques unités astronomiques (UA). La seule technique capable de sonder ces échelles spatiales est l'interférométrie optique. Un interféromètre constitué de deux télescopes situés à une distance typique de 80 mètres va sonder de la matière à une température de  $\sim 1500\text{K}$  avec une résolution angulaire de 3 à 5 millisecondes d'angle, soit 0,5-0,7 unités astronomiques à la distance du Taureau, dans les bandes H et K de l'infrarouge proche (voir Figure 1).

## 2. Les environnements proches des étoiles de Herbig

L'étude de Millan-Gabet *et al.* (2001), obtenue avec l'interféromètre IOTA, a permis de résoudre un grand nombre d'étoiles de Herbig et de déterminer des tailles caractéristiques d'émission dans l'infrarouge proche. Les tailles mesurées étaient beaucoup plus grandes que celles prévues par les modèles standards de disque d'accrétion (optiquement épais, géométriquement mince; (Lynden-Bell & Pringle 1974); Figure 3, à gauche) alors utilisés pour décrire l'émission des poussières. Monnier & Millan-Gabet (2002) ont alors suggéré que les tailles caractéristiques d'émission dans l'infrarouge proche sont gouvernées par la sublimation de la poussière chauffée



**FIG. 2.** Les rayons caractéristiques d'émission d'étoiles de Herbig Ae et Be en fonction de leur luminosité (Monnier & Millan-Gabet 2002).



**FIG. 3.** Schémas du disque d'accrétion 'standard' (à gauche), et du disque passif à bord interne gonflé (à droite). De Millan-Gabet *et al.* (2007).

directement par l'étoile. La figure 2 donne les tailles caractéristiques estimées en fonction de la luminosité de l'étoile (Monnier & Millan-Gabet 2002). Dans le cas des Herbig Ae (HAe) et des Herbig Be (HBe) tardives, elles concordent avec les rayons où les poussières se subliment. Par contre, les objets les plus lumineux (les HBe précoces) ont des tailles caractéristiques d'émission compatibles avec le modèle 'standard' de disque d'accrétion dont le bord interne est plus proche de l'étoile, suggérant la présence de gaz à l'intérieur de la cavité du disque de poussière pour écranter l'irradiation stellaire.

Parallèlement à ces observations, Natta *et al.* (2001) ont formulé l'hypothèse selon laquelle les régions internes des disques circumstellaires sont optiquement fines. Cela se traduit par une irradiation directe et un gonflement du bord interne du disque de poussière (en anglais, *puffed-up inner rim*; voir Figure 3, à droite). Grâce à sa grande surface collectrice, le bord interne est capable de produire l'émission dans l'infrarouge proche nécessaire pour reproduire la distribution spectrale d'énergie de certaines étoiles de Herbig. Le premier modèle analytique d'un bord interne vertical a été proposé par Dullemond *et al.* (2001) puis a été étendu au cas d'un bord interne incurvé, pour tenir compte de la dépendance de la température de sublimation avec la densité (Isella & Natta 2005). Ce modèle qui reproduit les observations interférométriques de la majorité des HAe, échoue dans le cas des HBe, et de certaines HAe, comme AB Aur. Par ailleurs, des modèles alternatifs, comme ceux proposés par Vinković *et al.* (2006) réussissent à reproduire les observations en utilisant un halo compact de poussières dans les zones internes. L'origine de l'émission infrarouge proche est encore ambiguë.

Les études interférométriques ont donc mis en lumière des différences structurelles entre les étoiles de Herbig Ae et Be, confirmées par les différences spectroscopiques entre ces deux groupes (Vink *et al.* (2005a); Garcia Lopez *et al.* (2006)). On peut donc raisonnablement penser

que les phénomènes physiques en jeu dans les environnements proches des HAe soient différents des HBe.

De nouveaux diagnostics observationnels à haute résolution angulaire sont nécessaires pour contraindre d'avantage les modèles mais aussi pour tenir compte de composantes additionnelles, comme l'influence du gaz.

### 3. Nouveaux diagnostics à haute résolution angulaire

Le but de ma thèse est de développer et d'appliquer de nouveaux diagnostics observationnels pour l'étude des environnements proches des étoiles de Herbig à partir des techniques interférométriques.

**L'imagerie à haute résolution angulaire :** la plupart des études interférométriques sont dépendantes des modèles utilisés, et seule l'imagerie à très haute résolution angulaire peut permettre l'étude non-ambigue de ces systèmes jeunes. Pour pouvoir reconstruire une image à très haute résolution angulaire indépendante des modèles, une recombinaison interférométrique d'un grand nombre de faisceaux simultanément est nécessaire. Dans la partie instrumentale de ma thèse, j'ai étudié le recombineur à 4 télescopes au cœur de l'instrument imageur de seconde génération du VLTI, *VSI* (VLTI Spectro Imager). Le chapitre 3 introduit le formalisme de l'optique intégrée et le chapitre 4 présente les résultats de la caractérisation effectuée.

La seconde partie de ma thèse consiste à étudier observationnellement les environnements proches des étoiles de Herbig AeBe.

**La spectro-interférométrie :** puisque les raies d'émission sont émises par du gaz chaud dans les régions internes de l'étoile, elles permettent de tracer différents phénomènes physiques. Des mesures spectro-interférométriques dans l'infrarouge proche autour de ces raies permettent d'avoir accès à la géométrie de l'émission responsable de la raie et des poussières. Ces observations permettent par conséquent d'étudier les conditions physiques et cinématiques des composantes gazeuses dans lesquels des raies sont formées (disque de gaz en rotation, accrétion magnétosphérique, jets). Puisque les environnements des HAe semblent être distincts de ceux des HBe, on s'attend à ce que les mécanismes de formation des raies diffèrent. Les chapitres 6 et 7 présentent les études spectro-interférométriques de deux étoiles de Herbig, une HBe MWC297, et une HAe AB Aur, respectivement.

**Les clôtures de phase :** Ce sont des quantités de phase obtenues lors d'observations interférométriques à trois (ou plus) télescopes, malgré la turbulence atmosphérique. Elles donnent accès au *degré d'asymétrie* de la zone émissive et permettent donc de contraindre sa géométrie. Nous utiliserons de telles mesures dans le dernier chapitre pour étudier la multiplicité de FU Orionis.



# 2

## Introduction à l'interférométrie

### Plan du chapitre

1. L'interférométrie .....	10
§ 1. Pourquoi l'interférométrie? .....	10
§ 2. L'instrument .....	10
2. La cohérence .....	10
3. Le théorème de Zernike-van Cittert .....	11
4. Les observables .....	12
5. Instrumentation et interférométrie .....	14
§ 3. Les types de recombinaison .....	14
§ 3.1. La recombinaison multi-axiale .....	14
§ 3.2. La recombinaison co-axiale .....	14
§ 4. Le filtrage modal .....	15
§ 5. Vers l'imagerie? .....	15
6. Les interféromètres VLTI et IOTA .....	15
§ 6. VLTI .....	15
§ 7. IOTA .....	16

Dans ce chapitre, je rappelle brièvement le principe de l'interférométrie. Des informations additionnelles peuvent être trouvées dans les cours de l'école Michelson de 1999 (Lawson 2000).

## 1. L'interférométrie

### § 1. Pourquoi l'interférométrie?

La résolution maximale d'un télescope unique de diamètre  $D$  est proportionnelle à  $\lambda/D$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation. La résolution est en réalité limitée par la turbulence atmosphérique et même si l'optique adaptative permet de compenser partiellement les dégradations du signal lumineux, la résolution obtenue reste souvent insuffisante pour nombre de problématiques astrophysiques. Par exemple, l'observation des régions les plus internes des environnements des étoiles jeunes, à l'échelle de l'unité astronomique (aux distances typiques des régions de formation stellaire, il s'agit de quelques millisecondes d'angle) n'est pas possible ainsi. Seule l'interférométrie visible et infrarouge (*ie* optique) permet de révéler la structure de ces régions. En effet, un interféromètre, constitué de plusieurs ouvertures séparées d'une quantité  $B$  (appelée base) pourra atteindre une résolution maximale de l'ordre de  $\lambda/B$ , résolution théorique d'un télescope unique de diamètre  $B$ . Aujourd'hui, les plus longues bases permettent des observations atteignant une résolution de 1 milliseconde d'angle dans le visible (sur la base de 80m de l'interféromètre SUSI) et dans l'infrarouge proche (sur la base de 200m avec l'instrument AMBER au VLTI). Le gain en résolution est donc considérable par rapport à l'imagerie directe.

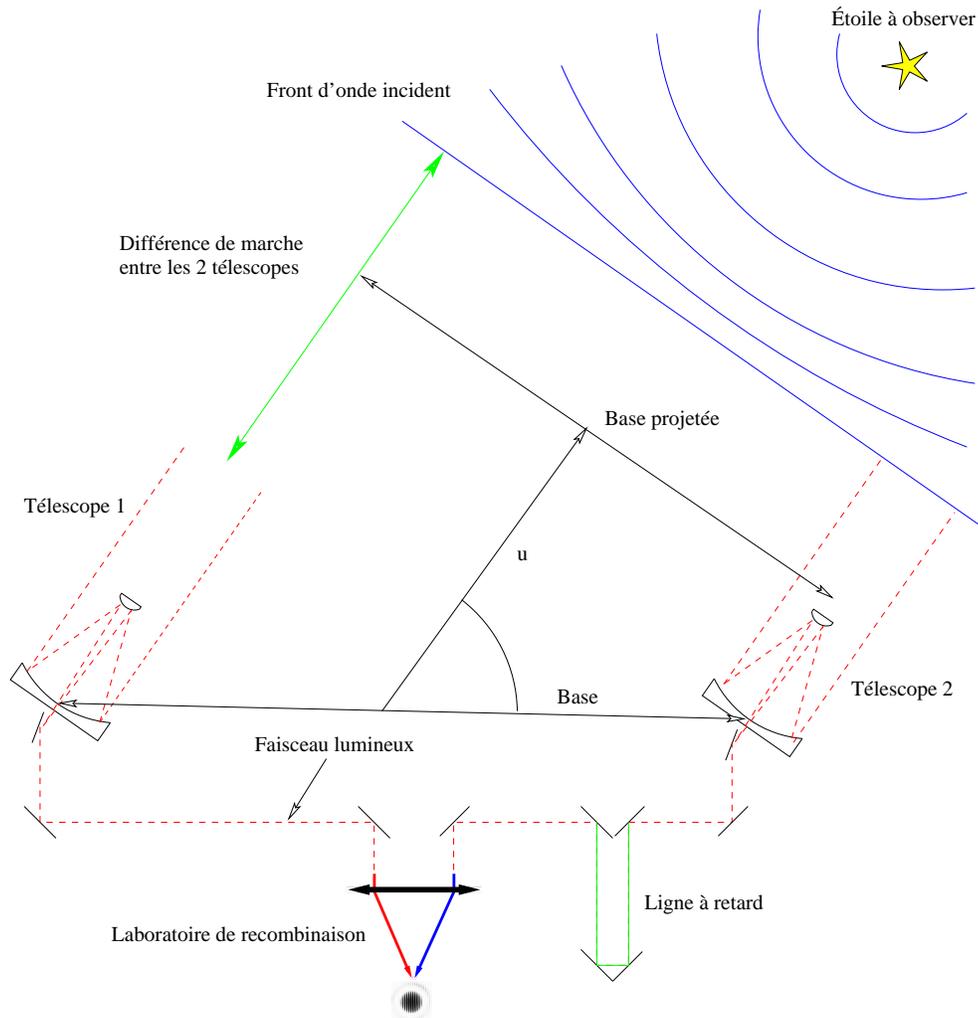
### § 2. L'instrument

La figure 4 donne le schéma de principe d'un interféromètre stellaire à deux télescopes. La source observée a une distribution d'intensité  $S$ . Puisqu'elle est située à une distance lointaine, le front d'onde arrivant sur les télescopes est plan et va être échantillonné par les télescopes, séparés d'une distance appelée *base*. Les faisceaux vont ensuite être recombinaés dans un instrument spécifique et si la différence de chemins optiques parcourus par les deux faisceaux est suffisamment petite (*ie* inférieure à la longueur de cohérence), ils vont créer un système d'interférences. Cette quasi-égalité des chemins optiques va être assurée par la ligne à retard qui va compenser la différence de trajets effectués. Un interféromètre ne fournit donc pas d'images à l'observateur mais celui-ci va avoir accès à des franges d'interférences.

## 2. La cohérence

La cohérence mesure la capacité des ondes lumineuses à interférer. On parle de cohérence temporelle et de cohérence spatiale lorsqu'il s'agit de valeurs d'une même onde à des instants et endroits différents, respectivement.

- **La cohérence temporelle.** La cohérence temporelle d'une onde est liée à la largeur de bande spectrale de la source observée. On définit la longueur de cohérence comme la longueur sur laquelle les trains d'onde sont cohérents et peuvent interférer. Elle s'écrit :



**FIG. 4.** Principe d'un interféromètre stellaire à deux télescopes. Le front d'onde plan est recueilli par deux ouvertures. Les faisceaux sont ensuite recombinaison et forment un signal interférométrique grâce à la ligne à retard qui compense la différence de marche entre les faisceaux (Millour 2006).

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (0.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde centrale du spectre et  $\Delta\lambda$  la largeur de bande.

- **La cohérence spatiale.** C'est la capacité de chacun des points du front d'onde à interférer avec n'importe quel autre point. Plus la source est étendue, plus il y aura addition d'ondes incohérentes émises par chaque point source, ce qui va avoir pour effet de brouiller les franges.

**Un interféromètre mesure la cohérence spatio-temporelle du champ électromagnétique.**

### 3. Le théorème de Zernike-van Cittert

Le théorème de Zernike-van Cittert (Born & Wolf 1964) relie le degré complexe de cohérence  $\gamma$ , qui est la quantité mesurée par un interféromètre, à la distribution angulaire d'intensité de la source observée,  $S(\vec{\alpha})$ . avec  $\vec{\alpha}$  la position angulaire de la source par une transformée de Fourier :

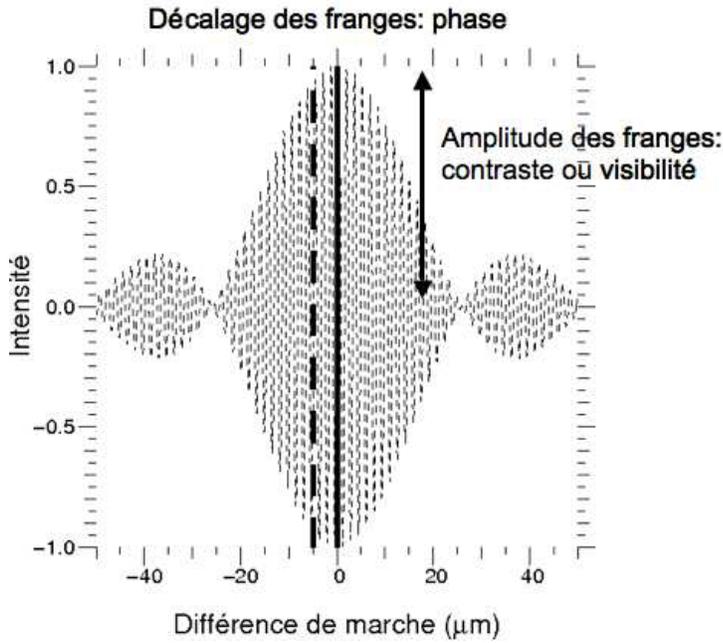


FIG. 5. Interférogramme simulé : il s'agit de la recombinaison de deux faisceaux en bande large. L'amplitude du système de franges donne accès au *contraste* ou *visibilité*, alors que son décalage par rapport au zéro de différence de marche donne accès à la *phase*.

$$\gamma(\vec{u}) = \int \int S(\vec{\alpha}) e^{-2i\pi\vec{\alpha}\cdot\vec{u}} d\vec{\theta} = |\gamma| e^{i\phi} \quad (0.2)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation,  $\vec{u} = \frac{\vec{\rho}}{\lambda}$  est la fréquence spatiale, grandeur réciproque de la position angulaire sur le ciel. Les interféromètres mesurent la norme et la phase du degré complexe de cohérence.

Lorsque les faisceaux provenant des deux télescopes, d'intensités notées  $I_1$  et  $I_2$  respectivement, interfèrent, l'intensité totale s'écrit :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} V_{inst} |\gamma| \cos(\phi_{obj} + \phi_{mod} + \phi_{atm}) \quad (0.3)$$

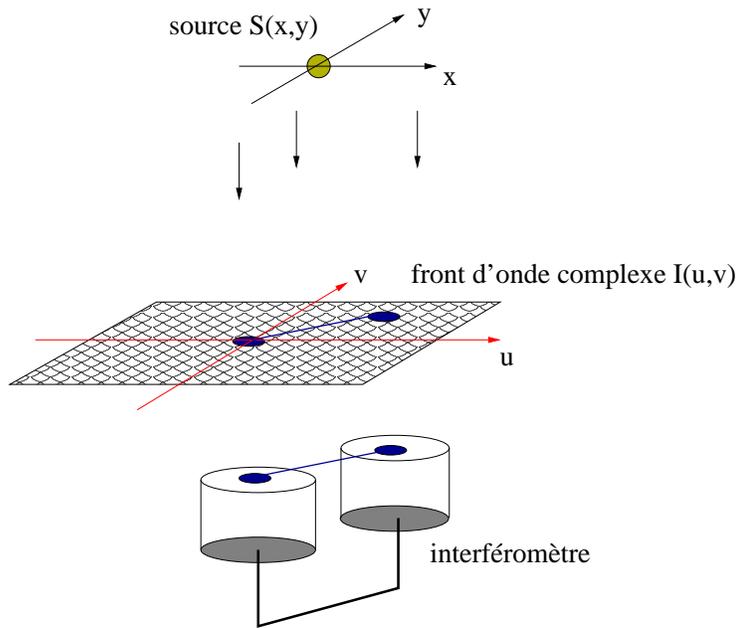
où  $\phi_{obj}$  est la phase de l'objet observé;  $\phi_{mod}$ , la phase due à la modulation des franges;  $\phi_{atm}$ , la phase aléatoire due aux perturbations de l'atmosphère. Notons  $\Phi$  la somme de ces trois termes.  $V_{inst}$  est le contraste dit instrumental qui est la réponse impulsionnelle de l'interféromètre.

Les axes du plan de Fourier dans lequel sont représentées les fréquences spatiales  $\vec{u}$ , sont habituellement notés  $u$  et  $v$ . Ainsi les coordonnées  $(u, v)$  sont une projection sur le ciel de la ligne de base (voir Figure 6).

## 4. Les observables

La figure 5 donne un exemple d'un interférogramme. A partir de telles mesures, il s'agit de retrouver les informations sur l'objet observé.

- **Les visibilités.** L'amplitude des franges d'interférence, que l'on appelle contraste ou visibilité donne accès à la norme  $|\gamma|$ . La position du paquet de franges par rapport à la différence de marche nulle correspond à la phase  $\Phi$  (voir Figure 5), et donc en théorie, permet d'obtenir la phase de  $\gamma$ . Pour un point source, le contraste des franges est de 1 et il diminue à mesure que la taille de la source augmente (perte de cohérence spatiale). Les visibilités donnent donc accès à des échelles caractéristiques d'émission.



**FIG. 6.** La distribution spatiale de l'objet  $S(\vec{\alpha})$  (ou  $S(x,y)$ ) est observée selon la fréquence spatiale  $\vec{u}=(u,v)$  dans le plan de Fourier, fréquence spatiale reliée à l'écartement des télescopes entre eux.

Ainsi, chaque mesure d'une visibilité et d'une phase obtenues avec une observation interférométrique sur une base  $B$  permet de mesurer la distribution de brillance de l'objet à la fréquence spatiale  $\vec{u}$ .

• **Les clôtures de phase.** L'atmosphère, constituée de cellules d'air de températures différentes se déplaçant de manière aléatoire, induit des variations d'indice optique, et par conséquent, de phase, aléatoires non calibrables. A l'échelle de la pupille d'un télescope, ces fluctuations créent des variations moyennes de phase aléatoires. Celles-ci sont différentes pour chaque télescope. Il n'est donc plus possible de récupérer l'information de phase de l'objet, qui quantifie la symétrie de sa distribution de brillance. Ceci dit, à partir de trois télescopes, il est possible d'avoir accès à une partie de l'information de phase. Cette méthode trouve son origine en radio astronomie (Jennison (1958)). Elle repose sur la somme des trois termes de phase correspondant aux trois télescopes. Chacun de ces termes est la somme de la phase de la source astrophysique, des phases dues à l'instrument et enfin de la phase induite par l'atmosphère. Notons  $\psi_{ij}$  la somme de la phase intrinsèque de l'objet et des phases instrumentales selon la base  $ij$  et  $\phi_i$  la contribution atmosphérique au niveau du télescope  $i$ . On peut alors écrire, en considérant un interféromètre à trois télescopes  $123$ , pour chaque couple de faisceaux :

$$\Phi_{12} = \psi_{12} + (\phi_2 - \phi_1) \quad (0.4)$$

$$\Phi_{23} = \psi_{23} + (\phi_3 - \phi_2)$$

$$\Phi_{31} = \psi_{31} + (\phi_1 - \phi_3)$$

$$(0.5)$$

La clôture de phase  $CP_{123}$  est obtenue en sommant ces trois termes, selon :

$$\begin{aligned} CP_{123} &= \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{31} \\ &= \psi_{12} + \psi_{23} + \psi_{31} \end{aligned} \quad (0.6)$$

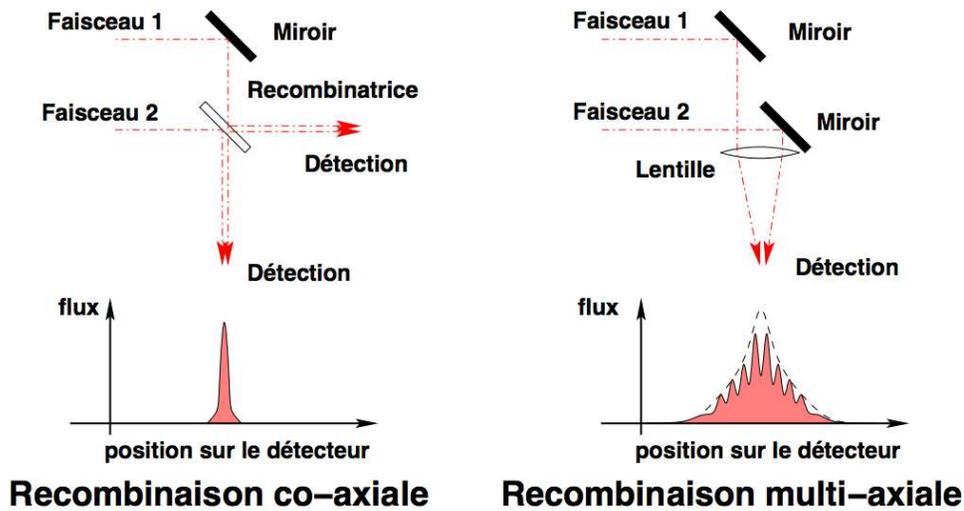


FIG. 7. Représentation des modes de recombinaison co-axiale et multi-axiale. A gauche : les faisceaux sont superposés à l'aide d'une recombinaison et les franges sont codées spatialement ou matriciellement; A droite : les faisceaux sont superposés directement sur le détecteur et le codage des franges se fait spatialement. Schéma tiré de (Haguenauer 2001).

De cette manière, les termes aléatoires dus à l'atmosphère s'éliminent deux à deux, et il est possible d'obtenir une quantité liée à la phase intrinsèque de l'objet observé.

La clôture de phase, définie à  $\pi$  près, renseigne sur le caractère asymétrique de l'émission : si elle est nulle (modulo  $\pi$ ), l'objet observé est centro-symétrique. La clôture de phase compare en quelque sorte le flux à géométrie asymétrique à l'émission centro-symétrique.

En conclusion, un interféromètre à trois télescopes, donne accès à la géométrie et à la structure des objets observés avec une grande résolution, selon les fréquences spatiales échantillonnées par les bases.

## 5. Instrumentation et interférométrie

### § 1. Les types de recombinaison

Plusieurs moyens de recombinaison des faisceaux sont possibles, selon la manière dont on désire coder l'information.

#### § 1.1. La recombinaison multi-axiale

Dans ce cas, les franges sont formées par la superposition des champs électriques provenant de différentes directions (voir Figure 7, à droite). La recombinaison produit un système de franges modulées par la tâche de diffraction d'un télescope individuel. Les franges sont alors codées spatialement sur le détecteur. C'est le positionnement relatif des faisceaux qui va déterminer la fréquence spatiale échantillonnée.

#### § 1.2. La recombinaison co-axiale

Dans ce type de recombinaison, les faisceaux semblent provenir de la même direction. L'intensité totale peut être focalisée sur un pixel de détecteur, mais il faut alors faire varier la différence de

marche. La méthode la plus courante pour effectuer des mesures à différents chemins optiques est de moduler temporellement la différence de marche entre les faisceaux. Le terme de phase variant au cours du temps, on obtient des interférogrammes similaires à celui de la figure 5.

Une autre méthode consiste à coder cette différence de marche par les chemins optiques que chaque faisceau doit parcourir. Il s'agit d'enregistrer simultanément plusieurs états de phase sans former d'interférogrammes (Rooms *et al.* 2003).

Je décris plus en détails les différents types de recombinaison et de codage des franges dans le chapitre suivant.

## § 2. Le filtrage modal

La turbulence atmosphérique est le facteur le plus dégradant dans les mesures interférométriques. L'utilisation de guides d'onde permet d'effectuer un filtrage modal, grâce auquel les variations de phase au niveau des pupilles de chaque télescope sont transformées en variations d'intensité qu'il est possible de mesurer. L'utilisation de l'optique guidée permet d'améliorer la précision sur les mesures interférométriques et c'est une solution qui a été choisie pour de nombreux interféromètres (*eg* VLTI, IOTA, CHARA, KECK). Le chapitre suivant décrit les principes de l'optique guidée en interférométrie.

## § 3. Vers l'imagerie?

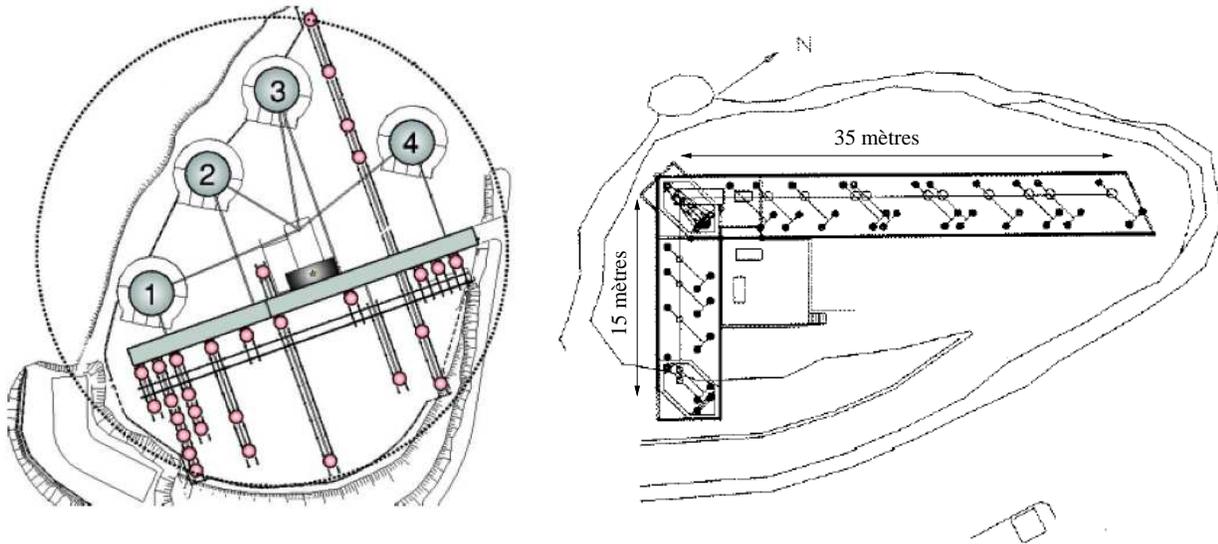
Pour pouvoir reconstruire une image complète de la source, il faut observer sur un grand nombre de fréquences spatiales. Pour augmenter le nombre de mesures de visibilités et clôtures de phase, plusieurs solutions sont possibles : déplacer les télescopes afin de faire varier l'orientation et la longueur des bases; utiliser la rotation de la Terre (qui modifie les bases projetées sur le plan du ciel); et enfin, combiner ces deux éléments avec une augmentation du nombre de télescopes recombinaison simultanément.

# 6. Les interféromètres VLTI et IOTA

Dans cette section, je décris brièvement les interféromètres qui ont servi à obtenir les données utilisées pendant ma thèse.

## § 1. VLTI

L'interféromètre VLTI, situé à Paranal au Chili, est constitué de quatre télescopes de 8m appelés télescopes unitaires (*UT*), munis d'optiques adaptatives, et de quatre télescopes de 1,8m appelés télescopes auxiliaires (*AT*) qui sont munis d'une correction de *tip-tilt*. Ces derniers sont positionables sur 30 stations ce qui permet d'échantillonner le domaine des fréquences spatiales (le plan *uv*) de manière plus uniforme. Les bases séparant les télescopes peuvent aller de 8 à 200m permettant d'atteindre une résolution angulaire de 2,2 millisecondes d'angle dans la bande K. Plusieurs instruments peuvent recombinaison les faisceaux des télescopes : VINCI, AMBER et MIDI. Le premier pouvait recombinaison deux faisceaux dans la bande K et a été principalement utilisé pour les étapes de validation du VLTI (Kervella *et al.* (2003)). AMBER peut recombinaison



**FIG. 8.** Représentations schématiques des interféromètres VLTI (à gauche) et IOTA (à droite) sur lesquelles sont représentées les positions possibles des télescopes.

trois télescopes dans l'infrarouge proche (bandes H et K) et possède la spécificité de présenter plusieurs régimes de résolution spectrale ( $R = 35, 1500, 12000$ ). Je présenterai AMBER plus en détail dans le chapitre 5. Enfin, MIDI recombine deux télescopes dans l'infrarouge moyen, vers  $10\mu\text{m}$ , avec des résolutions spectrales de 30 ou 300. Je présenterai le recombineur AMBER dans le chapitre 5.

## § 2. IOTA

L'interféromètre IOTA, *Infrared Optical Telescope Array* était situé sur le Mont Hopkins, en Arizona (USA). Il a fonctionné jusqu'en 2006. Il était constitué de trois sidérostats de 45cm de diamètre reconfigurables. En effet, les trois télescopes pouvaient être déplacés selon deux directions perpendiculaires formant un L (voir Figure 8, à droite). Le rail orienté Nord-Est a une longueur maximale de 35m alors que le rail perpendiculaire a une longueur maximale de 15m. La séparation la plus grande entre les télescopes est donc de 38m, correspondant à une résolution angulaire maximale de 9 millisecondes d'angle en bande H. Compte tenu de cette géométrie en L, le plan des fréquences spatiales n'est pas échantillonné de manière uniforme. L'instrument recombineur utilisé pour les mesures de cette thèse nommé *IONIC3* est un recombineur en optique intégrée permettant une recombinaison de type co-axiale en bandes H et K. Je présenterai IOTA ainsi que son recombineur en plus de détails dans le chapitre 8.

Les interféromètres dit de première génération recombinaient donc deux à trois faisceaux simultanément. La reconstruction d'une image indépendante des modèles demande un très grand nombre d'observations à différentes fréquences spatiales ce qui est très coûteux en temps d'observation. Les astronomes instrumentalistes ont donc cherché à développer de nouveaux moyens de recombinaison, plus performants, et recombinaient un plus grand nombre de faisceaux

---

simultanément. C'est dans le contexte du développement d'un instrument imageur de seconde génération du VLTI, *VSI*, que la partie instrumentale de mon travail s'inscrit.



# Partie II

## Développement de nouvelles technologies pour la synthèse d'ouverture

3	L'optique guidée en interférométrie	21
4	Les recombineurs en optique intégrée au cœur de VSI	37



# 3

## L'optique guidée en interférométrie

### Plan du chapitre

1. Introduction .....	22
2. Principe de l'optique guidée .....	22
§ 1. Le guidage monomode .....	22
§ 1.1. Description géométrique .....	22
§ 1.2. Description modale : approche électromagnétique .....	23
§ 1.3. Le filtrage modal .....	24
§ 2. L'optique guidée dans un interféromètre à deux voies .....	25
§ 2.4. La biréfringence .....	26
§ 2.5. La dispersion .....	26
3. L'optique intégrée .....	28
§ 3. Fabrication .....	28
§ 4. Fonctions de base .....	29
§ 5. Propriétés .....	30
§ 6. La recombinaison .....	31
4. Les composants actuels et futurs .....	33
§ 7. Le recombineur de 2 télescopes sur VINCI/VLTI .....	33
§ 8. Le recombineur 3-télescope de IOTA et PTI .....	33
§ 9. Les composants futurs pour VSI/VLTI .....	34
§ 10. Conclusion .....	34

## 1. Introduction

En optique de volume classique, la recombinaison de faisceaux a lieu à l'aide d'un grand nombre de miroirs et lames dont l'arrangement et l'utilisation deviennent très complexes à mesure que le nombre de télescopes à recombinaison augmente. Les contraintes de la recombinaison interférométrique ont donc poussé les scientifiques à chercher de nouvelles solutions plus performantes que l'optique de volume classique. L'optique guidée présente de nombreux avantages puisqu'elle permet, entre autres, un transport simplifié des faisceaux lumineux, un filtrage spatial et une plus grande compacité. Dans ce contexte, des instruments monomodes utilisant le filtrage spatial des guides d'onde, comme FLUOR, ont vu le jour.

La possibilité de réaliser des schémas optiques complexes à partir de guides d'onde, de manière similaire aux circuits électroniques, a poussé le LAOG, associé à d'autres laboratoires, à développer une activité de recherche et développement pour la recombinaison à très haute résolution angulaire (Kern *et al.* 1996; Malbet *et al.* 1999). En effet, l'**optique intégrée** (OI) permet d'associer de multiples 'briques' optiques reproduisant le fonctionnement de l'optique de volume tout en maintenant les avantages de l'optique guidée avec une grande modularité.

Dans ce chapitre, je présente succinctement les principes de l'optique guidée et de l'optique intégrée, ainsi que les composants recombineurs actuels et futurs.

## 2. Principe de l'optique guidée

L'idée d'utiliser les fibres optiques pour l'interférométrie a été introduite par Froehly (1981). Les avantages principaux résident dans le filtrage spatial qui permet de transformer les fluctuations de phase en fluctuations d'intensité qui sont calibrables, et en un grand confort d'utilisation. Dans cette section, je décris le principe de guidage monomode et les contraintes apportées par l'utilisation de fibres.

### § 1. Le guidage monomode

Un guide planaire diélectrique est constitué d'une couche interne appelée cœur (d'indice  $n_c(x)$ ) et est entouré d'une gaine (d'indice  $n_g$ ) (Figure 9). Les guides dont l'indice du cœur est constant suivant  $x$  sont appelés guides à saut d'indice alors que ceux dont la variation d'indice se fait de manière continue sont appelés guides à gradient d'indice. Ici, nous nous intéresserons aux guides à saut d'indice.

#### § 1.1. Description géométrique

Il est possible d'expliquer le principe du guidage de la lumière à l'aide d'une description géométrique. Pour un rayon lumineux injecté dans le cœur, on peut définir un angle critique  $\theta$  à partir des lois de Descartes tel que :

$$\sin(\theta_c) = \frac{n_g}{n_c} = \sqrt{\frac{n_c^2 - n_g^2}{n_c^2}} \quad (1.7)$$

Si l'angle d'incidence  $\theta_i$  du rayon sur la paroi gaine-cœur est supérieur à l'angle critique, une partie de l'énergie est alors réfléchi avec un angle  $\theta_r = \theta_i$  alors que la partie réfractée dans la

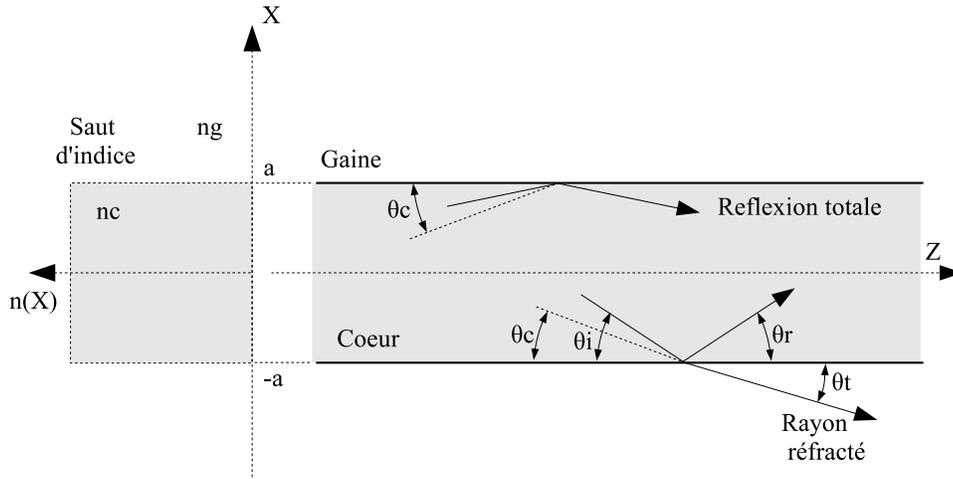


FIG. 9. Description géométrique d'un guide d'onde. Le profil d'indice correspondant au saut d'indice est représenté sur la gauche du schéma.

gaine suit un angle  $\theta_t$ . Par contre, si  $\theta_i \leq \theta_c$ , la réflexion est totale, et l'intégralité de l'énergie incidente est propagée à l'intérieur du cœur : le rayon est guidé (voir Fig.9).

On définit l'ouverture numérique (ON) selon :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.8)$$

L'ouverture numérique est liée à l'angle d'ouverture du cône d'acceptance du guide à l'extérieur duquel aucun rayon ne sera guidé. Cette description géométrique simple a une valeur pédagogique. Elle est valable uniquement pour des dimensions de guides grandes devant la longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas pour les guides d'onde monomodes utilisés en OI. Il faut pour décrire ceux-là utiliser les équations de Maxwell ce qui conduit à définir des modes de propagation.

### § 1.2. Description modale : approche électromagnétique

Puisque les guides considérés ici sont invariants le long des directions perpendiculaires à  $x$ , les champs électriques et magnétiques se propageant selon la direction  $z$  peuvent s'écrire :

$$\vec{C}(x, y, z) = \vec{C}(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (1.9)$$

où  $\vec{C}$  est le champ électrique  $\vec{E}$  ou magnétique  $\vec{B}$ ,  $\omega$  la pulsation, et  $\beta$  la constante de propagation. Lorsqu'on résout les équations de Maxwell, on obtient deux familles de solutions de l'équation de propagation, selon que le champ électrique ou magnétique est parallèle à l'interface : les ondes transverses électriques où seules les composantes  $E_y$ ,  $B_x$  et  $B_z$  sont non nulles; les ondes transverses magnétiques pour lesquelles seules  $H_y$ ,  $E_x$  et  $E_z$  sont non nulles.

Les équations de Maxwell deviennent alors :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = -(k^2 n_x^2 - \beta^2) E_y \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} = -(k^2 n_x^2 - \beta^2) B_y \quad (1.11)$$

où  $k = w/c = 2\pi/\lambda$  est la constante de propagation,  $n_X$  l'indice de réfraction de la couche X.

Les équations 1.10 et 1.11 ont pour solutions des champs évanescents lorsque  $\beta^2 > k^2 n_X^2$  et oscillants quand  $\beta^2 < k^2 n_X^2$ . La condition de guidage de mode s'exprime donc de la manière suivante :

$$kn_g \leq \beta \leq kn_c \quad (1.12)$$

Nous détaillons à présent le cas du guide cylindrique puisqu'il permet d'aborder plus simplement des paramètres fondamentaux d'optique guidée. Les guides utilisés dans notre travail ont des sections rectangulaires mais le principe est similaire.

• **Cas du guide cylindrique.** Si on considère un guide à cœur cylindrique et à saut d'indice, la résolution des équations de Maxwell aboutit à des solutions modales qui sont basées sur des fonctions de Bessel de première espèce  $J_\nu$  dans le cœur, et sur des fonctions de Hankel de première espèce  $H_\nu^{(1)}$  dans la gaine. Les constantes de propagation des modes qui peuvent se propager sont solutions de l'équation de continuité des composantes tangentielles des champs.

On définit la fréquence normalisée par :

$$V = ka \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.13)$$

Plus celle-ci est petite, plus le mode est étalé; il voit un milieu dont l'indice est proche de celui de la gaine. De plus, le nombre de modes guidés va dans ce cas décroître. Au contraire, une fréquence normalisée élevée indique un fort confinement du champ au centre. Pour un guide cylindrique,  $V=2,405$  correspond au premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre 0, et dans ce cas, seul le mode fondamental est excité et guidé : le guide est alors dit monomode. On définit donc une longueur d'onde de coupure monomode qui s'écrit :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a \sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{2,405} \quad (1.14)$$

Lorsque  $0 \leq V \leq 2,405$ , seul le mode dit fondamental pourra se propager. Un guidage monomode sera donc conservé pour toutes les longueurs d'onde satisfaisant  $\lambda > \lambda_c$ .

Lorsque la différence relative d'indice ( $\Delta = \frac{n_c - n_g}{n_g}$ ) est faible ( $< 1\%$ ), on peut négliger les composantes longitudinales des champs et considérer que les modes sont quasiment transverses et polarisés linéairement (Jeunhomme 1983). On définit alors dans le cas monomode, le mode  $LP_{01}$ , dont la forme est proche d'une gaussienne. Le rayon du mode fondamental, dans l'approximation gaussienne,  $w_0$ , valeur de la largeur à  $1/e$  de la gaussienne permettant le couplage maximum avec la forme réelle du mode s'écrit :

$$w_0 = a(0,65 + 1,619V^{-1,5} + 2,879V^{-6}) \quad (1.15)$$

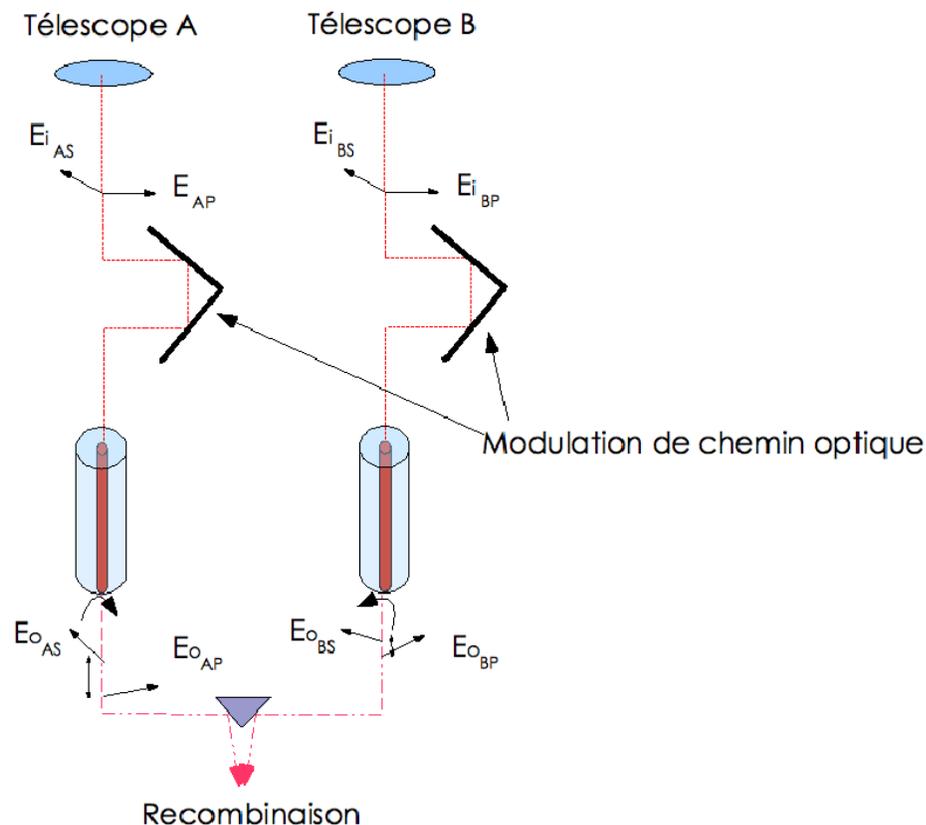
### § 1.3. Le filtrage modal

En théorie, un guide d'onde est donc un filtre spatial parfait pour toutes les longueurs d'onde supérieures à sa longueur d'onde de coupure monomode puisqu'il propage uniquement un seul mode de propagation dont la distribution spatiale d'amplitude est uniquement contrainte par ces paramètres géométriques et optiques. Dans la pratique, le front d'onde turbulent incident sur le guide d'onde se trouve projeté sur la base des modes du guide. Chacun des modes se

propage à sa vitesse propre, les modes non guidés sont évacués dans la gaine après une certaine distance de propagation. Les fluctuations de phases dues aux perturbations atmosphériques sont alors converties en des fluctuations d'intensité. Les observables interférométriques sont alors uniquement affectées par des variations d'amplitude qui peuvent être enregistrées simultanément et calibrées.

## § 2. L'optique guidée dans un interféromètre à deux voies

En pratique, les guides d'onde sont utilisés dans des circuits de recombinaison interférométrique. Dans un interféromètre à deux voies, c'est l'égalité des chemins optiques parcourus par les deux faisceaux qui donne la condition d'interférences constructives. Une légère différence de longueurs de guide ou inhomogénéité entre les deux voies avant la recombinaison aura un impact sur l'estimation des observables interférométriques (contrastes et phases). En effet, une telle différence induit des effets différentiels de dispersion chromatique à l'intérieur des guides (en bande large) et de biréfringence, celle-ci entraînant une modification de l'état de polarisation en sortie de guide. Nous allons maintenant rapidement développer ces deux effets, dans le cadre bien spécifique d'effets différentiels.



**FIG. 10.** Dans un interféromètre à deux voies, avec guides d'onde, les orientations des champs électriques incidents sont affectées par la propagation induisant des effets différentiels.

### § 2.1. La biréfringence

La figure 10 représente un interféromètre fibré à deux voies. De manière générale, on peut décomposer le champ électrique suivant deux axes perpendiculaires entre eux ( $\vec{E}_{is}$  et  $\vec{E}_{ip}$  dans la figure 10,  $i$  étant la voie). Théoriquement, ces deux composantes se déplacent à la même vitesse et l'état de polarisation est conservé en sortie. En pratique, les défauts de géométrie et d'indice existant dans les guides ont pour conséquence que les deux états se propagent à des vitesses différentes : les guides deviennent biréfringents. L'état de polarisation initial va être modifié. Ces guides vont être caractérisés par deux modes propres de polarisation avec des constantes de propagation différentes ( $\beta_{rapide}$  et  $\beta_{lent}$ ). On nomme axe rapide et axe lent les axes dont les constantes de propagation sont respectivement la plus élevée et la plus faible. L'orientation de ces axes, dans le cas des fibres, va aussi dépendre des conditions de température et de pression, et va donc dépendre du temps. Lorsque les axes ne sont pas alignés entre les voies interférant lors de mesures interférométriques, de multiples interférogrammes se forment. En effet, Delage & Reynaud (2000) ont montré que si l'on tient compte des effets de déphasages et de rotation des polarisations à l'intérieur d'un interféromètre fibré, l'intensité collectée en sortie de recombinaison est la superposition de 16 interférogrammes dont les contrastes et phases individuels dépendent des propriétés des guides d'onde et des conditions environnementales. Nous rappelons dans ce qui suit l'effet de la biréfringence sur le contraste instrumental.

La biréfringence  $B$  est définie comme le rapport entre la différence des constantes de propagation et leur moyenne, selon :

$$B = 2 \frac{\beta_{rapide} - \beta_{lent}}{\beta_{rapide} + \beta_{lent}} \quad (2.16)$$

La différence de phase entre les bras pour chacune des polarisations s'écrit :

$$\phi_{rapide} = 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \beta_{rapide}\Delta L \quad (2.17)$$

$$\phi_{lent} = 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \beta_{lent}\Delta L \quad (2.18)$$

La différence de longueur entre les deux voies interférométriques  $\Delta L$  résulte en un déphasage non nul entre les interférogrammes correspondant aux deux axes. Ce déphasage peut s'écrire :

$$\Delta\phi_b = (\beta_{rapide} - \beta_{lent})\Delta L = \Delta\beta\Delta L = B\beta_{moy}\Delta L \quad (2.19)$$

Le zéro de différence de marche n'aura donc pas lieu au même endroit pour les deux polarisations, et il en résultera la présence de multiples interférogrammes et par conséquent une perte de contraste globale qui s'exprime au premier ordre en  $\cos(\Delta\phi_b/2)$  (Perraut 1996). Par exemple, pour une différence de longueur entre les deux voies de 1mm, la chute de contraste maximale est de 1%.

Les fibres dites standards, non biréfringentes, ont une biréfringence typique d'environ  $10^{-6}$  alors que les fibres biréfringentes et les composants d'OI ont des biréfringences typiques de  $B = 10^{-4}$ . La biréfringence de ces derniers est due à la géométrie des guides.

### § 2.2. La dispersion

La dispersion chromatique traduit la dépendance de la constante de propagation, et donc de la vitesse de propagation des ondes lumineuses, avec la longueur d'onde (Coude Du Foresto

*et al.* (1995); Vergnole *et al.* (2004)). Cet effet est causé par la nature du matériau et la dépendance de l'indice effectif (indice vu par le mode se propageant) du guide en fonction de la longueur d'onde. Dans un interféromètre à deux bras, elle intervient sous la forme d'un effet interférentiel.

La différence de phase entre deux voies (1,2) qui interfèrent peut s'écrire, avec  $\sigma$  le nombre d'onde :

$$\phi(\sigma) = \phi_2 - \phi_1 = 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \Delta\Phi_d(\sigma) \quad (2.20)$$

$\sigma_0$  correspond à la longueur d'onde centrale d'observation. Le premier terme de l'équation est issu de la modulation de chemin optique qui permet d'obtenir des franges d'interférences, alors que  $\Delta\Phi_d(\sigma)$  est le terme de phase additionnelle introduite par la dispersion.

Si on développe  $\Delta\Phi_d(\sigma)$  autour de la fréquence centrale (Lagorceix 1995), on obtient un terme de second ordre  $\Delta\Phi_{d'}$  qui représente la courbure de phase. Les deux premiers termes de ce développement (un terme constant et une variation linéaire de la phase en fonction de la fréquence) peuvent être compensés avec une ligne à retard dans l'air. Le troisième terme, terme de courbure de phase dont la variation est parabolique, peut s'écrire de la manière suivante :

$$\Delta\Phi_{d'} = \left[ \frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2} L_2 - \frac{d^2\beta_1}{d\sigma^2} L_1 \right] \frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{2} \quad (2.21)$$

où  $\beta_i$  et  $L_i$  sont les constantes de propagation et longueurs de guide pour chacune des voies  $i$ . On peut réécrire l'équation 2.21 selon :

$$\Delta\Phi_{d'} = \left[ \frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2} \Delta L + \left( \frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2} - \frac{d^2\beta_1}{d\sigma^2} \right) L_1 \right] \frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{2} \quad (2.22)$$

où  $\Delta L = L_2 - L_1$  est la différence de longueur des deux bras de l'interféromètre. Si, par exemple,  $\Delta L$  est non nulle, alors l'égalité des chemins optiques n'aura pas lieu au même endroit pour toutes les longueurs d'onde. Il en résulte donc un déplacement de la différence de marche nulle en fonction de la longueur d'onde et donc en un étalement des franges menant à une diminution de contraste.

On mesure la dispersion avec le paramètre  $D$ , en ps/nm/km, qui exprime l'allongement de la durée du signal en picosecondes pour une largeur de spectre donnée en nanomètres sur une certaine distance (en km). On écrit  $D$  comme la variation du temps de groupe  $\tau = d\beta/dw$  - temps mis par le signal pour parcourir une distance unité, avec  $w = 2\pi c/\lambda$  - en fonction de la longueur d'onde :

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{\sigma^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta(\sigma)}{d\sigma^2} \quad (2.23)$$

La constante de dispersion apparaît donc comme la dérivée seconde de la constante de propagation. Si on considère que  $D$  est le même pour les deux voies interférométriques, l'équation 2.22 s'écrit :

$$\Delta\Phi_{d'} = -\pi c D \Delta L \left( \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma} \right)^2 \quad (2.24)$$

Pour une fibre en silice monomode, l'ordre de grandeur typique est  $D \sim 20$  ps/nm/km. Pour une différence de longueur de 1mm, la chute de contraste conséquente est au maximum de 2% (Berger 1998). Lagorceix (1995); Vergnole *et al.* (2004) ont montré qu'il était possible de contrôler ces effets par une combinaison d'égalisation des fibres et de compensation active de la dispersion. Au LAOG, des efforts sont faits pour diminuer ces effets différentiels avec des égalisations des longueurs des fibres utilisées qui permettent d'atteindre des écarts aussi petits qu'une dizaine de microns (Delboulbe 2006).

### 3. L'optique intégrée

Alors que l'optique fibrée permet d'assurer les fonctions de transport et de filtrage spatial du signal dans un interféromètre, l'optique intégrée assure des fonctions complémentaires que nous détaillons ci-dessous. Le LAOG s'investit depuis plus de 10 ans, en partenariat avec le LETI (CEA, Grenoble) et l'IMEP (Grenoble) pour développer son utilisation en astronomie (Kern *et al.* (1996); Malbet *et al.* (1999)).

Les avantages principaux d'un circuit en OI avec fibres sont les suivants :

- un autoalignement, puisque les guides sont gravés;
- un filtrage spatial;
- une optimisation du codage interférométrique avec la possibilité de dessiner des schémas optiques complexes;
- une plus grande compacité
- une plus grande stabilité;
- une maintenance plus aisée;

Toute la complexité d'un instrument réalisé en OI repose sur l'étape de conception et réalisation qui requiert une très bonne maîtrise des outils de simulation (*e.g* BPM, *Beam Propagation Method*) en lien avec la maîtrise de la technologie. Ce travail nécessite de nombreux aller-retours réalisation/caractérisation entre le LAOG et ses partenaires.

Dans cette section, je présente rapidement le procédé de fabrication des composants d'OI, les fonctions de base couramment utilisées pour la recombinaison, ainsi que la problématique de cette dernière en OI.

#### § 1. Fabrication

Les recombineurs sur lesquels j'ai travaillé pendant ma thèse (recombineurs à 3 et 4 télescopes) ont été fabriqués avec une même technique de fabrication, au LETI (CEA, Grenoble; Labeye, Thèse de doctorat 2008) et c'est celle-ci que je détaille ici. Ces puces ont été obtenues en déposant des couches de silicium dopé sur un substrat en silice dans lequel des guides d'onde ont été gravés au préalable.

La figure 11 présente les étapes de réalisation de ces guides :

- deux couches de silice dopée au phosphore sont déposées sur un substrat de silicium. La deuxième couche, d'épaisseur environ  $5\mu\text{m}$ , constitue le cœur guidant;
- étalement de résine photosensible sur l'ensemble de la plaque et exposition à un rayonnement ultraviolet (photo-lithographie) à travers un masque représentant le schéma des guides à réaliser. La résine est ensuite développée et ne reste qu'aux endroits où elle n'a pas été exposée au rayonnement ultraviolet;
- l'ensemble de la plaque est ensuite soumis à l'action d'un plasma ionique qui va graver la couche supérieure de silice dopée aux endroits où il n'y a pas de résine. La méthode la plus ancienne (ancienne technologie, AT) n'aboutit qu'à une gravure partielle de la couche supérieure sur environ  $3\mu\text{m}$  et laisse ainsi une couche identique au cœur d'environ  $2\mu\text{m}$  d'épaisseur sur l'intégralité de la surface de la plaque. La méthode la

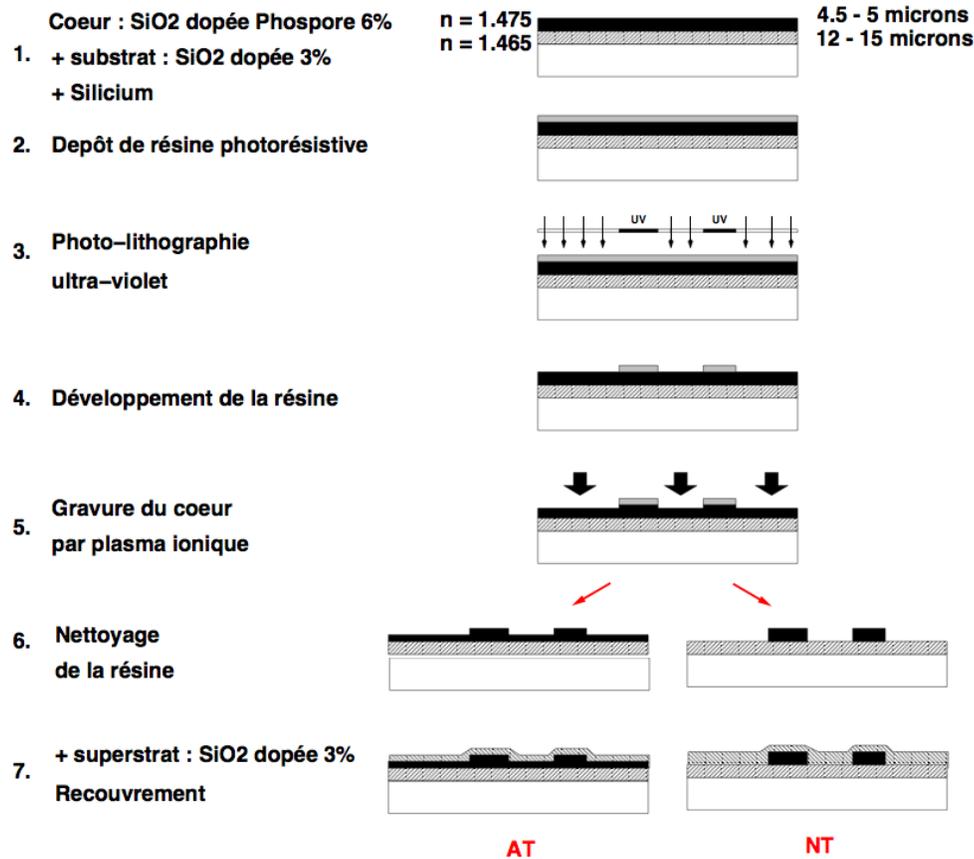


FIG. 11. Etapes de réalisation des guides par gravure de silice dopée déposée sur un substrat de silicium. Pour les étapes 6 et 7 : à gauche, la gravure de la couche dopée formant le cœur est partielle (AT, ancienne technologie); à droite, la gravure de la couche est complète (NT, nouvelle technologie).

plus récente (nouvelle technologie, NT) aboutit quant à elle à une gravure totale de la zone de cœur;

- recouvrement des guides avec une couche de silice identique à la première couche déposée. La première et la dernière couche constituent la gaine optique du guide.

## § 2. Fonctions de base

La réalisation de schémas complexes est possible grâce à la maîtrise de briques de bases. Je décris rapidement quelques unes de ces fonctions qui sont au cœur des recombineurs utilisés. Plus de détails sont donnés dans Malbet et al. (1999).

- **La transition adiabatique.** Elle permet d'élargir un guide d'onde monomode en un guide multimode tout en gardant l'énergie dans le mode fondamental.
- **La jonction Y directe ou inverse.** La jonction Y se comporte comme un diviseur de puissance ou un élément recombineur. Il s'agit de deux guides rejoignant une transition adiabatique avec une sortie unique. Cette fonction est parfaitement symétrique et achromatique.
- **La jonction X.** Il s'agit d'un croisement entre deux guides à un angle suffisamment grand pour que l'interaction entre les guides d'onde soit nulle.

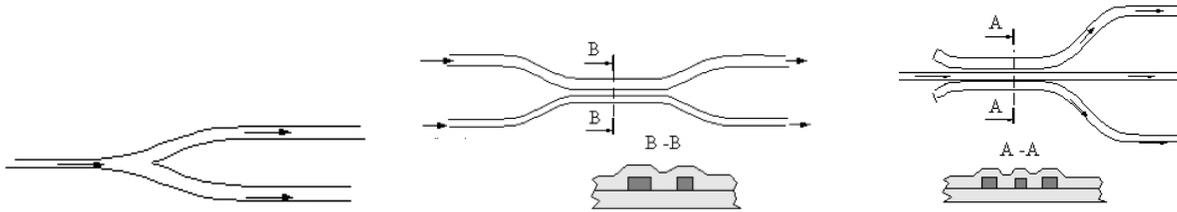


FIG. 12. Fonctions de base de l'OI permettant de constituer des circuits optiques complexes. De gauche à droite : une jonction Y, un coupleur, et un tricoupleur.

- **Le coupleur.** Il permet d'échanger de l'énergie entre deux guides rapprochés. L'échange d'énergie dépend des paramètres géométriques de la fonction. En conséquence de la conservation de l'énergie, chaque coupleur possède deux sorties en opposition de phase. Cette fonction est l'équivalent de la lame séparatrice en optique de volume.

- **Le tricoupleur.** Il s'agit du même principe d'échange d'énergie que le coupleur, mais avec trois guides. Il permet de séparer le flux se propageant à l'intérieur d'un guide en trois faisceaux.

### § 3. Propriétés

L'utilisation de circuits d'OI connectés à des fibres, amène un certain nombre de contraintes similaires à celles observées pour les fibres.

- **La bande passante.** La bande passante des guides d'onde est limitée à une octave en fréquence, ce qui permet de propager au mieux deux bandes astronomiques adjacentes (par exemple les bandes H et K).

- **Biréfringence différentielle.** Comme nous l'avons vu, l'existence de biréfringence différentielle amène une dégradation du contraste interférométrique. Trois solutions complémentaires sont en général envisagées : contrôler l'égalité des chemins optiques; séparer les polarisations (IONIC3/IOTA); contrôler activement les orientations différentielles des plans de polarisation (FLUOR, VINCI/VLTI). Cela représente un domaine de recherche instrumentale actif.

- **La dispersion différentielle.** Bien que la dispersion différentielle dans les composants d'OI n'ait pas été mesurée, ses effets sont limités par la précision obtenue sur l'égalisation des chemins optiques, qui est de l'ordre du micron. En revanche, dans les fibres optiques, il est nécessaire de procéder à une égalisation par polissage en utilisant des techniques de spectres canelés (Lagorceix (1995)) ou d'interférométrie de type Mach-Zender (Delboulbe 2006).

- **Les pertes.** Elles peuvent avoir lieu à plusieurs niveaux :

- à l'injection d'un front d'onde perturbé dans un guide d'onde. La perte minimum est celle correspondant à la superposition d'une tâche d'Airy sur le mode gaussien et est de l'ordre de 20%;
- à l'insertion, lors du couplage entre la fibre et l'OI (de l'ordre de 2%);

- lors de la propagation dans les fibres et les guides d'OI. Les valeurs typiques sont de l'ordre de 0,2-0,4 dB/km pour les fibres monomodes, et de 0,02-0,04dB/cm dans les composants d'OI du LETI (Labeye, Thèse de doctorat 2008). Ces pertes sont dominées par l'absorption de la silice et la rugosité des guides;
- au passage d'une fonction. Dans ce cas, les pertes proviennent d'imperfections dans la réalisation du circuit (de l'ordre de 5% dans les composants caractérisés au LAOG);
- à la traversée de milieux d'indices différents (air-silice). Ce sont les pertes de Fresnel (de l'ordre de 4%).

#### § 4. La recombinaison

Un recombineur en OI est un circuit qui permet de faire interférer N faisceaux en utilisant des fonctions de base.

Deux types de schémas de recombinaison sont possibles : le premier consiste à recombinaison les faisceaux par couple (recombinaison dite *par paire*) alors que le second consiste à recombinaison l'ensemble des faisceaux simultanément (recombinaison dite *tout-en-un*). Il y a par ailleurs trois possibilités pour le codage de la cohérence :

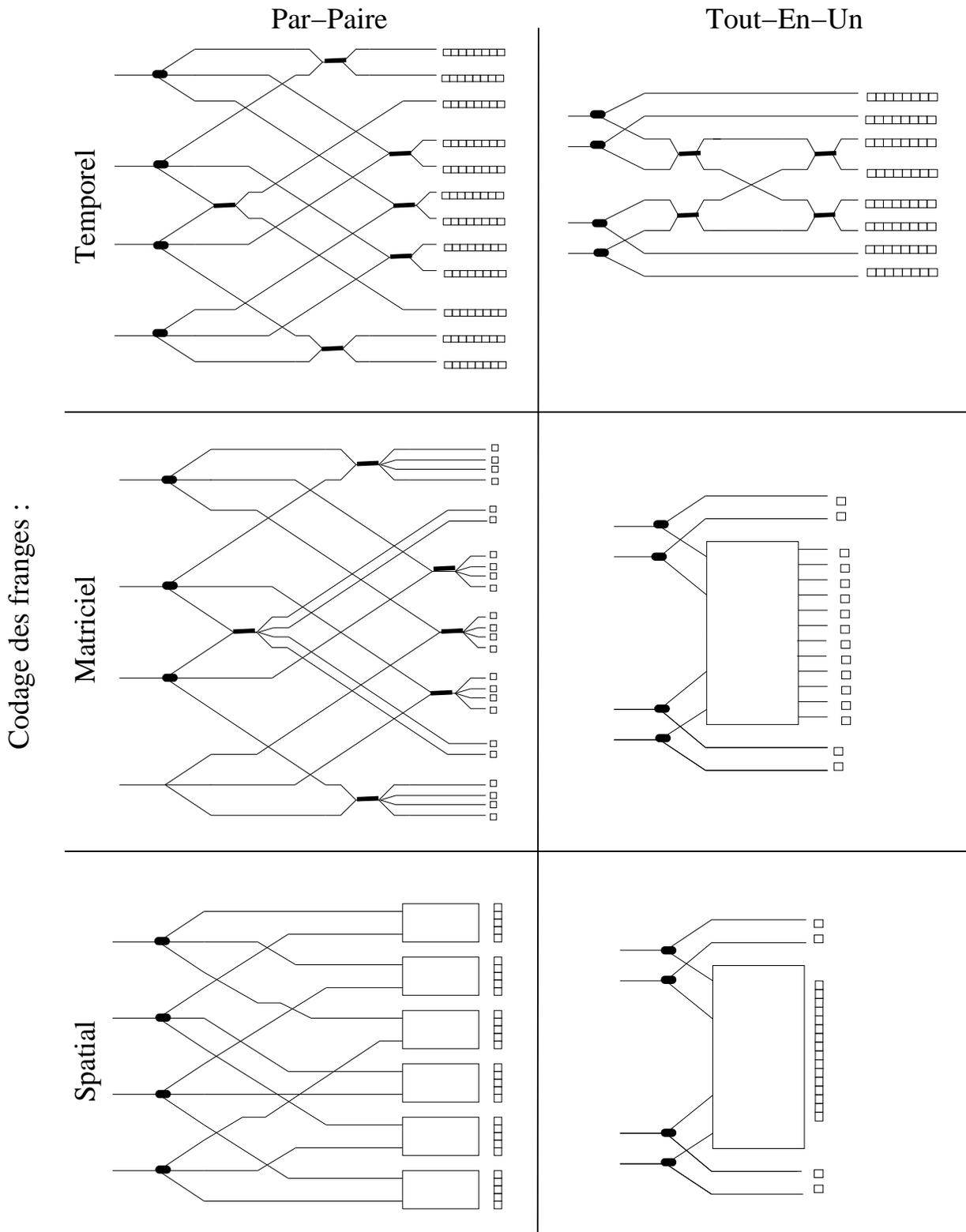
- un codage spatial, technique employée dans le cas de l'instrument AMBER, où les franges sont formées sur le détecteur par superposition des champs électriques provenant de différentes directions (concept multiaxial). C'est le positionnement relatif des faisceaux qui donne le codage (*ie* l'angle d'interférence entre les faisceaux);
- un codage temporel qui nécessite un enregistrement partiel ou complet de l'enveloppe de cohérence temporelle en fonction de l'utilisation éventuelle d'un spectrographe;
- un codage matriciel, où l'échantillonnage de la frange se fait en différents points. Dans ce cas, c'est le dessin intrinsèque des guides d'onde à l'intérieur du composant qui permet d'échantillonner la cohérence. Pour 4 télescopes, les solutions possibles pour la recombinaison sont schématisées dans la figure 13 et ont été étudiées en détail dans LeBouquin (2005).

L'estimation des performances pour la recombinaison de multiples faisceaux est basée sur :

- la valeur du rapport signal à bruit sur le facteur de cohérence carrée ( $\mu^2$ , Perrin et al. (2005)), dominé par les rapports entre flux cohérent et bruit de détecteur ou bruit de photon dans les régimes à faible et fort flux respectivement;
- sur le nombre total de mesures nécessaires pour déterminer les visibilités de toutes les bases pour un canal spectral donné;
- sur la résolution spectrale minimum;
- sur la faisabilité technologique des composants;
- la capacité à extraire un signal photométrique simultané;

En se basant sur ce type d'analyse et grâce à la maîtrise des éléments de base, le LAOG et ses partenaires ont développé des composants d'OI de complexité croissante qui ont été validés en laboratoire puis sur le ciel.

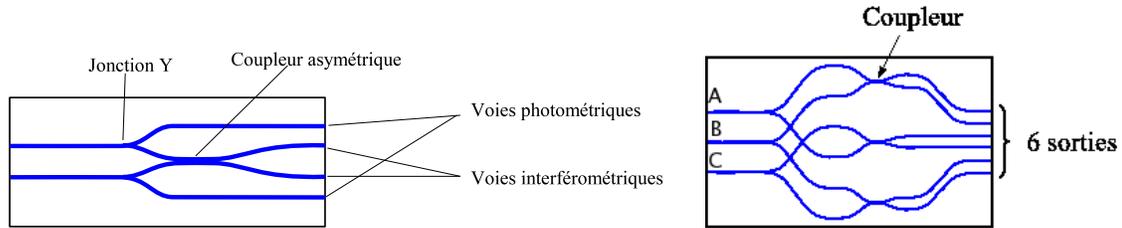
## Schéma de recombinaison :



**FIG. 13.** Schéma des différents concepts de recombinaison de 4 faisceaux en optique intégrée. Les codages de la cohérence varient de haut en bas (temporel, matriciel et spatial) pour des combinaisons par paire (colonne de gauche) et tout-en-un (colonne de droite). Les pixels alignés horizontalement indiquent une modulation temporelle avec lecture multiple d'un même pixel. Un alignement vertical des pixels indique une disposition physique similaire sur le détecteur (LeBouquin (2005)).

## 4. Les composants actuels et futurs

Installer ces composants sur des interféromètres existants est une étape importante puisque cela permet de prouver la faisabilité technique et la performance de la recombinaison multiple en OI dans des cas scientifiques concrets. Cela a pu être effectué sur les interféromètres VLTI, IOTA et PTI.



**FIG. 14.** A gauche : composant recombineur de 2 télescopes en bande K livré à l'ESO pour l'instrument VINCI; A droite : composant recombineur de 3 télescopes en bande H installé sur IOTA (2002-2006) puis PTI (2007).

### § 1. Le recombineur de 2 télescopes sur VINCI/VLTI

VINCI est un instrument du VLTI qui a eu pour but de tester les fonctionnalités du VLTI lors de la préparation aux instruments scientifiques comme AMBER ou MIDI. Considérant les problèmes rencontrés par l'ESO avec le recombineur initial au cœur de VINCI, le LAOG a proposé à l'ESO de fournir un recombineur en OI à deux télescopes dans l'infrarouge proche. Ces recombineurs sont basés sur un schéma de codage temporel : les interférences sont enregistrées en modulant la différence de marche. Ainsi, des recombineurs 2T en bande H en 2002, puis en bande K en 2004, ont été fournis au VLTI. La caractérisation sur le ciel du dernier composant (Figure 14, à gauche) a démontré un contraste instrumental stable supérieur à 80% pour l'ensemble VINCI+VLTI. Il a de plus permis d'assurer une calibration photométrique stable grâce aux voies dédiées aux mesures de flux. Plus de détails sur l'installation et la mise en place ainsi que l'exploitation de ces composants se trouvent dans LeBouquin *et al.* (2004); LeBouquin (2005).

### § 2. Le recombineur 3-télescope de IOTA et PTI

L'interféromètre IOTA a été équipé d'un recombineur en OI à 3 télescopes en bande H en 2003. Ce recombineur a largement été utilisé et il a, entre autres résultats scientifiques, permis de produire des images par synthèse d'ouverture ( $\lambda$ Vir (Monnier *et al.* 2004)). Les interférences, effectuées par paires, sont obtenues par modulation temporelle de la différence de marche entre les faisceaux. Les variations de flux sont estimées simultanément aux mesures interférométriques par inversion de la matrice de transfert de flux qui relie les six sorties aux trois entrées du composant (Figure 14, à droite). Le contraste instrumental résultant est supérieur à 70% pour l'ensemble de la chaîne instrumentale. Aujourd'hui, suite à la fermeture d'IOTA, le composant est en cours d'installation sur l'interféromètre PTI. Plus de détails sur ce composant, son installation et utilisation peuvent être trouvés dans Berger *et al.* (2003).

Les expériences sur le VLTI ou IOTA ont d'une part démontré la rapidité d'installation des recombineurs en OI, et d'autre part, prouvé la capacité de l'OI à fournir des fonctions optiques multiples permettant d'obtenir des mesures de visibilité et de clôtures de phase très précises pour conduire de nombreux programmes astrophysiques.

### § 3. Les composants futurs pour VSI/VLTI

Un plus grand nombre de faisceaux recombinaison simultanément permet d'obtenir de l'information à un plus grand nombre de fréquences spatiales simultanément : VSI devrait pouvoir recombinaison jusqu'à huit faisceaux du VLTI.

Dans son analyse des schémas des recombinaison LeBouquin (2005) retient deux concepts: le tout-en-un avec un codage spatial, qui présente les meilleures performances et le par-paire matriciel parce qu'il nécessite très peu de pixels. Une fois le schéma théorique optimal désigné et les composants fabriqués, il convient de connaître précisément leurs caractéristiques par rapport aux prédictions et exigences instrumentales avant de pouvoir les exploiter dans un instrument scientifique.

**La partie instrumentale de mon travail de thèse s'inscrit dans la continuité de cette étude théorique et a eu pour but de valider en laboratoire le circuit de recombinaison retenu pour VSI dans son mode à 4 télescopes.**

### § 4. Conclusion

**TAB. 1.** Besoins de l'interférométrie et fonctions OI permettant d'y répondre

Besoin de l'interférométrie	Solution OI
Filtrage spatial	Guides d'onde monomodes
Contrôle de la polarisation	Fibres et guides à maintien de polarisation associés à la polarisation du signal
Recombinaison	Tricoupleurs, coupleurs, jonctions; recombineurs multiaxiaux
Calibration photométrique	Voies photométriques ou reconstitution de la photométrie instantanée à partir du signal interférométrique

Les avantages d'un circuit de recombinaison en OI sont multiples. Il permet de remplir un nombre important de fonctions d'un instrument interférométrique (voir tableau 1). Cette technologie permet de fabriquer des recombineurs aux schémas complexes tout en maintenant une grande compacité, les composants faisant moins de 10 centimètres de long en général. Le filtrage spatial obtenu grâce à l'utilisation de guides d'onde que l'on peut associer à une calibration photométrique simultanée améliore la précision sur les observables. L'auto-alignement du circuit optique dans le composant d'OI conduit à une simplification considérable des opérations de maintenance. La stabilité des composants est excellente. Enfin, l'OI permet

d'obtenir des chemins optiques égalisés par construction ce qui permet de minimiser les effets différentiels. Ceci dit, des inconvénients existent : d'une part, la couverture spectrale est relativement limitée puisque la plage de monodicité et d'achromaticité des guides ne permet de couvrir qu'un domaine spectral limité. Par ailleurs, il convient d'utiliser des fibres optiques monomodes dans l'interfaçage de composants d'OI avec d'autres optiques, ce qui peut atténuer les performances de l'ensemble du système en introduisant des effets différentiels comme la biréfringence et la dispersion, plus difficilement contrôlables.



# 4

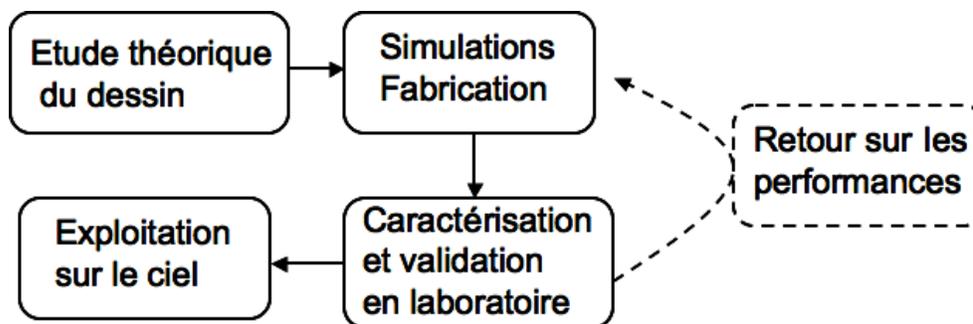
## Les recombineurs en optique intégrée au cœur de VSI

### Plan du chapitre

1. Introduction .....	38
2. Les protocoles expérimentaux .....	39
§ 1. Les mesures de transmission .....	39
§ 2. Etude des propriétés interférométriques : le banc de type Mach-Zehnder .....	40
§ 3. Etude des propriétés interférométriques : le banc imageur .....	41
3. Le recombineur simple de 4 télescopes .....	44
§ 4. Principe .....	44
§ 5. Résultats des caractérisations .....	45
§ 5.1. Mesures photométriques .....	45
§ 5.2. Mesures interférométriques .....	48
§ 6. Discussion .....	49
4. Le recombineur matriciel de 4 télescopes .....	51
§ 7. Principe de la recombinaison .....	51
§ 8. Résultats des caractérisations .....	53
§ 8.3. Mesures photométriques .....	53
§ 8.4. Mesures interférométriques .....	55
§ 9. Etudes complémentaires .....	60
§ 9.5. Etalonnage spectrale du détecteur .....	60
§ 9.6. Non linéarité des platines de translation .....	60
§ 9.7. Effets de la polarisation .....	61
§ 10. Algorithme de réduction de données matricielles .....	63
§ 10.8. Principe de l'algorithme .....	64
§ 10.9. Procédure de calibration .....	66
§ 10.10. Estimation des observables interférométriques .....	67
§ 10.11. Photométrie instantanée .....	68
§ 10.12. Validation sur des mesures en laboratoire .....	70
§ 11. Discussion .....	72
§ 11.13. Les performances .....	72
§ 11.14. Sur l'utilisation optimale du recombineur matriciel .....	75
§ 11.15. Conclusion et perspectives .....	75

## 1. Introduction

A partir de 4 faisceaux, les meilleurs schémas de recombinaison sont les concepts de recombinaison spatial *tout-en-un* et par paire *matriciel* (§ 3). Une fois l'analyse théorique en termes de rapports signal à bruit et de faisabilité technique effectuée, nous avons initié l'étude et la réalisation d'un circuit recombineur de 4 télescopes par paire avec un codage matriciel destiné à l'instrument VSI. Dans une première étape, le LETI, en charge de la fabrication du composant, simule les performances attendues pour un tel schéma de recombinaison et fabrique les composants (Labeye, Thèse de doctorat 2008). Dans une seconde étape, le LAOG caractérise les circuits ainsi réalisés et valide ou invalide leur utilisation pour des observations astronomiques, en mode imageur. Il fournit ainsi un retour sur les performances et permet au LETI d'effectuer les éventuelles modifications nécessaires. La partie instrumentale de ma thèse s'inscrit dans un processus itératif d'études-réalisations-caractérisations de ces composants, que j'ai animé. La figure 15 résume cette chaîne d'étapes.



**FIG. 15.** La caractérisation complète des performances d'un composant en laboratoire est au cœur de son histoire : elle permet de comparer les mesures aux prédictions théoriques afin d'améliorer la conception du recombineur et de valider son comportement pour une intégration dans un instrument imageur.

Caractériser des composants en laboratoire, c'est s'assurer qu'ils sont appropriés aux besoins des astronomes. Ici, il s'agit de se référer aux exigences de l'imagerie à très haute résolution angulaire dont les capacités doivent permettre :

- des observations à une magnitude limite élevée, pour pouvoir étudier des objets faibles ou lointains;
- une haute dynamique, pour pouvoir étudier des systèmes à haut contraste;
- l'étude d'objets complexes;

Pour cela, les exigences instrumentales sont les suivantes :

- un instrument sensible, possédant des transmissions et contrastes instrumentaux élevés;
- un instrument stable, précis et non biaisé, aux mesures systématiques répétables;
- un instrument permettant un grand nombre de mesures en un temps court *ie* recombinaison la totalité des faisceaux simultanément.

Depuis plus de 10 ans, le LAOG et le LETI ont développé un savoir-faire au niveau des briques de base des circuits de recombinaison. **Mon travail de thèse a consisté à valider l'intérêt de circuits assemblés à partir de ces briques et à démontrer la capacité à combiner les faisceaux**

provenant de 4 télescopes du VLTI dans le cadre du projet VSI. Pour cela, j'ai caractérisé en laboratoire plusieurs recombineurs de 2, 3 et 4 faisceaux, avec plusieurs types de codage. Dans ce chapitre, je détaillerai uniquement les travaux effectués sur les recombineurs à 4 télescopes. Des mesures en laboratoire ont été obtenues dans la bande H sur un recombineur avec un schéma optique simple puis sur un recombineur à codage matriciel. Les caractérisations des propriétés optiques ont été effectuées en utilisant plusieurs bancs de tests que je présenterai dans la section suivante. Ensuite, je développerai les études de deux types de recombineurs à travers l'analyse des transmissions, déphasages, visibilités, clôtures de phases instrumentales en bande large ainsi qu'en bandes étroites lorsque cela était possible. En dernière section, je propose un algorithme de réduction de données optimisé pour des observations astronomiques obtenues avec le recombineur matriciel, basé sur une modélisation de l'interférogramme appropriée au schéma de recombinaison. Ce travail, effectué en partenariat avec le LETI, a été en partie financé par le CNES.

## 2. Les protocoles expérimentaux

### § 1. Les mesures de transmission

La première quantité à connaître dans un composant d'OI est sa transmission, qui va avoir un impact direct sur la sensibilité de l'instrument imageur.

- **Le banc de mesures.** A cet effet, j'ai utilisé un banc optique constitué d'une source lumineuse à  $1,6\mu\text{m}$  injectée dans le composant d'OI par l'intermédiaire d'une fibre, d'un montage mécanique fixant le recombineur et d'une fibre reliée à un détecteur infrarouge monopixel à positionner devant chaque sortie du recombineur. La figure 16 présente une photo et un schéma de l'ensemble.

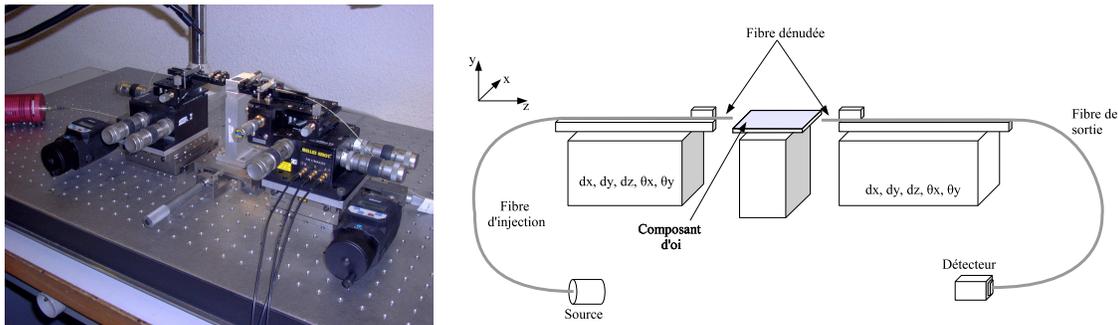
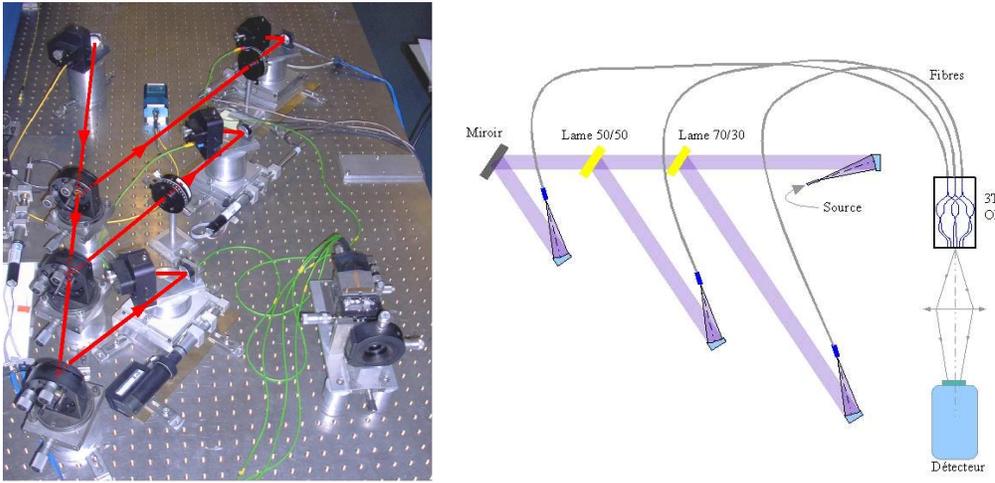


FIG. 16. Montage optique utilisé pour mesurer les pertes par transmission dans les composants d'OI (photo et schéma).

- **Le protocole de mesures.** Il s'agit de mesurer le flux au niveau de chaque sortie de composant lors d'une injection dans chaque entrée alternativement. Ce flux enregistré en sortie est ensuite normalisé par la mesure obtenue avec une connection fibre à fibre (*ie* sans composant) imagée sur le détecteur. Ces mesures permettent de quantifier le nombre de photons détectés au niveau de chaque sortie et donc d'estimer les pertes de flux au cours de la propagation. Les pertes de Fresnel ne sont pas prises en compte dans les calculs de transmission.

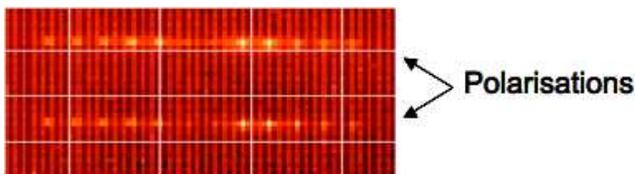
## § 2. Etude des propriétés interférométriques : le banc de type Mach-Zehnder

L'étude des propriétés du premier composant recombineur de 4 faisceaux a été effectuée avec un banc de mesure dédié.



**FIG. 17.** Photo et schéma du montage optique permettant de tester le composant d'optique intégrée à 4 télescopes. L'injection se fait uniquement dans 3 des 4 entrées grâce à un montage de type Mach Zehnder.

- Le banc de mesure.** Lors de ce travail, le laboratoire ne possédait pas le matériel nécessaire pour injecter simultanément quatre faisceaux et seules trois entrées du composant pouvaient être alimentées. Nous avons alors utilisé un montage optique avec un interféromètre de type Mach Zehnder (Figure 17). La lumière provenant d'une fibre, simulant une source astrophysique non résolue, est renvoyée sur un ensemble de miroirs dirigeant les faisceaux dans des fibres à maintien de polarisation. Celles-ci propagent la lumière jusqu'à une nappe, ou *V-groove*, dans laquelle elles sont positionnées pour injecter les faisceaux à l'intérieur du composant d'OI. Sur 2 des 3 voies, des lignes à retard, constituées d'un moteur et d'un actuateur piézoélectrique permettent de moduler la différence de marche entre les faisceaux qui interfèrent et de former des interférogrammes. Le composant, qui fait 5,5mm de largeur et 27mm de longueur, est quant à lui bloqué sur une monture fixe. L'injection est alors optimisée en déplaçant la nappe horizontalement, verticalement et selon 2 axes de rotation. Un cristal de calcite est placée en sortie de composant afin de séparer les deux polarisations linéaires pour éviter toute chute de contraste. Enfin, les sorties de guides sont imagées sur un détecteur infrarouge en HgCdTe, refroidi à l'azote liquide. La figure 18 donne un exemple de l'image obtenue avec une injection de flux dans 3 entrées sur les 4 lorsque les polarisations sont séparées.



**FIG. 18.** Une image typique obtenue sur le détecteur est donnée, les deux lignes correspondant aux deux polarisations linéaires séparées par une calcite.

**TAB. 2.** Procédure de calibration du composant d'OI, incluant des mesures photométriques et interférométriques. Obt = obturateur; O = ouvert; X = fermé;  $P_i$  = photométrie du faisceau  $i$ ; I = interférométrie.

Etape	Obt.1	Obt.2	Obt.3	Mesure
1	X	X	X	Fond
2	O	X	X	$P_1$
3	X	O	X	$P_2$
4	X	X	O	$P_3$
5	O	O	O	I

• **Le protocole de mesure.** Les mesures effectuées consistent en l'exécution des étapes présentées dans le tableau 2. La première mesure, avec les trois obturateurs fermés, permet d'enregistrer le fond lumineux constamment mesuré par le détecteur. Les 3 mesures suivantes sont des mesures photométriques où seul un faisceau est guidé dans le composant. Ces dernières mesures permettent de déterminer la répartition de flux à l'intérieur du composant. Enfin, la dernière mesure est la combinaison des 3 faisceaux, permettant de caractériser les performances interférométriques du recombineur.

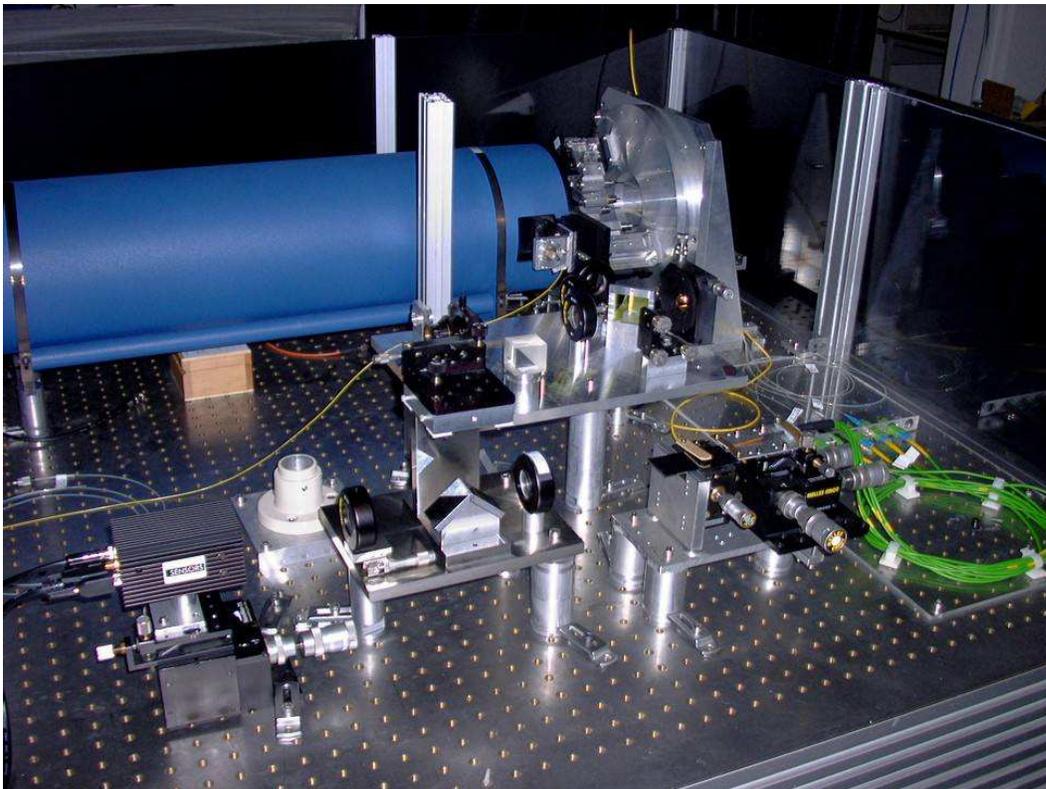
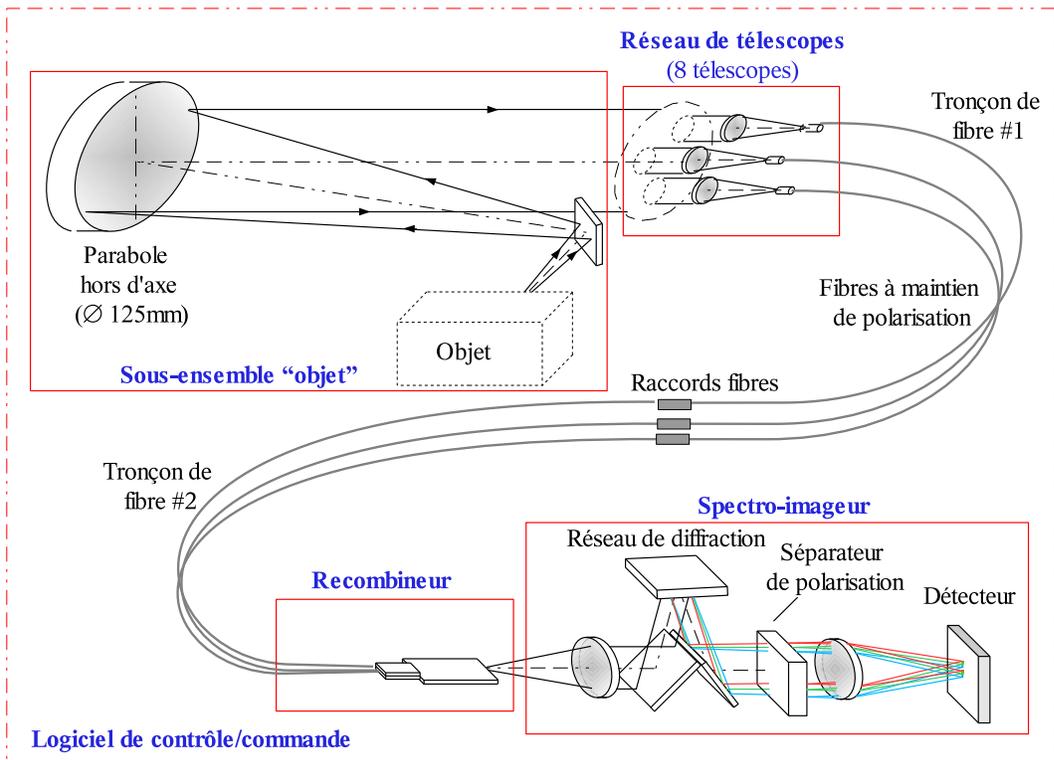
### § 3. Etude des propriétés interférométriques : le banc imageur

Un banc simulant la chaîne du VLTI a ensuite été mis en place pour l'étude des recombineurs dans le cadre de VSI. Il a été financé par le CNES et est décrit en détails dans Jocou (2007).

• **Le banc de mesures.** La figure 19 décrit chaque fonction constitutive du montage optique et présente une photographie de l'ensemble. Le banc comprend les éléments suivants :

- un simulateur d'objet à l'infini pouvant reproduire un point source ou une binaire, avec un rapport de flux et une séparation ajustables entre les deux sources;
- 8 éléments optiques simulant les télescopes du VLTI et couplant la lumière dans des fibres monomodes à maintien de polarisation;
- des moteurs permettant de modifier le chemin optique à l'intérieur de l'enveloppe de cohérence pour former des franges d'interférence;
- un recombineur en OI, de 8cm de long;
- un spectrographe ( $\lambda_0 = 1,65\mu\text{m}$ , 40 canaux spectraux,  $R=120$ );
- un prisme de Wollaston qui sépare les polarisations linéaires (pour éviter les chutes de contraste dues à la présence d'interférogrammes multiples);
- un détecteur infrarouge.

Le simulateur d'objet est basé sur le principe d'un interféromètre de Michelson (Figure 20, à gauche). Ce montage optique permet d'obtenir deux points lumineux incohérents simulant une étoile binaire dont la séparation peut être ajustée en bougeant les miroirs de l'ensemble. L'image est placée au niveau du plan focal d'un collimateur possédant une optique à F/5 qui produit un faisceau collimaté de 100mm de diamètre. 8 télescopes simulant les UT et les AT du VLTI sont placés dans ce faisceau. Ils sont constitués de lentilles à gradient d'indice à F/5 alimentant des fibres à maintien de polarisation qui propagent la lumière jusqu'à la recombinaison. La partie droite de la figure 20 donne une vue schématique de cet ensemble de télescopes, montage



**FIG. 19.** Vue schématique (en haut) et photo (en bas) du banc de test simulant le VLT, depuis le simulateur de source astrophysique jusqu'à la détection sur la caméra infrarouge.

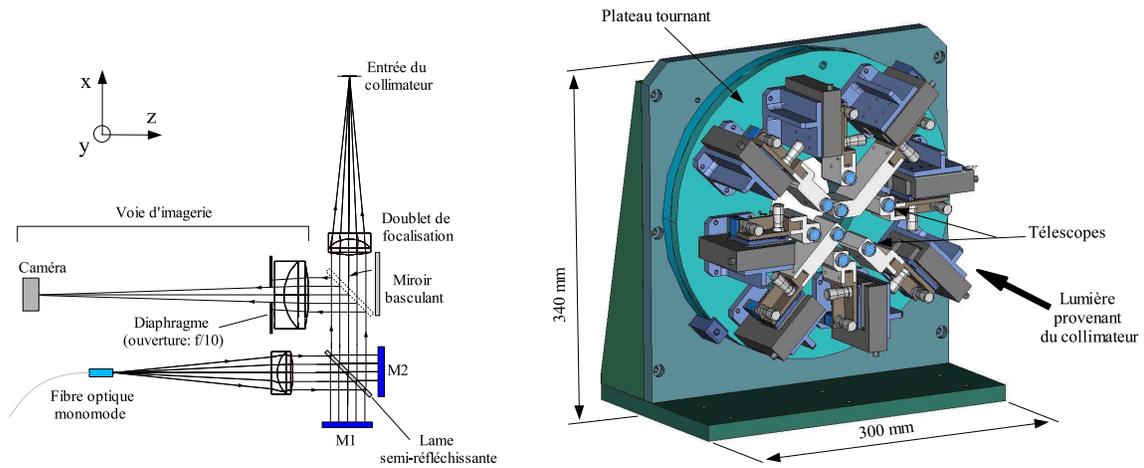


FIG. 20. Vue schématique du simulateur d'objet (à gauche) et du montage de télescopes (à droite).

Fonction	Choix instrumental
Bande spectrale	H ( $\lambda_0 = 1,65\mu\text{m}$ )
Simulateur d'objet	Interféromètre de type Michelson
Collimateur	F/5 donnant un faisceau de diamètre 100mm
Télescopes	Lentille à F/5 avec réglages mécaniques
Modulation du chemin optique	Moteurs
Propagation jusqu'au recombineur	Fibres à maintien de polarisation
Spectrographe	Prisme permettant une résolution de 120
Contrôle de la polarisation	Prisme de Wollaston
Détecteur	Puce en InGaAs

TAB. 3. Eléments du banc pour la caractérisation du composant 4-télescope avec codage matriciel.

permettant une bonne couverture du plan fréquentiel ( $u, v$ ). Chaque télescope est monté sur un module individuel permettant des ajustements mécaniques. Les fibres provenant de tous les télescopes, égalisées à 1mm près afin de limiter les effets différentiels, sont rassemblées dans une nappe qui alimente le recombineur en OI. A la sortie de celui-ci, un réseau disperse la lumière en 40 canaux spectraux à travers la bande H. Enfin, un prisme de Wollaston sépare les polarisations pour améliorer la fonction de transfert instrumentale. Ces deux derniers éléments sont placés dans une monture afocale (doublet achromatique avec un grandissement unité) afin d'obtenir des faisceaux collimatés. Le détecteur utilisé est une puce en InGaAs. Les pixels de la caméra font  $40\mu\text{m}$  et les guides de sortie de la puce sont espacés de  $160\mu\text{m}$  afin d'imager une sortie de guide tous les 4 pixels. La dispersion spectrale est évaluée à  $8,2\text{nm}$  par pixel à partir de la loi du réseau. Ces choix instrumentaux sont résumés dans le tableau 3.

- **Le protocole de mesures.** Afin de caractériser les comportements photométriques et interférométriques des composants matriciels, nous suivons les étapes présentées dans le tableau 4, à l'exception de l'étape 7 qui est considérée uniquement lors la procédure de réduction de donnée explicitée en § 4.

Les premières étapes sont similaires à celles présentées au § 2. La première est une mesure du fond lumineux enregistré par le détecteur. Les 4 étapes suivantes sont des mesures photométriques obtenues lorsqu'un seul faisceau à la fois est injecté dans le composant. Ces mesures permettent de déterminer les répartitions de flux à l'intérieur du composant et de calibrer les éventuels déséquilibres photométriques entre les voies responsables des interférences. L'étape 6 est la combinaison interférométrique de tous les faisceaux d'entrée : il s'agit d'acquisitions d'interférogrammes.

**TAB. 4.** Procédure de calibration du composant d'OI, incluant des mesures photométriques et interférométriques.

Etape	Obt.1	Obt.2	Obt.3	Obt.4	Mesure
1	X	X	X	X	Fond
2	O	X	X	X	$P_1$
3	X	O	X	X	$P_2$
4	X	X	O	X	$P_3$
5	X	X	X	O	$P_4$
6	O	O	O	O	I
7	O	O	O	O	$I(\gamma_0)$

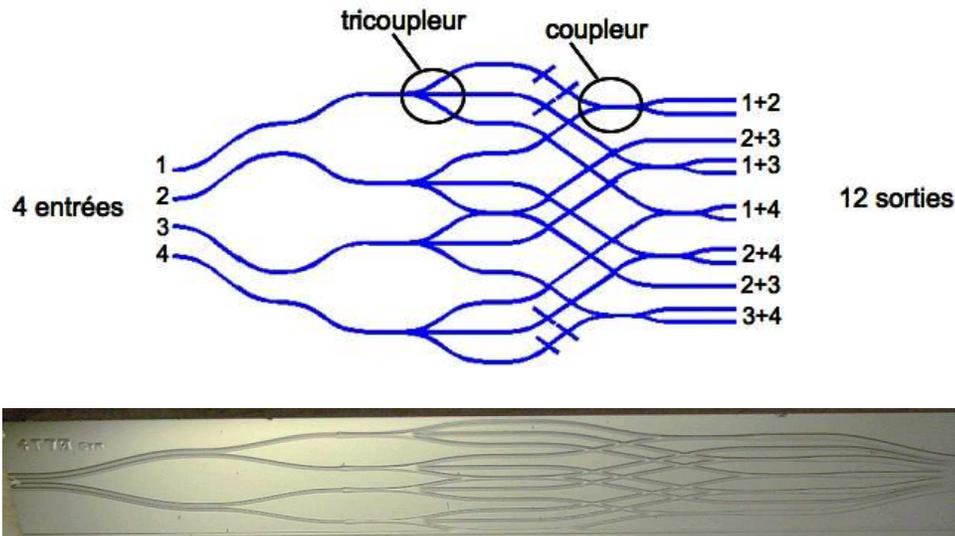
Obt. = obturateur; O = ouvert; X = fermé;  $P_i$  = mesure photométrique lors de l'injection de flux dans la voie  $i$  uniquement; I = mesure interférométrique recombinaison l'ensemble des faisceaux d'entrée.  $\gamma_0$  est le déphasage entre les mesures 6 et 7.

### 3. Le recombineur simple de 4 télescopes

Après avoir étudié des recombineurs à 2 et 3 télescopes, comme ceux utilisés au cœur de VINCI/VLTI ou de IOTA, il était nécessaire de simuler, développer puis tester en laboratoire de nouvelles fonctions indispensables à la recombinaison de plus de télescopes, notamment la fonction du tricoupleur. Par ailleurs, à mesure que le nombre de faisceaux à recombinaison augmente, la complexité du schéma optique gravé sur la puce d'OI augmente aussi. Par conséquent, avant de passer à des composants permettant des codages de la cohérence optimisés, comme celui décrit dans la section suivante, il est important de juger de la capacité de l'OI à recombinaison 4 faisceaux selon le schéma le plus simple.

#### § 1. Principe

Pour la première tentative de recombinaison de 4 télescopes simultanément, nous avons donc utilisé un schéma de guides d'onde permettant des interférences par paire, nécessitant un codage temporel des franges (Figure 21). Celui-ci possède 4 entrées et permet 6 combinaisons de faisceaux. Chaque faisceau d'entrée est divisé en trois par un tricoupleur afin d'interférer avec trois autres faisceaux. Chaque sous-faisceau se combine avec la lumière provenant d'un autre télescope dans un coupleur qui possède deux sorties en opposition de phase. Pour chaque couple



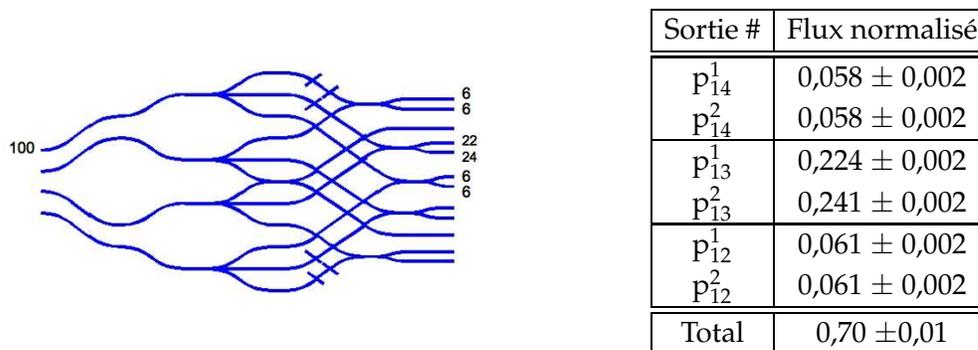
**FIG. 21.** En haut : schéma du composant recombineur de 4 télescopes par paire : il possède 4 entrées (à gauche) et, pour chacune des 6 paires interférométriques, 2 sorties en opposition de phase (à droite). En bas : photographie du composant.

interférométrique  $(i,j)$ , il y a donc deux sorties correspondant aux interférences entre  $i$  et  $j$ . Au total, ce composant présente donc 12 sorties.

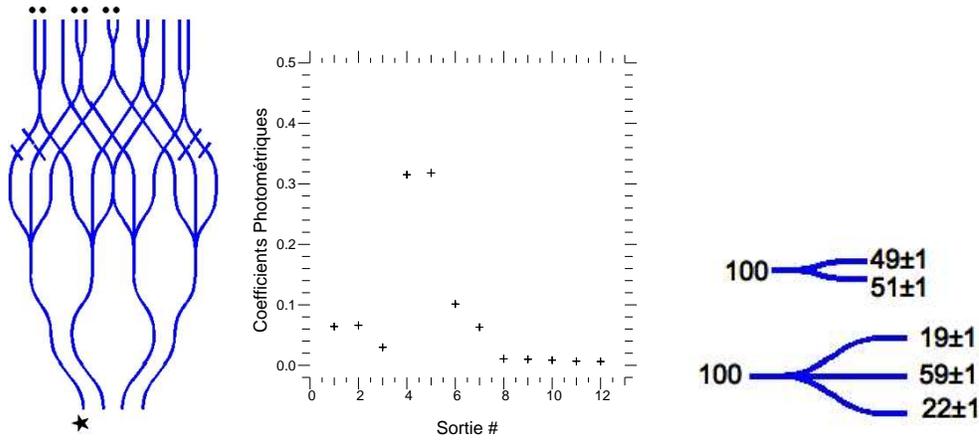
## § 2. Résultats des caractérisations

Je présente ici les résultats des caractérisations menées qui seront ensuite discutés au § 3.

### § 2.1. Mesures photométriques



**FIG. 22.** Par exemple, sur 100 photons injectés dans la première entrée du composant, on en détecte entre 6 et 24 au niveau des sorties concernées (à gauche). Le tableau est un exemple de mesures de transmission effectuées avec un détecteur monopixel (voir § 1) avec une injection de flux dans la première entrée du composant. Les sorties sont identifiées sous la forme  $p_{ml}^k$  où  $m, l$  indiquent les faisceaux interférant et  $k$ , la sortie du coupleur. La transmission totale du composant est d'environ 70%.



**FIG. 23.** Exemple des coefficients photométriques normalisés lorsque seulement une entrée reçoit du flux. La barre d'erreur pour chaque point est plus petite que la taille du symbole. De ces coefficients, on déduit la répartition de 100 photons à travers les coupleurs et les tricoupleurs en faisant l'hypothèse qu'ils sont parfaits (comme dans l'exemple à droite).

**TAB. 5.** Exemple de coefficients photométriques obtenus lors d'une injection de flux correspondant à la figure 23. L'erreur statistique sur chaque mesure est de 0,001. Les sorties sont identifiées sous la forme  $s_{ml}^k$  où  $m, l$  indiquent les faisceaux interférant et  $k$ , la sortie du coupleur.

Sortie	$s_{34}^1$	$s_{34}^2$	$s_{23}^1$	$s_{24}^1$	$s_{24}^2$	$s_{14}^1$	$s_{14}^2$	$s_{13}^1$	$s_{13}^2$	$s_{23}^2$	$s_{12}^1$	$s_{12}^2$
Coeff.	0,064	0,066	0,030	0,315	0,318	0,101	0,063	0,011	0,010	0,008	0,007	0,006

- **Transmissions.** Nous avons voulu connaître les transmissions de chaque voie du composant. Pour cela, nous avons suivi le protocole expliqué en § 1 pour chaque entrée du composant. Au total, la transmission du composant est d'environ 70% en bande H : c'est l'ensemble des photons détectés au niveau des sorties du composant. Cette valeur est conforme aux prédictions effectuées par P. Labeye. La figure 22 donne un exemple des valeurs mesurées lors de l'injection de la lumière dans la première entrée. Seules les sorties où du flux est censé être détecté sont notées parce que notre détecteur monopixel n'a pas la sensibilité nécessaire pour détecter de faibles flux.

- **Répartition du flux.** Les mesures photométriques suivantes consistent en l'injection d'un seul faisceau/télescope à la fois (étapes 2 à 4) en imageant les sorties sur la caméra du banc *Mach-Zehnder*, dont la dynamique est plus importante que celle du détecteur monopixel. Ces étapes permettent de déterminer la répartition des flux à travers les fonctions optiques principales du composant. La figure 23 (milieu) et le tableau 5 donnent des coefficients photométriques normalisés. Ces coefficients sont définis par le rapport entre le flux mesuré et la somme des flux mesurés sur l'ensemble des pixels. A partir de ces coefficients, nous avons pu déterminer le taux de séparation de la lumière pour les tricoupleurs et les coupleurs, si on ne considère aucune perte dans ces fonctions.

Le calcul des erreurs contient deux composantes. La dispersion des mesures sur un échantillon de l'ordre du millier de points est de l'ordre de  $10^{-3}$ , unité normalisée. Cependant, lors de nos calculs de la distribution photométrique dans les coupleurs et tricoupleurs, nous

**TAB. 6.** Estimation de la répartition du flux à l'intérieur des 4 tricoupleurs du composant. L'erreur sur les mesures est de 0.01. Les tricoupleurs sont numérotés de 1 à 4 en suivant l'ordre des entrées du composant. Les coupleurs sont désignés par les couples de faisceaux  $m, l$  qu'ils recombinent ( $ml$ ).

Tricoupleur	#1	#2	#3	#4
Répartition	0,19/0,57/0,24	0,18/0,69/0,13	0,19/0,59/0,22	0,14/0,68/0,18

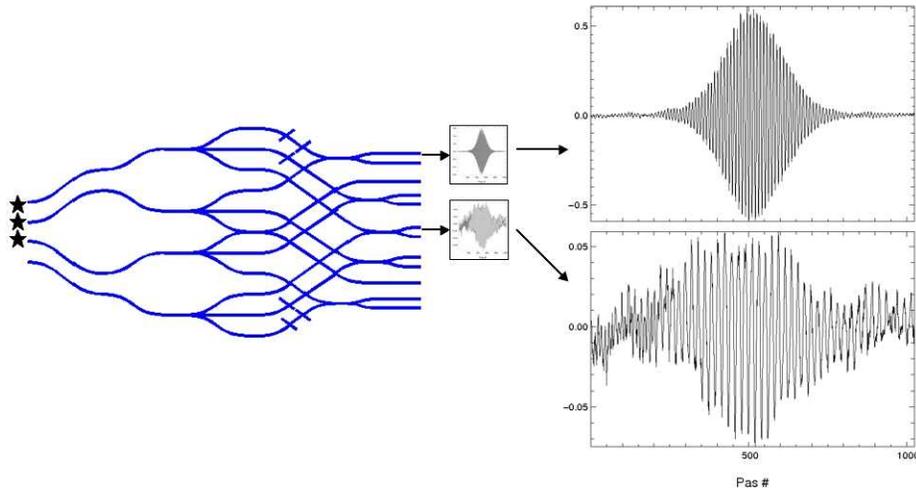
Coupleur	34	24	14	13	12	23
Répartition	0,49/0,51	0,49/0,51	0,47/0,53	0,49/0,51	0,46/0,54	0,48/0,52

avons constaté des différences entre les valeurs des répartitions de flux dans une même fonction selon la voie d'entrée qui est illuminée. Ceci conduit à un écart de l'ordre de  $10^{-2}$ , pour le flux normalisé. Nous pensons que cet écart est dû à l'hypothèse non vérifiée selon laquelle les fonctions sont sans pertes. Des exemples de résultats de ces calculs sont donnés dans le tableau 6 et sur la figure 23, à droite.

Pour les tricoupleurs, la répartition de flux se fait selon un rapport approximativement de 20%/60%/20% : la voie centrale guide une majorité de la lumière. Ce résultat n'est pas conforme à la consigne d'une répartition équilibrée entre les trois voies (33%/33%/33%). Cet écart s'explique par le fait que les simulations effectuées lors de la conception des guides ne tenaient pas compte de leurs structures tri-dimensionnelles. Nous verrons dans la section suivante que cet effet a été corrigé. Les coupleurs sont, eux, proches de l'équipartition de flux ( $\sim 50\%/50\%$ ) telle qu'attendue.

- **Mesure de flux parasite ou diaphotie.** De plus, à partir de ces mesures sur la caméra infrarouge, il est possible de quantifier la présence de flux parasite, que l'on appelle aussi diaphotie. Il s'agit d'un flux détecté en sortie de composant au niveau de pixels où aucun flux n'est censé être mesuré (voir Figure 23). En fonction des sorties du composant, ce flux va de  $10^{-4}$  à  $5 \cdot 10^{-2}$ , cette dernière valeur représentant presque 50% du flux mesuré sur certaines des sorties pour lesquelles on attend du flux. Le flux total non désiré détecté en sortie peut représenter jusqu'à 8% du flux total en sortie. Même lorsque l'injection de flux ne concerne que deux entrées situées à une extrémité du composant, du flux parasite est détecté dans les sorties situées à l'autre extrémité. Il semble donc que du flux soit directement guidé dans le composant à l'intérieur du substrat. La présence d'un halo sur l'image de la caméra confirme ce résultat (Figure 18). En fait, cette présence importante de flux parasite peut en partie s'expliquer par le fait que ce composant a été fabriqué avec l'ancienne technique, présentée en § 1 (Figure 11). Lors des dernières étapes de la réalisation des guides avec cette méthode, la couche de silice dopée est seulement partiellement gravée sur le substrat de silicium. Les cœurs ne sont donc pas totalement indépendants les uns des autres et du flux parasite peut se propager le long du composant. Par ailleurs, les jonctions Y et les croisements entre guides peuvent aussi être partiellement responsables de cette perte de flux.

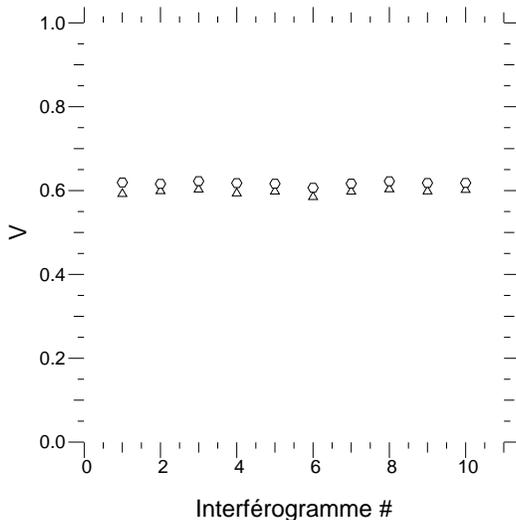
On retrouve un comportement similaire pour tous les types de mesures photométriques pour les deux polarisations linéaires séparées par le cristal de calcite.



**FIG. 24.** Interférogrammes obtenus en modulant la différence de marche. En haut, l'interférogramme est issu de la combinaison de deux faisceaux injectés en entrée du composant. En bas, l'interférogramme résulte de la présence de flux cohérent parasite. (L'échelle diffère pour les deux figures d'un facteur 10).

**TAB. 7.** Exemples de contrastes obtenus lors d'une injection de flux dans trois entrées sur les sorties concernées. Des mesures sur les deux polarisations sont notées. Les erreurs statistiques correspondent à la dispersion sur 1/2 heure. Les sorties sont identifiées sous la forme  $s_{ml}^k$  où  $m, l$  indiquent les faisceaux interférant et  $k$ , la sortie du coupleur.

Sortie	$s_{13}^1$	$s_{13}^2$	$s_{23}^1$	$s_{23}^2$	$s_{12}^1$	$s_{12}^2$
Polar #1	$0,604 \pm 0,008$	$0,63 \pm 0,01$	$0,481 \pm 0,004$	$0,597 \pm 0,005$	$0,65 \pm 0,02$	$0,52 \pm 0,01$
Polar #2	$0,644 \pm 0,009$	$0,604 \pm 0,009$	$0,625 \pm 0,007$	$0,617 \pm 0,004$	$0,61 \pm 0,03$	$0,53 \pm 0,01$



**FIG. 25.** Exemple de visibilités instrumentales obtenues pour une succession de 10 mesures. Les barres d'erreurs sont plus petites que les symboles utilisés pour la représentation. Les 2 symboles correspondent aux mesures indépendantes des 2 polarisations linéaires.

## § 2.2. Mesures interférométriques

Les caractérisations présentées dans ce paragraphe ont été obtenues en injectant de la lumière dans 3 entrées sur les 4, alternativement, de manière à produire des franges d'interférences avec toutes les combinaisons de guides. Dans cette section, les contrastes instrumentaux sont calculés en utilisant un estimateur classique, mesurant l'amplitude des franges calibrée par le

déséquilibre photométrique entre les voies qui interfèrent, ce dernier étant estimé à partir des étapes de mesures 2 à 4.

En modulant la différence de marche entre 2 voies, on obtient des interférogrammes de contrastes moyens comme celui de la figure 24 (en haut, à droite). Les contrastes instrumentaux obtenus sont distribués entre 45% à 80% en fonction de la sortie considérée (voir le tableau 7). Nous constatons la présence d'interférogrammes parasites au niveau de sorties où ils ne devraient pas exister (voir la figure 24, en bas, à droite). Les flux cohérents de ces interférogrammes peuvent représenter jusqu'à 20% du flux cohérent des voies mesurées. Ces contrastes, moyens ou faibles, s'expliquent en partie par la présence de ce flux cohérent parasite qui s'additionne au flux cohérent utile, par la présence de flux incohérent et enfin, probablement, par un comportement polarimétrique des flux parasites mal caractérisé.

Les visibilité instrumentales sont stables : sur une demi-heure (durée typique d'acquisition de 10 interférogrammes), la dispersion des mesures est inférieure à 1%. La figure 25 donne un exemple de contrastes instrumentaux lors d'une succession de 10 mesures. Les deux polarisations sont représentées avec deux symboles différents : les contrastes correspondant sont similaires à quelques pourcents près dans cet exemple, mais peuvent différer jusqu'à 30%.

### § 3. Discussion

**TAB. 8.** Résumé des performances du composant recombineur de 4 télescope.

Transmission	Visibilité $V$	$\sigma_{V,t}$ sur 1/2h	Diaphotie	$\Delta V$ (polar)
70%	45-80%	1%	8%	2-30%

Le tableau 8 résume les performances du recombineur de 4 télescopes par paires. Alors que la transmission globale du composant s'avère satisfaisante par rapport à un instrument en optique de volume (Malbet (2007)), les contrastes instrumentaux sont largement moins bons que ce qui était attendu. La diaphotie, importante pour ce composant, peut en partie expliquer cela. Les valeurs de contrastes sont différentes pour les deux polarisations traitées de manière indépendante (jusqu'à 30% d'écart) : les deux polarisations ne sont donc pas transmises de la même manière à l'intérieur du composant. La stabilité des observables est satisfaisante ( $\leq 1\%$  pour les contrastes) ce qui permet de valider la stabilité intrinsèque du banc. La discussion § 5.1 rapporte l'impact de ces quantités sur les performances d'un instrument imageur.

Un retour sur le comportement photométrique et interférométrique du composant a été fourni au LETI qui a ainsi pu améliorer ses performances. Notamment, les composants suivants qui ont été fournis par le LETI, ont tous été fabriqués avec la nouvelle technologie qui permet une gravure totale des guides supprimant ainsi la zone de guidage commune à tous les guides. Ceci dit, malgré les performances moyennes de ce recombineur, c'est la capacité à recombinaison 4 faisceaux simultanément grâce à l'utilisation de tricoupleurs, ainsi que la modularité de l'OI qui a été prouvée.

L'étude du recombineur de 4 télescopes par paire n'est qu'une étape vers la recombinaison optimisée de 4 faisceaux. En effet, LeBouquin (2005) a conclu que les recombineurs à 4 télescopes

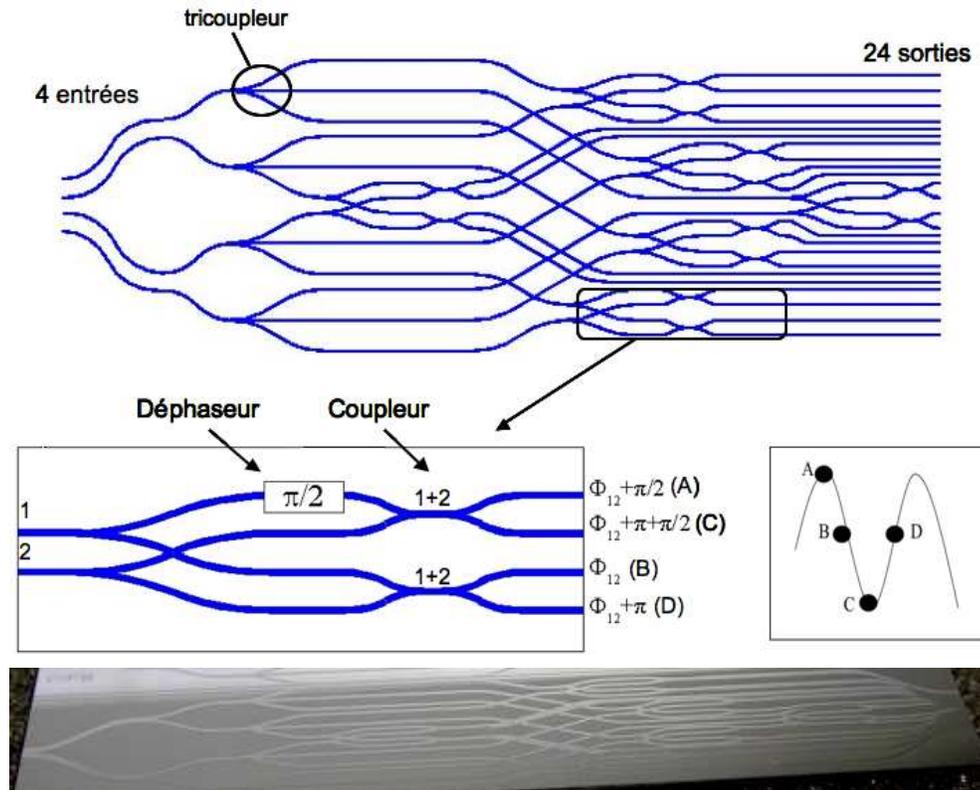
les plus efficaces sont ceux avec des éléments déphaseurs permettant d'obtenir un codage matriciel de type  $ABCD$  ou des composants multiaxiaux recombinaut *tout-en-un*. La méthode  $ABCD$ , proposée pour la première fois par Shao & Staelin (1980) permet de mesurer la cohérence entre deux faisceaux en échantillonnant temporellement une frange avec 4 enregistrements en quadrature. L'extrapolation de cette méthode à la recombinaison d'un plus grand nombre de télescopes requiert d'introduire une modulation temporelle non redondante qui a pour conséquence une réduction du rapport signal à bruit.

En optique intégrée, un circuit avec codage matriciel de type  $ABCD$  permet d'obtenir directement (sans modulation temporelle) une mesure de 4 états de phase du flux cohérent, états théoriquement en quadrature. Ceci permet de s'affranchir de la contrainte de non-redondance. Ce codage matriciel peut être directement obtenu par l'association de fonctions optiques de base.

La section suivante rapporte la caractérisation de ce type de recombineur en laboratoire, qui représente l'un des circuits en OI les plus complexes jamais réalisés pour l'astronomie.

## 4. Le recombineur matriciel de 4 télescopes

Le composant matriciel recombineur de 4 télescopes est plus complexe que le précédent puisque les éléments de recombinaison passent de coupleurs à des cellules incluant des déphaseurs. Il s'agit de cellules qui permettent le codage en *ABCD* en fournissant 4 sorties théoriquement en quadrature. Les enjeux des caractérisations sur ces composants sont donc à la fois d'établir leurs transmissions et leurs performances interférométriques pour évaluer leurs aptitudes à être au cœur d'un instrument imageur, mais aussi de valider des nouvelles fonctions optiques.



**FIG. 26.** En haut : schéma du recombineur à 4 télescopes en optique intégrée, permettant une recombinaison par paire et utilisant des déphaseurs pour produire 4 sorties en quadrature par couple de faisceaux. Au milieu : détails de la fonction de recombinaison. Pour chaque paire interférométrique, ici (1,2), un bras est théoriquement déphasé de  $90^\circ$ , aboutissant à 4 sorties en quadrature. En enregistrant les 4 états de phase (notés *ABCD*), on peut retrouver toute l'information pour accéder à la visibilité complexe. En bas : photo d'un prototype. Sa longueur est de 80mm et sa largeur de 16mm.

### § 1. Principe de la recombinaison

Le composant présente 4 entrées pouvant accueillir les faisceaux provenant de 4 télescopes. La recombinaison se fait par paire, combinant seulement deux faisceaux à la fois, comme dans le composant présenté dans la section précédente. Il permet donc 6 combinaisons interférométriques au total. Après la recombinaison, à chaque couple interférométrique correspondent 4 sorties, qui ont la spécificité d'être (théoriquement) en quadrature. Au total, il y a donc 24 sorties (voir Figure 26).

Pour chaque faisceau injecté, la lumière est guidée à l'intérieur du composant puis est recombinaison. La première partie (le routage de la lumière) se décompose en :

- une propagation à travers les guides d'onde depuis les différentes entrées;
- puis une séparation par un tricoupleur en trois sous-faisceaux qui vont interférer avec les autres faisceaux;

La cellule de recombinaison que traverse la lumière est constituée :

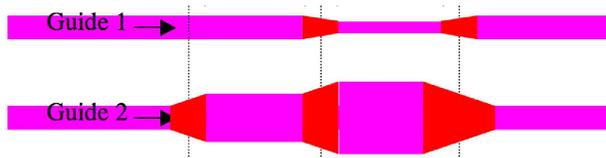
- d'une jonction Y qui la divise, afin d'obtenir deux sous-ensembles;
- puis, chaque sous-faisceau est combiné avec un autre provenant d'un télescope différent dans un coupleur. Le long d'une seule branche parmi les 4, un élément déphaseur modifie la phase du faisceau concerné théoriquement de  $90^\circ$ .

La figure 26 (milieu) schématise cette fonction de déphasage et recombinaison. Pour chaque couple, on obtient 4 faisceaux de sortie, deux par deux en opposition de phase, et avec un déphasage additionnel de  $90^\circ$  (théoriquement) entre les couples de sortie. Même sans modulation temporelle de la différence de marche, l'utilisateur a accès à 4 états de phase simultanément, notés  $A, B, C$  et  $D$ . Ces 4 mesures reviennent à échantillonner une frange virtuelle (voir la figure 26, au milieu à droite). De cette manière, toute l'information sur la cohérence complexe des champs électriques interférants peut être retrouvée (*ie* le contraste et la phase) sans avoir recours à une modulation temporelle.

L'élément responsable du déphasage a été développé par P. Labeye et est basé sur la variation de l'indice effectif en fonction de la largeur du guide d'onde (*ie* variation de la vitesse de phase). Pour obtenir ce déphasage, une différence de chemin optique entre deux guides d'onde parallèles de même longueur physique a été créée. En élargissant un des deux guides d'onde, l'indice effectif change et la différence de phase résultante est donnée par :

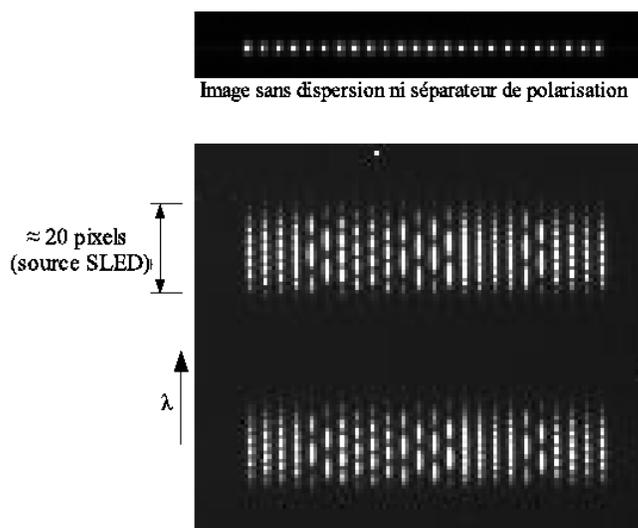
$$\Delta\Phi = 2\pi(n_{eff,2} - n_{eff,1})\frac{L}{\lambda} \quad (1.25)$$

où  $n_{eff,i}$  est l'indice effectif du guide d'onde  $i$  et  $L$ , la longueur de la partie élargie du guide modifié. Pour obtenir un déphasage le plus achromatique possible, P. Labeye a compensé la dépendance en longueur d'onde en concaténant des segments de guides d'onde de largeurs différentes, séparés par des transitions adiabatiques qui permettent d'éviter les pertes dues aux discontinuités. La figure 27 donne une vue schématique d'un déphaseur constitué de deux segments.



**FIG. 27.** Principe du déphaseur : une variation du chemin optique est induite par une variation d'indice effectif entre les morceaux de guide d'onde, obtenue par un changement de leur largeur. La concaténation des morceaux de guide permet de minimiser le chromatisme et l'utilisation de transitions adiabatiques diminue toute perte de flux.

Il existe deux moyens d'extraire les observables interférométriques du signal : à partir d'une modulation temporelle de la différence de marche entre les faisceaux interférants ou en



**FIG. 28.** Images du détecteur : en haut, les 24 sorties sont imagées sans dispersion spectrale et sans séparation des polarisations linéaires; en bas, elles sont dispersées spectralement après une séparation des polarisations.

modélisant le signal interférométrique à partir du codage en  $ABCD$ . Pour la caractérisation de ces composants en laboratoire, une modulation temporelle de la différence de marche a été effectuée. Chaque sortie a ainsi été analysée indépendamment des autres.

## § 2. Résultats des caractérisations

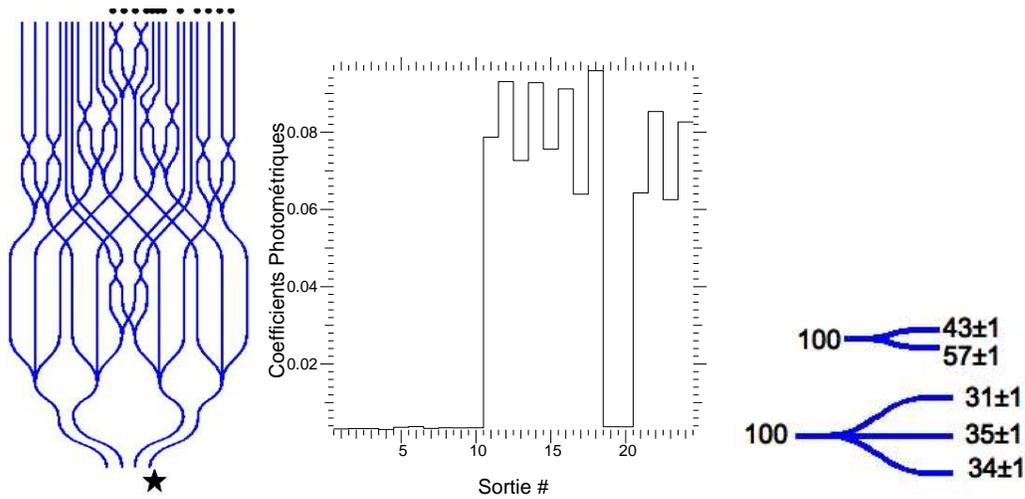
Nous avons complètement caractérisé plusieurs composants de ce type afin de vérifier qu'ils étaient bien adaptés à des observations astronomiques. Au total, il s'agit de deux puces comprenant chacune trois composants  $4TABCD$  avec des guides d'onde de largeurs de 6, 6,5 et  $7\mu\text{m}$ , afin de valider la technologie qui ne reproduit pas exactement les simulations. Dans ce chapitre, je m'attarderai principalement à décrire les performances de deux composants possédant des guides de  $6,5\mu\text{m}$  de largeur. Tous nos tests en laboratoire ont été effectués dans la bande H avec différents types de sources, comme une diode superluminescente ou un laser.

### § 2.1. Mesures photométriques

La figure 28 est une image du détecteur. Les 24 sorties sont dispersées spectralement (verticalement) et les deux polarisations sont séparées avec un prisme de Wollaston.

- **Transmissions.** Pour ces composants, la transmission définie au § 1 a été mesurée au LETI. Une transmission totale de 65% dans la bande H, comparativement à la transmission fibre-fibre, a été mesurée. La diminution de cette transmission par rapport au recombineur 4-télescopes simple s'explique par la présence supplémentaire de jonctions Y, de jonctions X, et enfin, à des pertes additionnelles dues à des guides plus courbés. Par ailleurs, l'utilisation des cellules de déphasage augmentant la taille du composant, la longueur sur laquelle la lumière doit se propager est plus grande, il y a donc plus de pertes.

- **Répartition du flux.** Avec les étapes 1 à 5 (voir tableau 4), durant lesquelles nous injectons alternativement de la lumière dans une seule entrée à la fois, nos objectifs sont de valider le dessin du recombineur en terme de transmission photométrique, de détecter l'éventuelle existence de flux parasite se propageant à l'intérieur du composant, d'évaluer la stabilité des flux transmis ainsi que leurs chromaticités.



**FIG. 29.** Exemple de coefficients photométriques normalisés obtenus quand la lumière est injectée dans seulement une entrée. Les erreurs sont de l'ordre de  $10^{-3}$  et ne sont pas représentées. Comme il est attendu, seulement 12 des 24 sorties présentent du flux. A partir de ces coefficients, on déduit les répartitions de flux dans les coupleurs et tricoupleurs (à droite).

**TAB. 9.** Exemple de coefficients photométriques mesurés lors de l'injection de flux correspondant à la figure 29. L'erreur statistique est de l'ordre de 0,001. Les sorties sont identifiées sous la forme  $s_{ml}^k$  où  $m, l$  indiquent les faisceaux interférant et  $k$ , la sortie du coupleur.

Sortie	$s_{12}^1$	$s_{12}^2$	$s_{12}^3$	$s_{12}^4$	$s_{23}^1$	$s_{23}^2$	$s_{13}^1$	$s_{12}^2$	$s_{12}^3$	$s_{12}^4$	$s_{14}^1$	$s_{14}^2$
Coeff.	0,003	0,003	0,003	0,003	0,004	0,004	0,003	0,003	0,003	0,003	0,078	0,093

Sortie	$s_{14}^3$	$s_{14}^4$	$s_{24}^1$	$s_{24}^2$	$s_{24}^3$	$s_{24}^4$	$s_{23}^3$	$s_{23}^4$	$s_{34}^1$	$s_{34}^2$	$s_{34}^3$	$s_{34}^4$
Coeff.	0,072	0,093	0,076	0,091	0,063	0,096	0,004	0,004	0,064	0,085	0,062	0,083

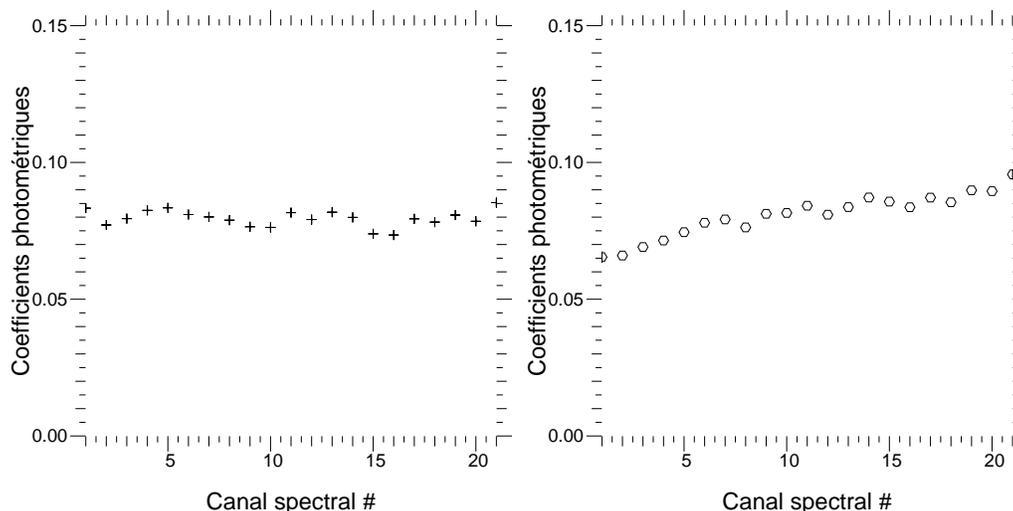
La figure 29 et le tableau 9 donnent un exemple des coefficients photométriques normalisés pour les 24 sorties du composant quand une seule entrée est alimentée. Ces coefficients photométriques sont définis par le rapport entre le flux mesuré sur un pixel et la somme des flux sur l'ensemble des sorties du composant. Comme attendu, 12 des 24 pixels sont illuminés. Nous avons évalué le taux de séparation des différents fonctions optiques comme dans la section précédente. Pour ces mesures, les erreurs ont été calculées de manière identique au paragraphe § 2.1.

Nous avons déterminé, avec ces mesures en bande large, que les tricoupleurs séparent la lumière selon un rapport d'environ 33%, valeur attendue, alors que les coupleurs ont un effet asymétrique répartissant la lumière selon la proportion d'environ 55%/45% (voir l'exemple de la figure 29, à droite). Ce résultat est légèrement différent de nos attentes (50%/50%) mais reste tout à fait tolérable. Il faut aussi noter que ces calculs reposent à nouveau sur l'hypothèse de fonctions idéales.

Pour chaque sortie, le coefficient photométrique se trouve être très stable dans le temps. Par exemple, sur l'échelle d'une demi-journée, on trouve une variation de 0,4% en valeur relative sur une sortie.

Par ailleurs, la figure 30 donne l'évolution de deux coefficients photométriques normalisés en fonction de la longueur d'onde. Dans la plupart des cas, nous ne constatons pas de dépendance chromatique détectable ( $\geq 10\%$ ) en fonction de la longueur d'onde impliquant une répartition des flux très peu chromatique (à gauche). Cependant dans certaines sorties la répartition du flux en fonction de la longueur d'onde peut varier jusqu'à 30% (à droite). Nous n'avons pas pu établir de correspondance entre ces mesures et les simulations des fonctions individuelles hormis le fait que la chromaticité maximum prédite est de l'ordre de 30%.

Les écarts des mesures entre les différentes polarisations varient de 0 à 13% entre l'une et l'autre polarisation, en fonction de la longueur d'onde considérée.



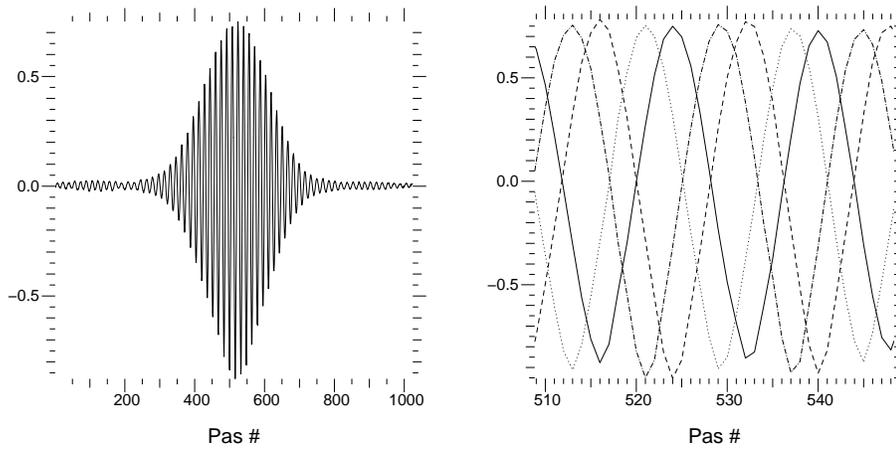
**FIG. 30.** Exemples d'évolution de deux coefficients photométriques avec la longueur d'onde, montrant deux cas extrêmes d'une faible et forte chromaticité. Les barres d'erreurs statistiques, dispersions sur plus d'un millier de mesures successives, sont plus petites que les symboles.

- **Mesure du flux parasite.** Sur les pixels où nous ne sommes pas censés détecter du flux, l'intensité mesurée donne accès à la quantité de flux indésirable. Pour ces composants, nous avons estimé un flux parasite très inférieur à ce qui est mesuré sur le recombineur 4T simple. Pour l'exemple de la figure 30, le flux parasite total est inférieur à 0,4% du flux total de sortie. Ce résultat met en évidence le bénéfice de la nouvelle technologie de gravure pour laquelle les guides sont indépendants les uns des autres car toute la couche de silice dopée est gravée.

## § 2.2. Mesures interférométriques

- **Contrastes instrumentaux.** Compte tenu du très haut rapport signal à bruit sur les mesures, un estimateur simple de visibilité mesurant l'amplitude des franges calibrée du déséquilibre photométrique entre faisceaux est suffisant pour notre caractérisation. Celui-ci est estimé à partir des étapes de mesures 2 à 5 (Tab.4) : il n'est donc pas obtenu simultanément aux mesures interférométriques.

Le but des mesures effectuées lors de l'étape 6 est de déterminer les contrastes et clôtures de phases instrumentaux ainsi que les déphasages introduits par les éléments déphaseurs, leurs stabilités respectives dans le temps et leurs chromaticités.



**FIG. 31.** A gauche : un interférogamme à haut contraste. A droite : les 4 interférogammes (tirets, points, points-tirets, et trait plein) correspondent aux 4 sorties déphasées d'un couple interférométrique. Pour cette paire, les déphasages sont de l'ordre de  $80^\circ$ . Ces interférogammes n'ont pas été calibrés du déséquilibre photométrique.

**TAB. 10.** Exemples de contrastes instrumentaux mesurés en large bande. Les erreurs statistiques correspondant aux dispersions sur 15 interférogammes successifs sont très faibles et valent entre 0,002 et 0,01 selon les sorties. Les sorties sont identifiées sous la forme  $s_{ml}^k$  où  $m, l$  indiquent les faisceaux interférant et  $k$ , la sortie du coupleur.

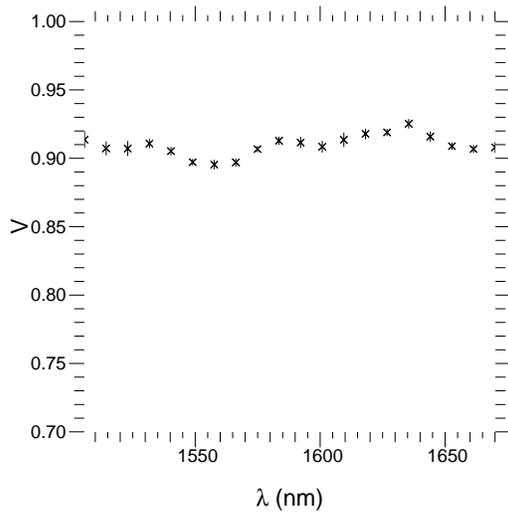
Sortie	$s_{12}^1$	$s_{12}^2$	$s_{12}^3$	$s_{12}^4$	$s_{23}^1$	$s_{23}^2$	$s_{13}^1$	$s_{13}^2$	$s_{13}^3$	$s_{13}^4$	$s_{14}^1$	$s_{14}^2$
Contrastes	0,89	0,92	0,91	0,90	0,89	0,93	0,89	0,94	0,92	0,93	0,90	0,94

Sortie	$s_{14}^3$	$s_{14}^4$	$s_{24}^1$	$s_{24}^2$	$s_{24}^3$	$s_{24}^4$	$s_{23}^3$	$s_{23}^4$	$s_{34}^1$	$s_{34}^2$	$s_{34}^3$	$s_{34}^4$
Contrastes	0,90	0,94	0,88	0,92	0,88	0,90	0,88	0,93	0,91	0,91	0,92	0,89

En faisant varier la différence de marche lors de l'observation d'une source non résolue, et en séparant les deux polarisations linéaires, on obtient des interférogammes à hauts contrastes, comme celui présenté en figure 31, à gauche. Pour toutes les paires interférométriques, le contraste instrumental est très élevé, de 85% à 95% en fonction de la sortie considérée. Le tableau 10 donne des exemples de contrastes instrumentaux mesurés en large bande, avec une erreur statistique correspondant à la dispersion sur 15 interférogammes successifs. Les 4 sorties théoriquement en quadrature ont des contrastes très proches à quelques pourcents près.

La figure 32, à gauche, donne un exemple de l'évolution du contraste avec la longueur d'onde. La chromaticité est faible : pour cet exemple, la dispersion des contrastes sur les 20 canaux spectraux à travers la bande H est inférieure à 1% pour un contraste de 91%. De manière générale, cette variation de contraste à travers les 150nm de bande échantillonnée spectralement peut aller jusqu'à 10%.

Les contrastes en large ou étroite bande sont très stables dans le temps. Avec dispersion spectrale (*ie* en bande étroite), on trouve une variation de visibilité largement inférieure au pourcent sur une heure de mesure. A l'échelle d'une demi journée de mesures en large bande, la variation de contraste sur chaque sortie est inférieure au pourcent (voir § 3.3).



**FIG. 32.** Exemple d'évolution du contraste instrumental mesuré au niveau d'une sortie en fonction de la longueur d'onde. Les barres d'erreurs statistiques sont les dispersions sur plus d'un millier de mesures successives.

Ceci dit, toutes ces mesures ont été effectuées avec une caméra non linéaire dont le comportement, non reproductible, n'a pu être calibré. Par conséquent, les déterminations des visibilités instrumentales sont assorties d'un biais de mesure au maximum de 10%.

- **Déphasages.** Nous cherchons ici à déterminer le déphasage entre deux sorties théoriquement en quadrature afin de caractériser les déphaseurs. Ces déphasages sont calculés en estimant la différence de phase entre les deux sorties concernées, notées  $(i,j)$ , avec  $i,j = (A,B)$  ou  $(C,D)$  (voir la figure 26). Pour cela, on estime la fréquence des franges d'interférence  $\nu_{max}$  (en prenant le maximum du pic franges dans l'espace de Fourier) et on calcule le produit suivant :

$$\Delta\phi_{i,j} = \text{atan}(F_i(\nu_{max})F_j^*(\nu_{max})) \quad (2.26)$$

où  $F_{i,j}$  sont les spectres relatifs à chaque sortie  $i$  ou  $j$ , et \* désigne le complexe conjugué.

La figure 31 (droite) présente 4 interférogrammes déphasés qui correspondent à l'enregistrement des faisceaux des 4 sorties  $ABCD$  pour une paire. Le tableau 11 donne des exemples de mesures de ces déphasages estimés en bande large, sur deux composants. Pour 5 des 6 combinaisons interférométriques, sur une des deux puces testées, les déphasages sont proches de nos attentes. En effet, pour ces couples, on trouve un déphasage autour de  $80^\circ$ , valeur proche de la quadrature. Par contre, la dernière paire interférométrique présente un déphasage proche de  $26^\circ$ . Pour la deuxième puce testée, les déphasages sont autour de  $80^\circ$  pour trois couples, autour de  $65^\circ$  pour deux autres, et enfin, autour  $33^\circ$  pour la dernière paire, correspondant à la valeur la plus faible dans le premier composant.

**TAB. 11.** Exemples de déphasages mesurés entre les sorties théoriquement en quadrature pour deux composants. Les erreurs statistiques correspondent à la dispersion sur 10 mesures successives. Les déphaseurs sont désignés par les couples de faisceaux  $m,l$  qu'ils affectent (notés  $ml$ ).

Cellule	34	23	24	14	13	12
Déphasage - composant 1 ( $^\circ$ )	$78,1 \pm 0,3$	$79,4 \pm 0,2$	$79,7 \pm 0,2$	$25,8 \pm 0,5$	$80,8 \pm 0,4$	$78,9 \pm 0,4$
Déphasage - composant 2 ( $^\circ$ )	$87,8 \pm 0,2$	$77,1 \pm 0,1$	$67,5 \pm 0,1$	$32,7 \pm 0,3$	$87,1 \pm 0,3$	$62,5 \pm 0,2$

Les valeurs qui diffèrent largement de la quadrature ne correspondent pas à nos prédictions (à partir des simulations). Pour le couple 14, dont l'écart est le plus grand, nous suspectons une

inhomogénéité de constitution du substrat de silice à la position du déphaseur sur la puce. En effet, sur les 6 éléments déphasants de chaque composant, celui-ci est le plus éloigné du centre du composant et le plus proche du bord de la plaque de silice. Cela pourrait aussi être engendré par une relaxation des contraintes de la silice après la découpe des puces. Même si ce résultat n'est pas celui qui était attendu, il n'est pas critique sur le plan de la réduction de données tant que le déphasage est largement différent de 0 ou 180°.

Lorsque nous avons calculé les déphasages entre sorties en fonction de la longueur d'onde dans le but d'évaluer la chromaticité des déphaseurs, nous avons observé des sauts de phases pouvant aller jusqu'à 2°. Cet effet se reproduisait sur plusieurs interférogrammes successifs. En fait, la détermination du maximum fréquentiel et donc des phases s'avérait délicate parce que la détermination numérique du maximum des pics franges dans l'espace de Fourier est à un élément d'échantillonnage près. Cette incertitude peut engendrer des biais sur les estimations des phases pouvant aller jusqu'à 2°. Nous avons donc voulu améliorer cette détermination numérique et avons procédé en suivant les étapes ci-dessous :

- filtrage de la densité spectrale de puissance au niveau des pics franges dans l'espace fréquentiel;
- interpolation du maximum de la densité spectrale de puissance avec la fonction de Brent pour trouver sa position précisément. Cette interpolation est à convergence quadratique en construisant une parabole autour de 3 points à partir de la fonction :

$$F(v) = \sum_{i=1}^n F(v_i) e^{\pi j (\frac{n-1}{n})} \frac{\sin(n\pi(\frac{v}{v_{ech}} - \frac{i}{n}))}{\sin(\pi(\frac{v}{v_{ech}} - \frac{i}{n}))} \quad (2.27)$$

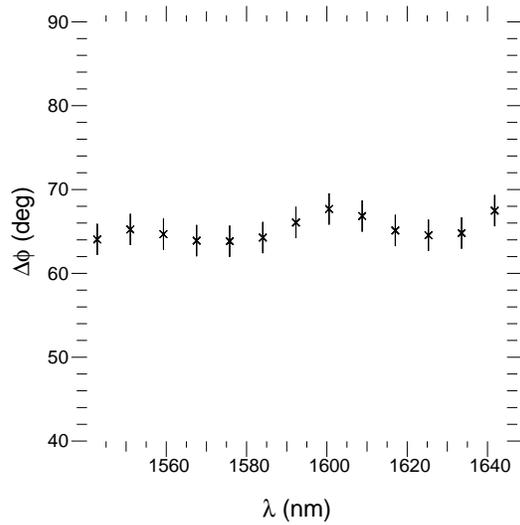
où  $n$  est le nombre de points du spectre  $F$ ,  $v_{ech}$  la fréquence d'échantillonnage.

- calcul de l'arctangente du produit conjugué des spectres à cette fréquence, comme dans l'équation 2.26;
- déroulement des phases obtenues.

Une autre manière d'estimer les phases est de faire le calcul au niveau des phaseurs dans le plan complexe, en moyennant les parties réelles et imaginaires pour chaque élément à travers le pic de fréquences dans le plan de Fourier. Ces calculs donnent les mêmes résultats que la méthode précédente.

La figure 33 donne un exemple de l'évolution d'un déphasage en fonction de la longueur d'onde. En général, ces déphasages sont peu chromatiques avec une variation de l'ordre de 2° sur 20 canaux spectraux. Pour cet exemple,  $\Delta\Phi = 65^\circ \pm 2^\circ$ .

Les déphasages sont aussi relativement stables dans le temps. En effet, sur une échelle de temps de la demi-journée, on trouve par exemple  $79,8^\circ \pm 0,3^\circ$  (voir § 3.3).



**FIG. 33.** Exemple de déphasages mesurés entre deux sorties théoriquement en quadrature en fonction de la longueur d'onde.

• **Clôtures de phase.** Les clôtures de phases sont estimées en prenant la phase du bispectre sur trois télescopes  $123$  formant un triangle, selon :

$$\Phi_{123} = \text{atan}(F_{\nu_{12}} F_{\nu_{23}} F_{\nu_{13}}^*) \quad (2.28)$$

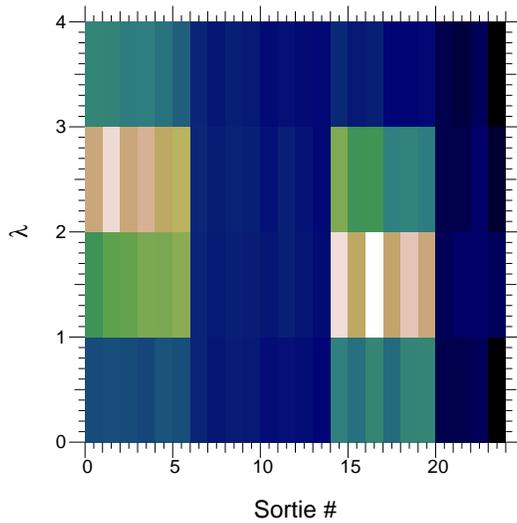
où  $F$  est la transformée de Fourier des interférogrammes issus des recombinaisons entre les faisceaux provenant des télescopes  $1,2,3$ . Ce produit est effectué en forçant la relation de clôture, c'est à dire en s'assurant que  $\nu_{12} + \nu_{23} - \nu_{13} = 0$ . Pour les sorties  $ABCD$  d'un triangle constitué de trois télescopes, nous avons systématiquement mesuré des clôtures de phases non nulles.

Le tableau 12 donne les valeurs de clôtures de phase mesurées. Ces valeurs non nulles peuvent avoir plusieurs origines : d'une part, une contribution intrinsèque des fonctions d'OI du composant à la phase montrant une non égalité parfaite des chemins optiques; d'autre part, les instants de lecture des pixels du détecteur étant différents pour les trois systèmes de franges à partir desquels les clôtures de phase vont être calculées, ceux-ci subissent un déphasage additionnel dû au balayage de la différence de marche; enfin, un biais dû à la dispersion chromatique qui n'a pas le même effet sur les trois systèmes de franges peut influencer les mesures de clôtures de phase. Le fait que la clôture de phase instrumentale soit non nulle n'est pas important en soi parce que les mesures seront calibrées sur le ciel avec l'observation d'une source non résolue.

Par ailleurs, on note une différence de  $180^\circ \pm 1^\circ$  entre les clôtures de phase mesurées au niveau des sorties de coupleurs. De la même manière, nous retrouvons la somme attendue des déphasages entre sorties théoriquement en quadrature pour les trois triangles  $12$ ,  $23$  et  $13$  ( $\Delta\Phi_{12} + \Delta\Phi_{23} - \Delta\Phi_{13}$ ) comme différences dans les clôtures de phase de ces sorties.

**TAB. 12.** Mesures de clôtures de phase pour le triangle de télescopes  $123$  pour les 4 sorties déphasées, sur la 2ème puce testée. Les erreurs statistiques correspondent aux dispersions sur 50 interférogrammes successifs. Les clôtures de phase sont calculées pour le triangle  $123$  sur les 4 sorties déphasées qui sont notées  $k$ , indiquant la sortie.

Sortie	1	2	3	4
CP (°) - 123	$-141,3 \pm 0,3$	$39,9 \pm 0,3$	$-89,4 \pm 0,2$	$91,5 \pm 0,2$



**FIG. 34.** Image du détecteur lorsque l'on injecte un laser dans seulement la troisième entrée du composant : on observe un désalignement par rapport à l'horizontalité. L'axe vertical est celui de la dispersion spectrale.

### § 3. Etudes complémentaires

#### § 3.1. Etalonnage spectrale du détecteur

La fonction d'étalement de point spectrale n'est pas bien échantillonnée car le détecteur pour lequel le spectrographe a été conçu n'était pas disponible au moment de la caractérisation des composants. Il en résulte que l'image des sorties du composant est inclinée dans le plan de la caméra. La figure 34 présente une image du détecteur obtenue lors de l'injection d'un laser (à longueur d'onde précisément connue) dans la troisième entrée du composant uniquement. On observe un désalignement par rapport à la ligne horizontale théoriquement censée indiquer la même longueur d'onde. Par conséquent, s'il existe une erreur dans la détermination de la longueur d'onde lors des mesures, la connaissance de la longueur d'onde effective sera erronée, et par conséquent les fréquences spatiales échantillonnées (plan  $uv$ ) seront mal connues. Par ailleurs, les calculs des déphasages entre les sorties - à une longueur d'onde précise - seront erronés s'ils sont évalués en considérant un alignement parfait des sorties sur une ligne horizontale de pixels de la caméra puisque les longueurs d'onde des deux pixels considérés seront différentes. Il convient donc de corriger cela, et de connaître précisément les positions correspondant à chaque longueur d'onde sur le détecteur. Pour cela, nous avons utilisé un laser de longueur d'onde centrale  $\lambda_0 = 1,523\mu\text{m}$ , qui sert de référence de calibration. Une interpolation à partir de la loi du réseau a ensuite permis de définir les emplacements de chaque élément spectral sur la caméra, pixel par pixel.

#### § 3.2. Non linéarité des platines de translation.

Lors des calculs de déphasages avec des données dispersées spectralement, des sauts de phase étaient observés (voir § 2.2) et, à ce moment, nous avons voulu vérifier quel pouvait être l'impact sur l'estimation des phases de la non-linéarité des platines de translation qui modulent la différence de marche. En effet, nous avons remarqué lors des mesures d'interférogrammes des écarts à la forme sinusoïdale attendue imputés aux platines de translation. Nous avons donc simulé le fonctionnement des platines en décrivant la différence de marche par une somme d'une fonction linéaire parfaite  $x$  et d'un bruit  $Z$  (somme d'un élément sinusoïdal et d'un bruit aléatoire  $x_a$ ) donné par l'équation 3.29.

$$Z = A \sin\left(2\pi \frac{x}{B}\right) + \frac{x_a}{C} \quad (3.29)$$

Les paramètres A, B et C proviennent de l'étude de Jocou (2007) (A=0,001mm, B=0,4mm et C=10). Nous avons effectué des tests avec des signaux monochromatiques puis polychromatiques en faisant varier les paramètres A, B et C. En simulant des interférogrammes semblables à ceux obtenus en laboratoire, le biais maximum potentiellement engendré par les platines est de 0,35° avec une dispersion spectrale, et de 0,80° sans dispersion. Nous avons donc déduit que l'instabilité des platines ne peut pas être la seule source à l'origine des sauts de phase observées.

### § 3.3. Effets de la polarisation

- **Disparités dans le comportement individuel.** Lors des mesures effectuées tout au long de la caractérisation des composants 4TABCD, les deux polarisations linéaires ont été séparées par un prisme de Wollaston, et traitées de manière individuelle et indépendante. Nous avons noté une différence de contraste instrumental de 8% à 13% entre les mesures sur les deux polarisations. De même, la différence entre les mesures de déphasages entre les sorties théoriquement en quadrature peut aller jusqu'à 10° entre les deux polarisations. Ces résultats pointent vers un comportement différent des deux états à l'intérieur des fibres et du composant, ce qui n'est pas étonnant compte tenu de la grande biréfringence des fibres utilisées et des guides du composant.

Par ailleurs, nous observons que les contrastes instrumentaux correspondant à l'une des polarisations sont systématiquement inférieurs à ceux mesurés pour l'autre polarisation hormis pour les sorties centrales, sorties correspondant à la recombinaison des faisceaux introduits aux extrémités du composant (recombinaison 14). Il s'agit des sorties après la cellule de déphasage qui n'est pas conforme à nos prédictions ( $25,8^\circ \pm 0,5^\circ$ ; voir § 2.2). De la même manière, les mesures de déphasages entre les sorties théoriquement en quadrature sont plus proches de la valeur attendue ( $90^\circ$ ) pour une des deux polarisations que pour l'autre. Cet effet est observé sur toutes les sorties du composant hormis celles correspondant à la cellule de déphasage non conforme. Le comportement de cette cellule de recombinaison est donc différent des autres déphaseurs, comme cela avait été noté lors des mesures des valeurs de déphasages. Il s'agit de la cellule la plus proche du bord de composant, et de la plaque de silice, et des possibilités d'inhomogénéité de la silice ou de relachement des contraintes lors de la découpe des puces ont été évoquées.

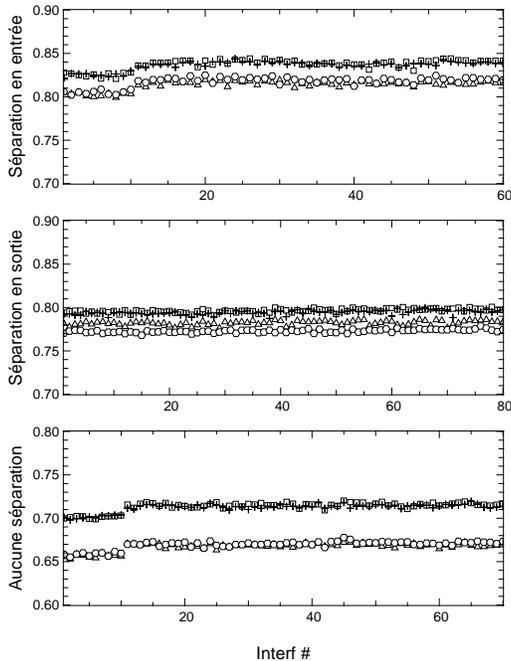
- **Nécessité de séparer les polarisations.** Dans le cadre de l'étude de phase A de VSI, il était important de repenser la question de cette nécessité de séparation des polarisations et de la manière la plus efficace de mettre cela en œuvre. Le but de cette étude additionnelle était donc de comparer les valeurs et stabilities des contrastes et déphasages avec ou sans séparation des polarisations en laboratoire. Pour cela, nous avons effectué des mesures avec une séparation des polarisations antérieure au passage de la lumière dans les fibres (des polariseurs sont placés avant les télescopes de la figure 19), avec une séparation des polarisations après le recombineur en OI, et enfin sans aucune séparation - chaque série d'expériences durant une demi-journée. Les mesures ont été effectuées en bande large, pour un seul couple interférométrique uniquement parce que le LAOG ne possédait que deux polariseurs. Les résultats sont résumés dans les

**TAB. 13.** Exemple de visibilités obtenues pour différents types de séparation des polarisations : avant la recombinaison (entrée), après la recombinaison (sortie) ou sans aucune séparation. Ces valeurs sont données pour les 4 sorties  $a, b, c, d$  déphasées issues d'une recombinaison.

Pixel	a	b	c	d
$V \pm \sigma_V$ - entrée	$0,840 \pm 0,006$	$0,840 \pm 0,005$	$0,810 \pm 0,005$	$0,820 \pm 0,006$
$V \pm \sigma_V$ - sortie	$0,800 \pm 0,002$	$0,790 \pm 0,002$	$0,780 \pm 0,002$	$0,770 \pm 0,002$
$V \pm \sigma_V$ - aucune	$0,710 \pm 0,005$	$0,710 \pm 0,005$	$0,670 \pm 0,005$	$0,670 \pm 0,005$

Configuration	$\Delta\phi$
Entrée	$78,98 \pm 0,03$
Sortie	$79,80 \pm 0,08$
Aucune	$76,12 \pm 0,07$

**TAB. 14.** Déphasages obtenus pour différents types de séparation des polarisations. L'erreur statistique provient de la dispersion sur 1/2 journée de mesures.



**FIG. 35.** Contrastes obtenus pour les trois étapes de séparation des polarisations. Les quatre symboles correspondent aux quatre sorties du couple de faisceaux qui interfèrent.

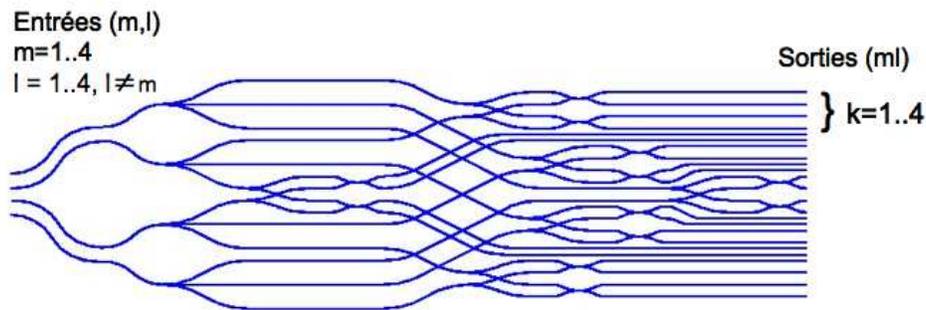
tableaux 13 et 14. La figure 35 donne l'évolution des visibilités mesurées pour les 4 sorties dans les différentes configurations.

Les contrastes obtenus lors des mesures sans séparation des polarisations sont moins bons (10-15% inférieurs) que ceux obtenus avec séparation. Ce résultat était attendu puisque les deux polarisations, se propageant dans un milieu biréfringent, vont créer des systèmes d'interférences décalés. La dispersion minimum des mesures de contrastes a lieu lorsque les polarisations sont séparées en sortie, mais les mesures de dispersion restent faibles dans tous les cas. De même, la dispersion minimum des mesures de déphasages a lieu pour une séparation des polarisations en entrée, mais à nouveau, elle est faible dans tous les cas. Nous ne distinguons donc pas d'effets significatifs sur la stabilité des mesures. Ceci dit, les conditions d'expériences sont excellentes : le banc est capoté, les mesures sont effectuées avec peu de perturbations extérieures (pas de changement de température, pas d'agitation due à de nombreuses personnes autour etc). Dans

des conditions d'observation plus difficiles, les variations seront certainement plus significatives et on s'attend à une plus grande instabilité de la fonction de transfert instrumentale (et donc des contrastes et phases instrumentales) sans séparation des polarisations, surtout dans le cas d'un instrument fibré (influence des éléments extérieurs). Afin d'éviter ces effets, la séparation des polarisations est recommandée avant ou après la recombinaison des faisceaux pour un instrument imageur.

Par ailleurs, les mesures ont été effectuées dans des conditions difficiles avec un détecteur non-linéaire. La conséquence immédiate est que les valeurs des visibilitées dans l'absolu, ne sont pas crédibles. Ceci dit, la variation relative de contraste entre l'état sans séparation de polarisations et l'état pour lequel elles sont séparées est valable. De nouvelles mesures avec une caméra plus performante sont en cours.

#### § 4. Algorithme de réduction de données matricielles



**FIG. 36.** Notations utilisées pour la description de l'algorithme :  $(m,l)$  désignent les entrées alors que  $k$  indique le pixel de sortie considéré pour le couple  $(ml)$ .

Ce composant peut être principalement utilisé de deux manières différentes. La première consiste à moduler temporellement la différence de chemin optique et à estimer les observables interférométriques avec une méthode calculant le spectre de puissance des interférogrammes (Coudé Du Foresto *et al.* 1997), mais cette méthode n'exploite pas le potentiel de ce recombineur. La seconde consiste à se servir du codage intrinsèque du composant. Si la stabilité de l'instrument est avérée, et si un suiveur de franges est disponible, permettant de maintenir une égalité des chemins optiques, des pauses longues peuvent être enregistrées permettant un meilleur rapport signal à bruit sur les observables. Avec ce composant, le codage du signal interférométrique est naturellement obtenu par les sorties déphasées entre elles (voir la section 4). A partir des mesures d'intensités sur le détecteur, il est donc possible de remonter aux visibilitées et phases en établissant la relation matricielle qui lie ces observables aux mesures de manière similaire à l'estimateur utilisé pour l'instrument AMBER du VLTI.

Pour cela, je présente dans cette section les grandes lignes de l'algorithme de réduction de données adapté à ce composant matriciel. Les équations décrites ci-dessous sont valables pour chaque longueur d'onde, en faisant l'hypothèse que les ondes sont monochromatiques. La longueur de cohérence temporelle limitée n'est donc pas prise en compte.

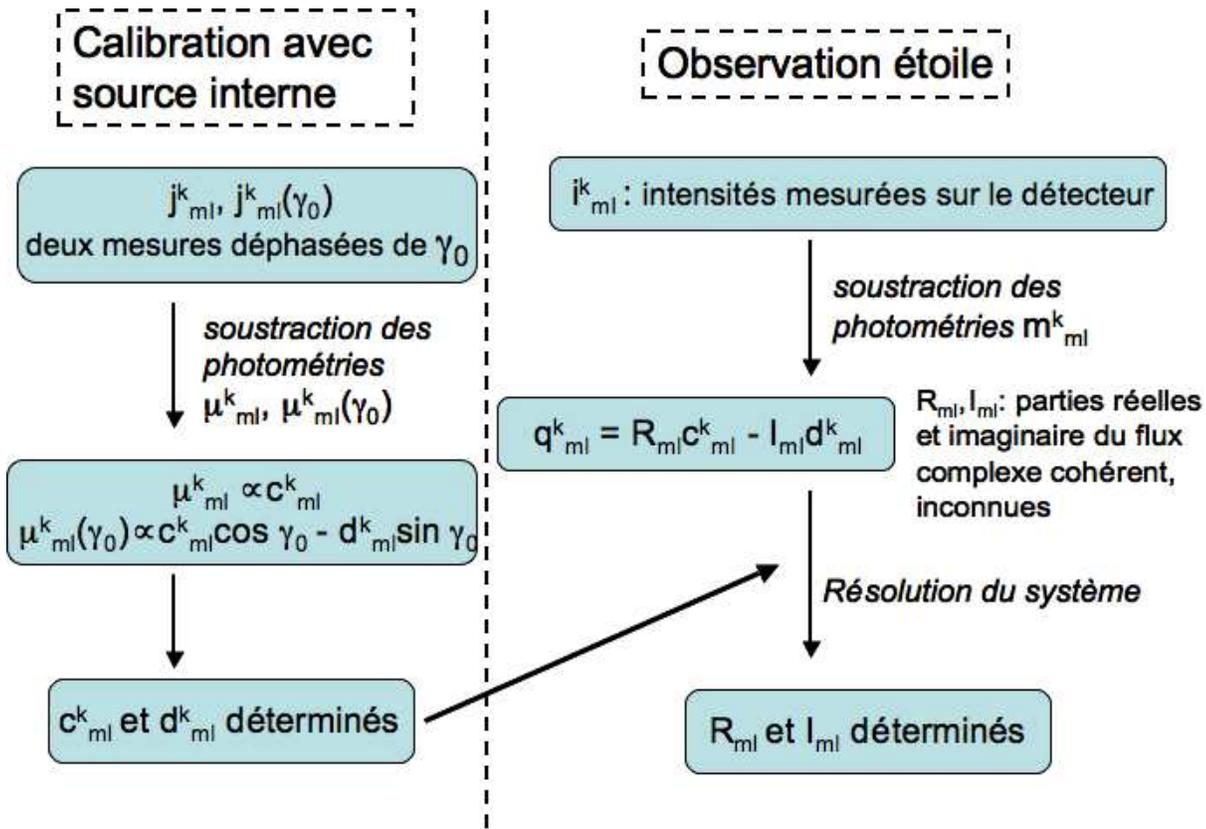


FIG. 37. Schéma de la réduction de données optimisée pour le recombineur matriciel.

#### § 4.1. Principe de l'algorithme

La figure 36 rappelle les notations utilisées dans ce paragraphe :  $m$  et  $l$  sont les indices des voies d'entrée du recombineur (avec  $l > m$ );  $k$  est l'indice de la sortie  $a$ ,  $b$ ,  $c$  ou  $d$  pour chaque paire interférométrique  $ml$ . La figure 37 schématise la procédure de réduction de données explicitée ci-dessous. On appelle  $i_{ml}^k$  l'intensité mesurée sur le détecteur lors d'observations sur le ciel et  $q_{ml}^k$ , cette intensité soustraite des flux continus. *Nota bene* : cette dernière quantité est appelée  $\mu_{ml}^k$  ou  $m_{ml}^k$  quand il s'agit de mesures effectuées avec une source interne ou sur un objet astrophysique respectivement.

L'intensité  $i_{ml}^k$  mesurée sur chaque pixel de détecteur est donnée par l'équation suivante :

$$i_{ml}^k = P_{ml}^k + P_{lm}^k + 2V_{ml}^{obj} V_{ml}^{inst,k} \sqrt{P_{ml}^k P_{lm}^k} \cos(\Phi_{mod} + \Phi_{ml}^k + \phi_{ml}^p + \phi_{ml}^{obj}) \quad (4.30)$$

avec :

$$\begin{aligned} P_{ml}^k &= N_m t_{ml}^k \\ P_{lm}^k &= N_l t_{lm}^k \end{aligned} \quad (4.31)$$

Dans l'équation 4.30 :

- $P_{ml}^k$  et  $P_{lm}^k$  sont les signaux photométriques des entrées  $m$  et  $l$  qui contribuent au signal détecté à la sortie  $k$  de la paire  $ml$ ;
- $N_m$  est le nombre de photons du faisceau  $m$ ;

- $t_{ml}^k$  est la transmission totale de la sortie  $k$  du couple  $ml$  depuis l'objet jusqu'au détecteur;  $t_{ml}^k$  est différent de  $t_{lm}^k$ ;
- $V_{ml}^{obj}$  et  $\phi_{ml}^{obj}$  sont la visibilité et la phase de l'objet observé sur la base de télescopes correspondant au couple  $ml$ ;
- $V_{ml}^{inst,k}$  est le contraste instrumental de la voie  $ml$ ;
- $\Phi_{mod}$  est la phase due à la différence de marche entre les faisceaux. Dans la suite, nous la considérons comme référence nulle.
- $\Phi_{ml}^k = \phi_{ml}^k - \phi_{lm}^k$  est la phase instrumentale différentielle entre les deux faisceaux interférant;
- $\phi_{ml}^p$  est le terme différentiel de phase atmosphérique résiduelle due au terme de piston atmosphérique.

L'idée principale de l'algorithme repose sur le fait qu'à la sortie d'un guide d'onde la forme du faisceau est complètement déterministe et qu'il est donc possible de modéliser de manière réaliste le signal. Le principe est basé sur la séparation des composantes instrumentales, qui peuvent être connues et calibrées, et astrophysiques, que l'on cherche à mesurer, dans l'équation interférométrique 4.30. Les hypothèses de ce modèle de réduction de données sont les suivantes :

- Il n'y a pas de diaphotie;
- Les contrastes instrumentaux sont les mêmes pour les deux sorties en opposition de phase de chaque coupleur.

En soustrayant les termes continus de cette intensité mesurée, on peut extraire la partie cohérente de l'équation 4.30 et l'écrire comme un système d'équations linéaires avec comme inconnues les parties réelles et imaginaires du flux complexe cohérent, que nous nommerons  $R_{ml}$  et  $I_{ml}$  respectivement. En effet :

$$\begin{aligned} q_{ml}^k &= i_{ml}^k - (P_{ml}^k + P_{lm}^k) \\ &= 2V_{ml}^{obj} V_{ml}^{inst,k} \sqrt{P_{ml}^k P_{lm}^k} \cos(\Phi_{ml}^k + \phi_{ml}^p + \phi_{ml}^{obj}) \end{aligned} \quad (4.32)$$

En développant le cosinus en somme d'un produit de cosinus et de sinus, on obtient :

$$q_{ml}^k = R_{ml} c_{ml}^k - I_{ml} d_{ml}^k \quad (4.33)$$

qui est un système d'équations linéaires aux inconnues  $R_{ml}$  et  $I_{ml}$ .  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$  caractérisent le comportement instrumental, et sont appelés 'ondes porteuses' car ce sont ces fonctions qui propagent le signal. Elles peuvent être écrites de la manière suivante :

$$\begin{cases} c_{ml}^k = V_{ml}^{inst,k} \sqrt{\frac{t_{ml}^k t_{lm}^k}{\sum_{j=1}^4 t_{ml}^j t_{lm}^j}} \cos(\Phi_{ml}^k) \\ d_{ml}^k = V_{ml}^{inst,k} \sqrt{\frac{t_{ml}^k t_{lm}^k}{\sum_{j=1}^4 t_{ml}^j t_{lm}^j}} \sin(\Phi_{ml}^k) \end{cases} \quad (4.34)$$

$R_{ml}$  et  $I_{ml}$  s'expriment selon :

$$\begin{cases} R_{ml} = 2V_{ml}^{obj} \sqrt{N_m N_l} \sqrt{\sum_{j=1}^4 t_{ml}^j t_{lm}^j} \cos(\phi_{ml}^{obj} + \phi_{ml}^p) \\ I_{ml} = 2V_{ml}^{obj} \sqrt{N_m N_l} \sqrt{\sum_{j=1}^4 t_{ml}^j t_{lm}^j} \sin(\phi_{ml}^{obj} + \phi_{ml}^p) \end{cases} \quad (4.35)$$

En résolvant le système d'équations linéaires 4.33, on a alors accès au flux complexe cohérent et par là même, aux observables interférométriques (visibilités, clôtures de phase). Les quantités

**TAB. 15.** Procédure de calibration du composant d'OI, incluant des mesures photométriques et interférométriques.

Etape	Obt.1	Obt.2	Obt.3	Obt.4	Mesure
1	X	X	X	X	Fond
2	O	X	X	X	$P_1$
3	X	O	X	X	$P_2$
4	X	X	O	X	$P_3$
5	X	X	X	O	$P_4$
6	O	O	O	O	I
7	O	O	O	O	$I(\gamma_0)$

Obt. = obturateur; O = ouvert; X = fermé;  $P_i$  = mesure photométrique lors de l'injection de flux dans la voie  $i$  uniquement; I = mesure interférométrique recombinaut l'ensemble des faisceaux d'entrée.  $\gamma_0$  est le déphasage entre les mesures 6 et 7.

instrumentales  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$  qui sont reliées aux termes instrumentaux de transmissions, phases et contrastes, sont a priori fixes et doivent être calibrées au préalable (voir § 4.2).

#### § 4.2. Procédure de calibration

La procédure de calibration instrumentale doit être effectuée avec une source interne. Pour cela, il faut suivre la séquence décrite dans le tableau 15. Les étapes 6 et 7 sont des mesures obtenues lorsque les 4 faisceaux sont injectés simultanément dans le composant (des interférences sont effectuées par paire). Elles permettent de déterminer les quantités interférométriques  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$  pour chaque paire  $ml$ . Ces deux étapes consistent en deux mesures effectuées sur le même pixel, à deux états de phase différents (*ie* différences de marche différentes) : on appelle  $\gamma_0$  le déphasage additionnel de l'étape 7 par rapport à la mesure effectuée à l'étape 6 (pour laquelle nous considérons  $\Phi_{mod}=0$ ). La condition nécessaire au fonctionnement de l'algorithme est que le déphasage entre ces mesures,  $\gamma_0$ , soit différent de 0 ou  $\pi$ , pour éviter toute redondance entre ces deux étapes, et qu'il soit fixe.

Pour chaque pixel  $k$  correspondant au couple  $ml$ , le signal interférométrique enregistré lors de l'étape 6, soustrait des parties continues comme dans l'équation 4.32, est noté  $\mu_{ml}^k$  et s'écrit :

$$\mu_{ml}^k = 2V_{ml}^c V_{ml}^{inst,k} \sqrt{N_m^c t_{ml}^k N_l^c t_{lm}^k} \cos(\Phi_{ml}^k) \propto c_{ml}^k \quad (4.36)$$

Par convention, on considère cette mesure comme le zéro de la modulation, soit  $\Phi_{mod}=0$ . On considère aussi que pour la source interne  $\phi_{ml}^{obj} = 0$ .  $V_{ml}^c$  est la visibilité de la source interne pour la base  $ml$ , qui peut être déterminée antérieurement par une mesure classique avec modulation temporelle de la différence de marche, ou par un ajustement de l'amplitude des mesures  $\mu_{ml}^k$ .  $N_m^c$  le nombre de photons de la source interne dans le faisceau  $m$ . D'après l'équation 4.36,  $\mu_{ml}^k$  est donc proportionnel à  $\cos(\Phi_{ml}^k)$  et par conséquent à la quantité  $c_{ml}^k$  que nous cherchons à déterminer.

L'étape 7 donne accès à une intensité  $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$ , déphasée de  $\gamma_0$  par rapport à  $\mu_{ml}^k$ . De la même manière, la quantité  $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$  est proportionnelle à  $\cos(\Phi_{ml}^k + \gamma_0)$  :

$$\mu_{ml}^k(\gamma_0) = 2V_{ml}^c V_{ml}^{inst,k} \sqrt{N_m^{c,\gamma_0} t_{ml}^k N_l^{c,\gamma_0} t_{lm}^k} \cos(\Phi_{ml}^k + \gamma_0) \quad (4.37)$$

avec  $N_m^{c,\gamma_0}$  le nombre de photons dans le faisceau  $m$  lors de l'étape 7. En développant le cosinus de l'équation 4.37, on trouve que la quantité  $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$  est proportionnelle à  $(c_{ml}^k \cos \gamma_0 - d_{ml}^k \sin \gamma_0)$ .

On peut alors exprimer les  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$  de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} c_{ml}^k = \frac{\mu_{ml}^k}{2V_{ml}^c \sqrt{\sum_{j=1}^4 N_m^c t_{ml}^j N_l^c t_{lm}^j}} \\ d_{ml}^k = \frac{1}{2V_{ml}^c \sin \gamma_0} \left[ \frac{\mu_{ml}^k \cos \gamma_0}{\sqrt{\sum_j N_m^c t_{ml}^j N_l^c t_{lm}^j}} - \frac{\mu_{ml}^k(\gamma_0)}{\sqrt{\sum_j N_m^{c,\gamma_0} t_{ml}^j N_l^{c,\gamma_0} t_{lm}^j}} \right] \end{array} \right. \quad (4.38)$$

équation valable pour  $k \in [1, 4]$ .

Ces deux mesures internes nous permettent d'obtenir  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$ , quantités qui caractérisent complètement le comportement instrumental pour chaque couple  $ml$  et pour chaque pixel de sortie  $k$  correspondant à ce couple. Avec la source interne, une modulation temporelle de la différence de marche permet d'obtenir un grand nombre de mesures successives indépendantes de  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$ . Le déphasage  $\gamma_0$  peut alors être ajusté et déterminé avec précision. Le tableau 16 résume les dépendances de ces quantités.

**TAB. 16.** Mesures à connaître pour calculer  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$

Quantité à déterminer	Mesures nécessaires	Etape
$c_{ml}^k$	$\mu_{ml}^k$	6
$d_{ml}^k$	$\mu_{ml}^k; \mu_{ml}^k(\gamma_0)$	7

### § 4.3. Estimation des observables interférométriques

Une fois les quantités instrumentales déterminées, il s'agit d'observer une source scientifique et de déterminer sa visibilité complexe à partir du flux enregistré sur les pixels du détecteur. L'intensité soustraite des flux continus issus de chaque télescope individuellement est notée  $m_{ml}^k$  dans le cas de l'observation de sources scientifiques et peut s'écrire :

$$m_{ml}^k = R_{ml} c_{ml}^k - I_{ml} d_{ml}^k \quad (4.39)$$

avec  $k = [1, 2, 3, 4]$  dans l'ordre des sorties du composant pour le couple  $ml$ . Pour chaque couple, il y a donc 4 équations pour 2 inconnues. Il suffit alors d'inverser le système pour trouver  $R_{ml}$  et  $I_{ml}$ .

Par ailleurs, il est aussi possible de soustraire les deux sorties de chaque coupleur afin d'amplifier le terme cohérent et d'accumuler le signal au niveau des sorties qui sont redondantes entre elles (*ie* au niveau des sorties des coupleurs, supposés dans ce cas parfaits). Les mesures au niveau des sorties de chaque coupleur sont proportionnelles l'une à l'autre, et on peut écrire :

$$m_{ml}^{k+1} = -\sqrt{\frac{t_{ml}^{k+1}t_{lm}^{k+1}}{t_{ml}^k t_{lm}^k}} m_{ml}^k \propto m_{ml}^k \quad (4.40)$$

valable pour  $k = [1, 3]$ .

En soustrayant les mesures correspondant aux deux sorties en opposition de phase, on obtient :

$$m_{ml}^{k+1} - m_{ml}^k = \left(1 + \sqrt{\frac{t_{ml}^{k+1}t_{lm}^{k+1}}{t_{ml}^k t_{lm}^k}}\right) [R_{ml}c_{ml}^k - I_{ml}d_{ml}^k] \quad (4.41)$$

On a dans ce cas, au final, deux équations à deux inconnues ( $R_{ml}$  et  $I_{ml}$ ) pour chaque couple interférométrique  $ml$  qu'il faut inverser.

Une fois  $R_{ml}$  et  $I_{ml}$  obtenus, on a alors accès au flux complexe cohérent  $C_{ml}$ , moyenné sur le temps d'intégration  $t$  :

$$\langle |C_{ml}|^2 \rangle_t = \langle R_{ml}^2 \rangle_t + \langle I_{ml}^2 \rangle_t \quad (4.42)$$

On peut estimer la visibilité de l'objet à partir du flux complexe cohérent selon :

$$[V_{ml}^{objet}]^2 = \frac{\langle |C_{ml}|^2 \rangle_t}{4 \langle \sum_{k=1}^4 P_{ml}^k P_{lm}^k \rangle_t} \quad (4.43)$$

La clôture de phase sur l'objet pour un triangle de télescopes  $mlk$  s'écrit alors :

$$\Phi_{mlk} = \phi_{ml}^o + \phi_{lk}^o - \phi_{km}^o = \tan^{-1} \langle C_{ml} C_{lk} C_{mk}^* \rangle_t \quad (4.44)$$

#### § 4.4. Photométrie instantanée

Les équations précédentes utilisent des intensités auxquelles les flux continus des différents faisceaux ont été soustraits. Dans cette section, la méthode utilisée pour retrouver ces flux à partir des mesures interférométriques est explicitée.

- **Obtention des transmissions relatives  $v_{ml}^k$ .** Les termes  $t_{ml}^k$  sont les transmissions réelles auxquelles nous n'avons pas accès directement, puisque nous mesurons les termes  $P_{ml}^k = N_m t_{ml}^k$  sur chaque pixel lors des mesures photométriques (étapes de 1 à 5 du tableau 15). Nous manipulons par conséquent les termes de transmissions relatives  $v_{ml}^k$ , au nombre de 48 qui s'expriment selon :

$$v_{ml}^k = \frac{P_{ml}^k}{\sum_{j=1, j \neq mk=1}^4 \sum_{k=1}^4 P_{mj}^k} = \frac{N_m t_{ml}^k}{\sum_j \sum_k N_m t_{mj}^k} = \frac{t_{ml}^k}{\sum_j \sum_k t_{mj}^k} \quad (4.45)$$

- **Inversion de la matrice des  $\kappa$ .** Le recombineur de type  $ABCD$  ne possède pas de voies photométriques spécifiques dédiées à la calibration des variations de flux : il convient donc de calculer la photométrie à partir des mesures interférométriques. En effet, grâce au principe de recombinaison par paire, l'instrument n'a pas besoin de sorties photométriques. Au contraire, les coupleurs permettent d'obtenir les mesures de flux cohérents de chaque faisceau de manière instantanée, en même temps que les mesures servant à estimer les visibilités et clôtures de phase sont effectuées. Cela permet d'augmenter grandement la sensibilité puisque tous les photons

sont utilisés pour les interférences (aux pertes près). En faisant l'hypothèse que les coupleurs ont des comportements parfaits et donc que leurs sorties sont en opposition de phase, en combinant linéairement les signaux, on peut supprimer les parties cohérentes et simplement conserver les parties continues selon :

$$\begin{aligned} \sqrt{t_{ml}^{k+1} t_{lm}^{k+1}} t_{ml}^k + \sqrt{t_{ml}^k t_{lm}^k} t_{ml}^{k+1} = & \sqrt{t_{ml}^{k+1} t_{lm}^{k+1}} P_{ml}^k + \sqrt{t_{ml}^{k+1} t_{lm}^{k+1}} P_{lm}^k \\ & + \sqrt{t_{ml}^k t_{lm}^k} P_{ml}^{k+1} + \sqrt{t_{ml}^k t_{lm}^k} P_{lm}^{k+1} \end{aligned} \quad (4.46)$$

Comme nous n'avons pas accès aux transmissions, nous utilisons les transmissions relatives. Afin d'augmenter le rapport signal à bruit, nous prenons une combinaison linéaire des intensités des 4 sorties  $ABCD$  pour chaque paire interférométrique, et pour chaque couple  $ml$ , on obtient l'équation suivante (plus de détails sont donnés en annexe) :

$$\begin{aligned} \sqrt{v_{ml}^2 v_{lm}^2} i_{ml}^1 + \sqrt{v_{ml}^1 v_{lm}^1} i_{ml}^2 + \sqrt{v_{ml}^4 v_{lm}^4} i_{ml}^3 + \sqrt{v_{ml}^3 v_{lm}^3} i_{ml}^4 = & \quad (4.47) \\ N_m \left( \sum_{j=1, j \neq m}^4 \sum_k t_{mj}^k \right) (v_{ml}^1 \sqrt{v_{ml}^2 v_{lm}^2} + v_{ml}^2 \sqrt{v_{ml}^1 v_{lm}^1} + v_{ml}^3 \sqrt{v_{ml}^4 v_{lm}^4} + v_{ml}^4 \sqrt{v_{ml}^3 v_{lm}^3}) \\ + N_l \left( \sum_{j=1, j \neq l}^4 \sum_k t_{lj}^k \right) (v_{lm}^1 \sqrt{v_{ml}^2 v_{lm}^2} + v_{lm}^2 \sqrt{v_{ml}^1 v_{lm}^1} + v_{lm}^3 \sqrt{v_{ml}^4 v_{lm}^4} + v_{lm}^4 \sqrt{v_{ml}^3 v_{lm}^3}) \end{aligned}$$

où  $v_{ml}^k$  est la transmission normalisée de la sortie déphasée  $k$  issue du couple interférométrique  $ml$ . Les inconnues de cette équation sont les termes  $N_m \left( \sum_{j=1, j \neq m}^4 \sum_k t_{mj}^k \right)$  et

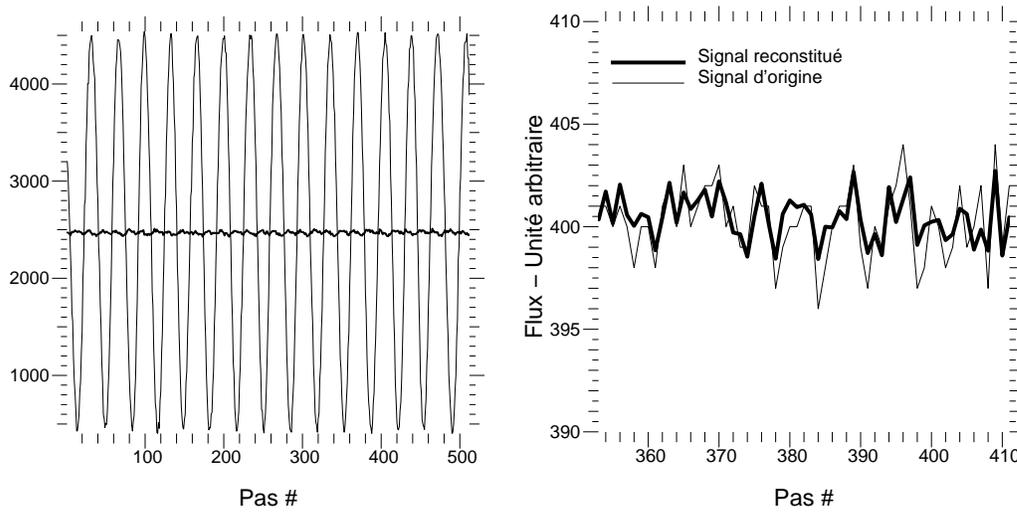
$N_l \left( \sum_{j=1, j \neq l}^4 \sum_k t_{lj}^k \right)$ . Au total, il s'agit donc de résoudre un système de 6 équations à 4 inconnues.

Une fois la matrice, que l'on nomme habituellement *matrice des kappa* (Coudé Du Foresto *et al.* 1997), inversée, multiplier les  $N_m \left( \sum_{j=1, j \neq m}^4 \sum_k t_{mj}^k \right)$  par  $v_{ml}^k$  permet de retrouver la contribution de chaque flux ( $P_{ml}^k = N_m t_{ml}^k$ ) :

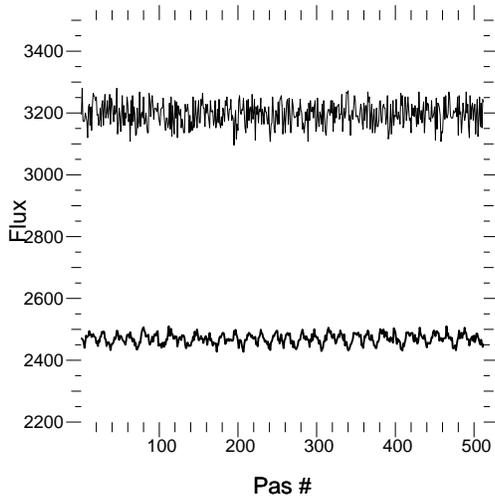
$$N_m t_{ml}^k = N_m v_{ml}^k \sum_{j, j \neq m} \sum_k t_{mj}^k = v_{ml}^k (N_m \sum_{j, j \neq m} \sum_k t_{mj}^k) \quad (4.48)$$

L'inversion de ce système permet de suivre les changements de photométrie de manière simultanée aux mesures des flux cohérents. La figure 38 illustre la qualité de cette méthode : le signal photométrique reconstitué à partir des interférogrammes (à gauche) et à partir d'un signal photométrique (à droite) est représenté en gras. Cette méthode est donc satisfaisante malgré l'hypothèse forte de coupleurs parfaits.

- **Comparaison entre mesure et reconstitution de la photométrie.** En prenant les moyennes des niveaux des flux obtenus en reconstituant la photométrie à partir des interférogrammes d'une part et en mesurant de manière indépendante les flux sur chaque pixel 10 minutes avant les mesures d'interférogrammes d'autre part (Figure 39), on obtient une erreur maximale de 30% sur l'estimation de la photométrie qui peut aboutir à un biais additionnel de 10% au maximum, sur l'estimation du contraste.



**FIG. 38.** En trait épais sont représentées les photométries retrouvées à partir de mesures interférométriques (étape 6 du tableau 15), à gauche, et à partir de mesures de flux (étapes 2 à 5 du tableau 15), à droite.



**FIG. 39.** Exemple de photométrie reconstituée à partir des interférogrammes (courbe du bas) et d'une mesure de flux effectuée indépendamment 10 minutes avant (courbe du haut).

#### § 4.5. Validation sur des mesures en laboratoire

Afin de tester une partie de l'algorithme, j'ai utilisé de nouvelles mesures en laboratoire effectuées dès disponibilité d'une caméra présentant de meilleures performances. Le but de ces expériences est de déterminer les contrastes instrumentaux à partir des mesures de flux sur chaque pixel. Ce paragraphe présente les résultats préliminaires de cette étude effectuée sur des interférogrammes dispersés.

• **Obtention des  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$  en laboratoire.** La première étape consiste à calculer les ondes porteuses, caractéristiques de l'instrument.

Les étapes sont les suivantes :

- reconstitution de la photométrie à partir des mesures interférométriques;
- détermination précise de la différence de marche entre les deux mesures  $\mu_{ml}^k$  et  $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$  (et par conséquent de  $\gamma_0$ );

**TAB. 17.** Pour le couple de faisceaux (3,4), déphasages entre mesures  $\mu_{ml}^k$  et  $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$  pour les exemples 1 et 2.

Couple	$\gamma_0$ (Ex1)	$\gamma_0$ (Ex2)
34	87,50°	76,57°

**TAB. 18.** Pour les 4 pixels de sortie du couple de faisceaux (3,4), à une longueur d'onde fixée, comparaison des contrastes instrumentaux obtenus avec l'estimateur de type matriciel et avec un estimateur basé sur l'amplitude des interférogrammes modulés temporellement. Les erreurs correspondent à la dispersion des mesures sur trois interférogrammes dispersés successifs.

Pixel	Matriciel (Ex1)	Matriciel (Ex2)	Amplitude
1	0,95±0,03	0,95±0,02	0,983±0,006
2	0,99±0,03	0,979±0,007	0,999±0,004
3	0,95±0,03	0,979±0,004	0,981±0,006
4	0,95±0,03	0,974±0,004	0,997±0,003

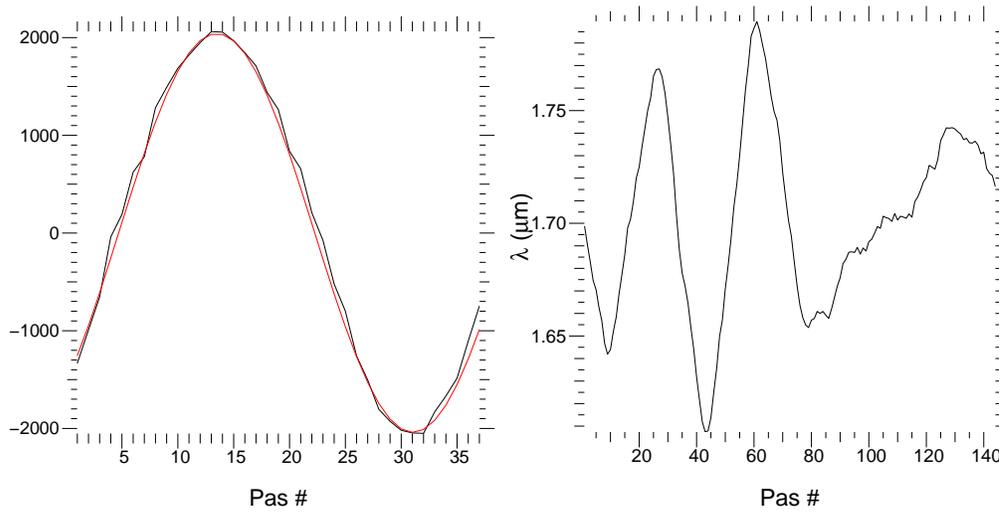
- calculs des termes  $c_{ml}^k$ ,  $d_{ml}^k$  puis du contraste instrumental qui est proportionnel à leur somme quadratique.

Afin de déterminer précisément le déphasage  $\gamma_0$  entre les deux mesures  $\mu_{ml}^k$  et  $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$ , j'ai effectué un ajustement glissant sur les interférogrammes modulés temporellement, point par point, d'une sinusoïde avec comme paramètres libres : la longueur d'onde, l'amplitude et la phase. Cette méthode doit théoriquement permettre de connaître le déphasage entre tous les points de l'interférogramme. Une fois cet ajustement effectué, je considère deux points de mesure à un déphasage connu précisément. A partir de ces mesures, j'estime  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$ , qui permettent d'obtenir le contraste instrumental  $V_{ml}^{inst,k}$ , proportionnel à la somme quadratique de ces termes. Ci-dessous, je détaille les résultats obtenus dans deux exemples spécifiques (notés Ex1, Ex2) pour lesquels les valeurs de déphasages  $\gamma_0$  sont différentes. Celles-ci sont données dans le tableau 17 (uniquement pour le couple de faisceaux (3,4) à titre d'exemple).

Pour ces valeurs de  $\gamma_0$ , un exemple de calculs avec l'algorithme matriciel ainsi qu'avec un estimateur simple à partir de l'amplitude des franges d'interférence est donné dans le tableau 18. Les erreurs sont les valeurs de dispersion sur trois interférogrammes successifs.

A partir de ces mesures, on peut tout d'abord noter un haut niveau de contraste instrumental supérieur à celui estimé avec la caméra non-linéaire et sans le calcul de la photométrie instantanée. Par ailleurs, nous notons une différence entre les estimations par les différentes méthodes de calcul : les estimations avec la méthode qui utilise un modèle matriciel est systématiquement inférieure à celles obtenues avec l'estimateur simple jusqu'à 4% de contraste.

Par ailleurs, alors qu'un déphasage différent entre les mesures  $\mu_{ml}^k$  et  $\mu_{ml}^k(\gamma_0)$  (dans les deux exemples Ex1 et Ex2) ne devrait pas avoir d'impact sur les valeurs et stabilités des contrastes instrumentaux (tant qu'il est différent de 0° ou 180°), on peut voir que ces deux quantités varient entre les deux exemples. Même si la variation est dans les barres d'erreur les plus grandes (3%), ce résultat montre qu'il faut connaître avec précision  $\gamma_0$ , ce qui n'est pas possible ici. En effet, les platines de translation sont non-linéaires et non reproductibles, il est donc impossible de connaître le déphasage entre deux points de mesure de manière aussi précise que nécessaire. La figure 40, à gauche, donne un exemple d'ajustement d'un interférogramme par une sinusoïde



**FIG. 40.** A gauche : ajustement d'un interférogramme par la sinusoïde (en pointillés) servant à déterminer  $\gamma_0$ . A droite : évolution de la longueur d'onde comme paramètre ajusté point par point.

avec comme paramètres la longueur d'onde, l'amplitude et la phase, pour le couple (34) : on peut y voir les écarts dus aux platines. A droite est représentée la longueur d'onde de l'ajustement point par point pour ce même couple présentant une déviation claire de la valeur connue. En pratique, il convient d'estimer les valeurs  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$  pour l'ensemble des points des interférogrammes obtenus par modulation temporelle avec une valeur de  $\gamma_0$  fixée, estimée par l'ajustement. De plus, les dispersions peuvent en partie s'expliquer par le fait que dans cette première version de tests, l'ajustement point par point est effectué sur un seul interférogramme de la série de trois, avec l'hypothèse que les mesures sont exactement reproductibles et que ce même écart en différence de marche pour les deux mesures considérées correspond au même déphasage pour les deux mêmes mesures dans les interférogrammes suivants, hypothèse inexacte.

- **Obtention de  $R_{ml}$  et  $I_{ml}$ .** Une fois les ondes porteuses calculées, il s'agit de retrouver  $R_{ml}$  et  $I_{ml}$  pour ces observations en laboratoire, à partir d'un autre ensemble de données, comme si elles étaient des mesures obtenues sur un objet scientifique. Dans ce cas, puisqu'il s'agit du même type de données dans le cas de la calibration interne (pour déterminer  $c_{ml}^k$  et  $d_{ml}^k$ ) et dans le cas de l'observation 'scientifique' (pour déterminer  $R_{ml}$  et  $I_{ml}$ ), les visibilités obtenues, calibrées des effets instrumentaux devraient être proches de l'unité. Par manque de temps, l'algorithme n'a pu être que partiellement validé mais d'autres tests sont en cours.

## § 5. Discussion

### § 5.1. Les performances

Le tableau 20 récapitule les résultats obtenus lors de la caractérisation des recombineurs de type matriciel et le tableau 19 relie l'impact de chaque quantité sur la performance d'un instrument imageur. La transmission est inférieure à celle du composant 4T simple mais les performances interférométriques sont meilleures : le contraste est proche de 100% et le flux parasite compte pour moins de 4% du flux total. Comme pour le recombineur simple, les quantités mesurées sont

TAB. 19. Impacts des caractéristiques instrumentales sur les performances de l'instrument

Quantité	Impact
Transmission	Sensibilité
Contraste instrumental	Rapport signal à bruit
Répartition des flux	Contraste
Stabilité des observables	Dynamique
Chromaticité des fonctions d'OI	Biais dans l'estimation des visibilitées et clôtures de phase
Diaphotie	Biais dans l'estimation des visibilitées Biais dans l'estimation de la photométrie instantanée Rapport signal à bruit
Dispersion chromatique	Contraste

très stables dans le temps. Pour les recombineurs matriciels, nous avons effectué des mesures additionnelles correspondant à l'étude des déphasages, des clôtures de phase, et du chromatisme des observables puisque nous avons la possibilité de disperser spectralement les données.

TAB. 20. Résumé des résultats de caractérisation du recombineur 4TABCD (exemples de mesures).

	Valeur (X)	$\sigma_{X,t}$	$\sigma_{X,\lambda}$	$\langle \Delta X \rangle_{polar}$
Transmission	65%	/	/	/
Contrastes	85-99%	$\leq 1\%$	1-10%	8-13%
Diaphotie	$\leq 4\%$	/	/	/
Déphasages	$79,7 \pm 0,2^\circ // 25,8 \pm 0,5^\circ$	$\leq 1^\circ$	$\leq 2^\circ$	1-10°
Clôtures de phase	$\neq 0^\circ$	$\leq 1^\circ$	/	/

Ci-dessous je discute les valeurs obtenues pour les différentes observables. De manière générale, la stabilité des mesures affecte la dynamique atteignable par l'instrument : un instrument imageur a besoin de mesures répétables avec une très bonne précision sur les visibilitées et les clôtures de phase.

- **Transmission.** La transmission globale détermine la sensibilité de l'instrument et donc la magnitude limite qui peut être atteinte. Les comportements photométriques des recombineurs matriciels sont satisfaisants : la transmission reste élevée (65%) malgré leur complexité et leur grande longueur. Les pertes mesurées par P. Labeye pour ces composants sont faibles, de l'ordre de 0,02-0,04dB/cm.

La répartition de flux à l'intérieur du composant doit être la plus équilibrée possible puisque les termes de visibilitées calculés à partir du flux cohérent sont ensuite divisés par un facteur quantifiant le déséquilibre entre les voies - facteur d'autant plus grand que ce déséquilibre est grand. Pour ces recombineurs, les répartitions des flux sont proches de nos attentes pour les coupleurs et tricoupleurs, n'engendrant pas de chute de contraste instrumental supérieure à 1%.

La chromaticité des flux transmis introduit un biais dans l'estimation des observables interférométriques sur des sources scientifiques. En effet, afin de calibrer les observations

des effets instrumentaux, la fonction de transfert de la chaîne instrumentale est déterminée par l'observation d'un calibrateur, source non résolue, qui est vu comme un point source par l'interféromètre. De manière générale, les observateurs essaient de trouver un calibrateur d'un type spectral très proche de la source scientifique afin de minimiser les effets dûs au chromatisme des fonctions optiques. Ceci dit, il est rare de trouver un calibrateur qui possède toutes les spécificités requises (proximité spatiale, type spectral similaire, non résolu) et dans ce cas, la longueur d'onde perçue par le système ne sera pas la même pour la source ou le calibrateur et par conséquent, la calibration ne sera pas bonne. Cet effet est d'autant plus fort que la bande spectrale des observations est large. La solution préconisée est de disperser spectralement afin de réduire ce biais.

- **Contrastes instrumentaux.** Les valeurs des contrastes instrumentaux ont un impact direct sur le rapport signal à bruit atteignable puisque celui-ci lui est proportionnel. Pour ces composants, les visibilités instrumentales sont élevées allant de 85% à 99% (en fonction de la sortie considérée, de la puce et du détecteur utilisés ainsi que de la méthode de réduction de données). Nos mesures sont ceci dit entachées d'un biais dû à l'utilisation de détecteurs dont les comportements ne sont pas complètement linéaires. De manière générale, il est recommandé de calculer les contributions des flux venant de chaque télescope de manière instantanée afin d'éviter un biais additionnel.

Le flux parasite se propageant dans le composant a de manière générale un effet négatif. Non seulement il y a une perte de photons cohérents qui a un impact sur le rapport signal à bruit de la mesure, mais cette diaphotie ajoute un biais dans l'estimation des visibilités. Ce biais intervient à la fois lors de l'estimation de la photométrie instantanée et lors du calcul de la cohérence. Dans le premier cas, il résulte d'une mauvaise détermination de la matrice des *kappa*. Dans le second cas, des franges d'interférences correspondant à d'autres couples de faisceaux sont formées au niveau d'une recombinaison donnée où l'on s'attend à un seul système de franges. Certains domaines de recherche nécessitent des mesures à très grande précision et sans aucun biais : par exemple, Absil *et al.* (2006) étudient l'excès infrarouge des disques de débris et cherchent à détecter un écart à l'unité des visibilités de l'ordre de 1 à 2%. Un biais de quelques pourcents fausse les mesures et par conséquent l'analyse. Contrairement au recombineur simple, les composants matriciels présentent peu de diaphotie. Cette amélioration est en partie due à l'utilisation de la nouvelle technologie de gravure.

A nouveau, le biais dû au chromatisme du contraste instrumental (de 1-10%) peut être réduit en dispersant spectralement.

Par ailleurs, il est nécessaire de comprendre l'origine des écarts de mesures entre les deux polarisations linéaires (jusqu'à 13%) et de corriger cet effet si le choix pour l'instrument imageur est de ne pas séparer les polarisations. Ceci dit, une telle décision a pour conséquences une chute globale du contraste instrumental ainsi qu'une plus grande instabilité.

- **Déphasages.** Les valeurs des déphasages entre les sorties sont spécialement importantes pour la réduction de données avec un algorithme matriciel. Il faut s'assurer qu'il est suffisamment différent de 180°(ou 0°) afin de pouvoir considérer un nombre suffisant d'observables indépendantes de manière non ambiguë. Le chromatisme des déphasages induit un biais dans l'estimation des observables et dans la calibration.

- **Les clôtures de phase.** Les clôtures de phase mesurées ne sont pas nulles. D'une part, il y a une contribution non nulle aux termes de phase des fonctions optiques à l'intérieur du composant d'OI et d'autre part, une contribution peut être introduite par un léger décalage de la différence de marche entre deux instants de lecture du détecteur. Le fait que ces valeurs soient non nulles n'est pas important en soi puisque cela est calibrable par l'observation d'un calibrateur, mais c'est la stabilité et le chromatisme de ces mesures qui importent pour éviter des erreurs systématiques.

### § 5.2. Sur l'utilisation optimale du recombineur matriciel

- **Modes d'utilisation.** Le schéma optique du composant permet son utilisation, lors d'observations, de trois manières différentes qui résultent en un codage des franges différents.

En fonction de la disponibilité et de la performance d'un suiveur de franges et de la magnitude de la source observée, on se placera soit dans le mode de cophasage (où la différence de marche nulle sera maintenue à  $\lambda/20$  près - *phase tracking* en anglais), soit dans le mode de cohérence (où la différence de chemins optiques entre faisceaux est assurée à quelques  $\lambda$  près - *group delay tracking*) ou enfin, dans un mode de modulation temporelle de la différence de marche.

**Mode 'pauses longues' :** dans un régime riche en photon, avec une source brillante, le suiveur de frange cophasera les franges à une fraction de la longueur d'onde et permettra une intégration cohérente longue de flux sur chaque pixel. Dans ce cas, il suffit d'enregistrer continuellement les flux sur les 4 pixels de sortie correspondant à un couple interférométrique. Cela permet d'augmenter sensiblement le rapport signal à bruit par rapport à une méthode où l'on module temporellement la différence de marche.

**Mode 'pauses courtes' :** dans un régime pauvre en photon, avec un objet astrophysique à faible flux, la précision du suiveur de frange sera de l'ordre de quelques fois la longueur d'onde et une intégration continue du flux sur les pixels serait incohérente.

**Mode à codage temporel :** enfin, il est toujours possible de faire varier la différence de marche optique pour coder temporellement les franges, en obtenant alors un véritable interférogramme pour chaque sortie. C'est ce mode qui est utilisé pour effectuer des mesures de caractérisation en laboratoire et pour déterminer les visibilités de la source interne. Ce mode est moins efficace que ceux exposés ci-dessus.

- **L'algorithme de réduction de données.** L'algorithme de réduction de données matriciel est basé sur un modèle idéal du comportement du recombineur. Les hypothèses d'absence de diaphotie et des coupleurs sans pertes sont fortes et non vérifiées. Par ailleurs, comme il a été expliqué en § 4.2, l'algorithme n'a pu être totalement validé et il reste un certain nombre de questions : quel est le déphasage minimum acceptable entre les sorties théoriquement en quadrature à partir duquel l'efficacité de l'algorithme est affectée? Quel est le biais induit par le flux parasite sur les observables interférométriques? Quelle est l'efficacité comparée d'un algorithme utilisant le codage en *ABCD* avec une combinaison linéaire des sorties en quadrature? Un calcul de variance des estimateurs reste par ailleurs à établir.

### § 5.3. Conclusion et perspectives

Cette étude a permis de valider un des schémas les plus complexes réalisés en OI, notamment la cellule de déphasage permettant d'obtenir 4 états de phase simultanément pour chaque paire

de recombinaison. Pour les premiers prototypes de ce recombineur, les performances établies sont proches de nos attentes. Dans le cadre de l'étude des instruments de seconde génération du VLTI, des améliorations sur les prochains composants et des études complémentaires comme le comportement de la polarisation dans les recombineurs d'OI sont en cours.

# Partie III

## Nouveaux diagnostics observationnels

5	AMBER/VLTI: principe et réduction de données	79
6	Etude de l'environnement proche de MWC297	91
7	Etude de l'environnement proche de AB Aurigae	119
8	Etude de la multiplicité de FU Orionis	147



# 5

---

## AMBER/VLTI: principe et réduction de données

### Plan du chapitre

1. Problématique de nos observations avec AMBER/VLTI .....	80
2. L'instrument AMBER .....	80
3. La réduction des données AMBER .....	82
§ 1. Modélisation du signal interférométrique .....	82
§ 2. Estimation des observables interférométriques .....	84
§ 3. La calibration des ondes porteuses .....	85
4. La réduction de données en pratique .....	85
§ 4. Etapes générales .....	85
§ 5. La correction des franges parasites du détecteur .....	86
§ 6. Calibration spectrale .....	87
§ 7. Critères de présence et sélection de franges .....	88
§ 7.1. Présence des franges d'interférence .....	88
§ 7.2. Qualité des données et sélection .....	89

## 1. Problématique de nos observations avec AMBER/VLTI

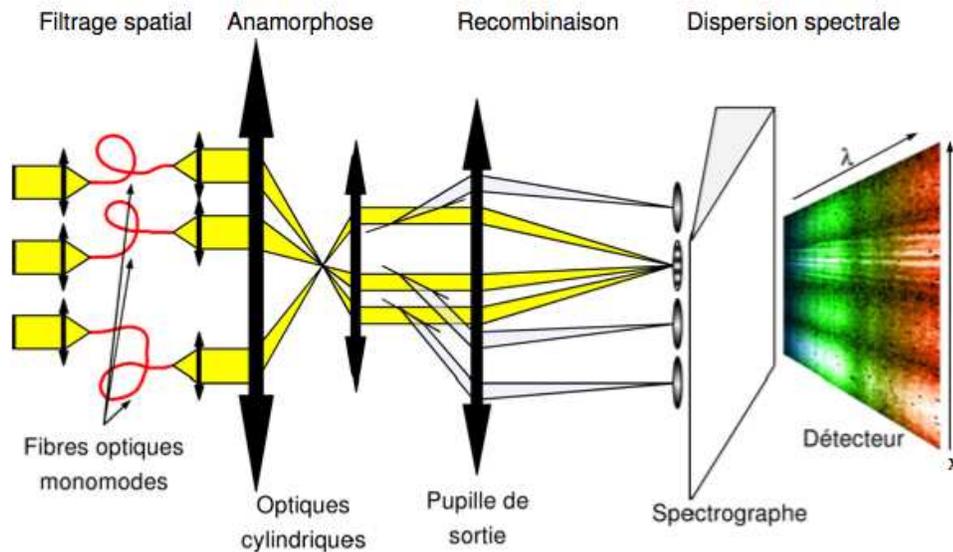
AMBER est un instrument recombineur de trois faisceaux du VLTI dans l'infrarouge proche. Sa particularité unique est d'associer à la haute résolution angulaire une haute résolution spectrale dans les bandes H et K. Avec les lignes de base du VLTI, la résolution angulaire peut atteindre  $\sim 1$  milliseconde d'angle, *ie* 0,1 unité astronomique (UA) aux distances des régions de formation stellaire. AMBER permet donc de sonder les zones les plus proches des environnements dans lesquels les étoiles jeunes évoluent, en contraignant à la fois la géométrie et les processus physiques fondamentaux en jeu. Ce qui nous intéresse plus particulièrement est d'utiliser ces mesures spectro-interférométriques pour comprendre l'origine des raies d'émission des étoiles de Herbig. Plus spécifiquement, notre objectif est de résoudre spatialement les régions d'émission de la raie  $\text{Br}_\gamma$ , à l'échelle sub-UA. En effet, cette raie est émise dans les régions internes et chaudes, et peut éventuellement être reliée à l'accrétion ou à l'existence d'un vent (dont la présence dans les étoiles de Herbig a été mise en évidence par les profils PCygni de raies d'émission (Finkenzeller & Mundt 1984)). Compte tenu des différences de structure des environnements circumstellaires entre les Herbig Ae et les Herbig Be, mises en évidence par des observations interférométriques (Monnier & Millan-Gabet 2002) et spectroscopiques (Garcia Lopez *et al.* 2006), on s'attend à ce que les mécanismes physiques responsables de l'émission  $\text{Br}_\gamma$  soient de natures différentes. Le but de notre étude est par conséquent d'étudier ces environnements sur des étoiles de propriétés stellaires différentes. Les chapitre 6 et 7 présentent nos étude d'une étoile de Herbig Be (MWC297) et d'une étoile de Herbig Ae (AB Aur) respectivement.

Concrètement, AMBER mesure des visibilités et des clôtures de phase dispersées spectralement, et donne donc accès aux tailles caractéristiques et à la géométrie de l'émission à chaque longueur d'onde échantillonnée. Ces observations permettent alors de déterminer la géométrie relative du gaz émettant dans la raie  $\text{Br}_\gamma$  par rapport aux poussières émettant dans la zone continue du spectre.

Dans ce chapitre, je présente brièvement le principe de l'instrument AMBER, ainsi que les grandes lignes théoriques de la réduction de données. Enfin, je présente les étapes de réduction effectuées en pratique avec des exemples sur AB Aur.

## 2. L'instrument AMBER

AMBER peut combiner jusqu'à trois faisceaux provenant des télescopes unitaires (UT) ou auxiliaires (AT) du VLTI. La figure 41 donne le principe de fonctionnement d'AMBER. La recombinaison est monomode : les faisceaux sont injectés dans une fibre optique monomode avant d'être combinés. Grâce à ce filtrage spatial, les fluctuations de phase sont transformées en fluctuations d'intensité qui sont ensuite calibrées. Après cela, les faisceaux sont compressés selon une dimension et sont ensuite recombinaison selon la technique multiaxiale. Une partie des flux provenant de chaque télescope est prélevée et permet de corriger les interférogrammes des variations photométriques. L'ensemble est ensuite dispersé et l'interférogramme résultant de la recombinaison est enregistré en 2 dimensions (pixels et longueurs d'onde) sur le détecteur infrarouge. Trois modes sont possibles : une dispersion à basse, moyenne et haute résolution avec  $R \sim 35, 1500, 12000$  respectivement.

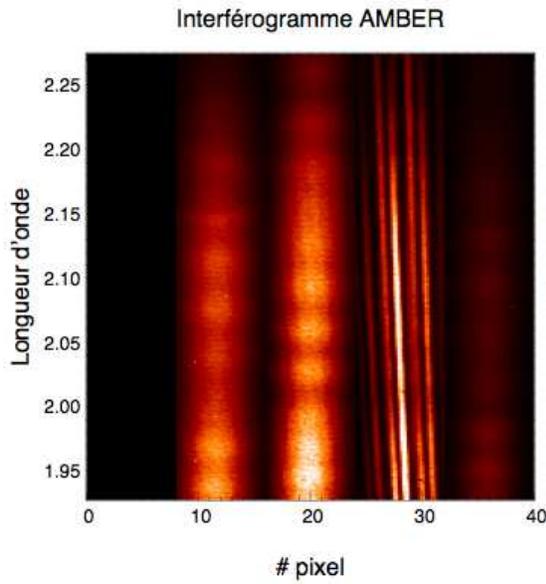


**FIG. 41.** Schéma de principe de la recombinaison dans AMBER : après filtrage spatial, les faisceaux sont comprimés, puis recombinés selon une méthode multiaxiale et dispersés spectralement. D'après Tatulli (2004), Millour (2006).

La figure 42 donne une image typique du détecteur, après recombinaison de trois faisceaux. La dimension spectrale est verticale. Chaque image du détecteur peut se décomposer en cinq parties, de gauche à droite :

- la première colonne ne reçoit aucune lumière et permet d'estimer le courant d'obscurité (appelé *dark*). C'est la réponse du détecteur à un éclairage nul;
- les deux colonnes suivantes, ainsi que la dernière sont les mesures de photométries prélevées depuis chaque télescope;
- la quatrième colonne correspond à la recombinaison des faisceaux et présente les franges d'interférence.

Le codage des fréquences des interférogrammes par la disposition des faisceaux entraîne un recouvrement partiel des pics associés aux interférogrammes dans la densité spectrale de puissance. Par conséquent, une méthode de réduction de données dans le plan de Fourier (Coudé Du Foresto *et al.* 1997) n'est pas possible. La procédure de réduction de données dont nous rappelons les principes généraux dans la section suivante repose sur une analyse des interférogrammes dans le plan image.



**FIG. 42.** Image du détecteur de AMBER : les interférogrammes et mesures photométriques sont dispersés spectralement selon la direction verticale.

### 3. La réduction des données AMBER

Les principes généraux du traitement de données AMBER sont décrits en détail dans Tatulli (2004), et sont similaires à la procédure proposée pour le recombineur matriciel en OI (voir chapitre 4). Je rappelle brièvement les principaux éléments de la réduction de données AMBER.

#### § 1. Modélisation du signal interférométrique

La réduction des données est basée sur le principe d'une modélisation du signal interférométrique dans le plan du détecteur. La démarche consiste à établir la relation entre les mesures effectuées sur chaque pixel  $i_k$  à la visibilité complexe que l'on cherche à déterminer.

Le signal à la sortie de l'instrument AMBER provenant d'une recombinaison multiaxiale de  $N_{tel}$  faisceaux s'écrit :

$$i_k = N \sum_i^{N_{tel}} t_i a_k^i + 2N \sum_{i < j} \sqrt{t_i t_j} \sqrt{a_k^i a_k^j} V_{ij} V_{ij}^{inst} \cos(2\pi \alpha_k f_{ij} + \phi_{ak}^{ij} + \Phi_{ij} + \phi_{ij}^p) \quad (1.49)$$

où :

- $k$  et  $i$  sont les numéros respectifs du canal spectral et du télescope concerné;
- $N$  est le nombre de photons provenant de la source observée;
- $t_i$  est la transmission de l'instrument pour la voie  $i$ ;
- $a_k^i$  décrit la distribution d'intensité (*ie* la figure de diffraction de la pupille de sortie pondérée par le mode fondamental de la fibre);
- $\phi_{ak}^{ij}$  est la phase instrumentale due aux aberrations de phase entre les voies  $i$  et  $j$ ;
- $V_{ij}$ ,  $\Phi_{ij}$  sont le module et la phase de la visibilité complexe mesurée selon la base  $[ij]$ ;
- $V_{ij}^{inst}$  est le contraste instrumental selon la base  $[ij]$ .
- $\phi_{ij}^p$  est le piston différentiel dû à l'atmosphère;
- $f_{ij}^{ij}$  est la fréquence spatiale de codage des franges d'interférence pour la base  $[ij]$ .

- $\alpha_k$  est l'angle d'incidence du faisceau sur chaque pixel  $k$  depuis la pupille de sortie jusqu'au détecteur.

Cette équation donne la valeur théorique (*ie* sans bruit) de l'intensité mesurée sur chaque pixel. En introduisant le terme fractionnel  $v_k^i$ , les mesures simultanées de flux au niveau des voies photométriques (notées  $P_i$ ) permettent d'estimer la contribution de chaque faisceau dans les interférogrammes que l'on peut écrire :

$$P_i v_k^i = N t_i a_k^i \quad (1.50)$$

Notons  $m_k$  le signal interférométrique corrigé des composantes continues :

$$m_k = i_k - \sum_{i=1}^{N_{tel}} P_i v_k^i \propto \cos(2\pi\alpha_k f_{ij} + \phi_{ak}^{ij} + \Phi_{ij} + \phi_{ij}^p) \quad (1.51)$$

Le principe de l'algorithme est de séparer la contribution instrumentale du signal astrophysique. Pour cela, en développant le terme en cosinus de l'équation 1.51, on obtient un système d'équations :

$$m_k = c_k^{ij} R_{ij} - d_k^{ij} I_{ij} \quad (1.52)$$

où  $c_k^{ij}$  et  $d_k^{ij}$  sont appelées 'ondes porteuses' du signal interférométrique, et  $R_{ij}$  et  $I_{ij}$  sont les parties réelles et imaginaires de la visibilité complexe  $C_{ij}$ . Cette équation est valide pour tous les pixels  $k$  et lignes de bases  $[ij]$ .

Les termes  $c_k^{ij}$  et  $d_k^{ij}$  caractérisent complètement l'instrument et s'écrivent :

$$c_k^{ij} = V_{ij}^{inst} \sqrt{\frac{a_k^i a_k^j}{\sum_k a_k^i a_k^j}} \cos(2\pi\alpha_k f_{ij} + \phi_{ak}^{ij}), \quad d_k^{ij} = V_{ij}^{inst} \sqrt{\frac{a_k^i a_k^j}{\sum_k a_k^i a_k^j}} \sin(2\pi\alpha_k f_{ij} + \phi_{ak}^{ij}) \quad (1.53)$$

Les termes  $v_k^i$ ,  $c_k^{ij}$ ,  $d_k^{ij}$  sont de nature purement instrumentale et peuvent être calibrés en utilisant une source interne. Ces grandeurs connues, le système d'équations 1.52 est un système d'équations linéaires à  $N_{tel}(N_{tel} - 1)$  inconnues  $R_{ij}$  et  $I_{ij}$ . La résolution du système permet d'obtenir les parties réelles et imaginaires du flux complexe cohérent, qui s'écrivent :

$$R_{ij} = 2N \sqrt{t_i t_j} V_{ij} \sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j} \cos(\Phi_{ij} + \phi_{ij}^p) \quad (1.54)$$

$$I_{ij} = 2N \sqrt{t_i t_j} V_{ij} \sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j} \sin(\Phi_{ij} + \phi_{ij}^p) \quad (1.55)$$

L'inversion du système revient minimiser le  $\chi^2$  suivant :

$$\chi_{R,I}^2 = \sum_k \left( \frac{m_k - \sum_{i<j} (c_k^{ij} R_{ij} - d_k^{ij} I_{ij})}{\sigma_{m_k}} \right)^2 \quad (1.56)$$

où  $\sigma_{m_k}$  est le bruit sur la mesure  $m_k$ . On appelle 'P2VM' (*Pixel to Visibility Matrix*), l'inverse de la matrice constituée des équations linéaires 1.52 puisqu'elle permet d'obtenir les visibilités complexes à partir des mesures enregistrées sur les pixels.

## § 2. Estimation des observables interférométriques

AMBER étant un instrument recombineur à 3 télescopes, il fournit à la fois des visibilitées (absolues et relatives), des clôtures de phases (absolues et différentielles) ainsi que des phases différentielles pour chaque canal spectral.

- **Les visibilitées.** Elles sont estimées de manière quadratique, et s'expriment à partir du flux cohérent selon :

$$V_{ij}^2 = \frac{\langle R_{ij}^2 + I_{ij}^2 - \text{biais} \rangle}{4 \langle P_i P_j \rangle \sum_k v_k^i v_k^j} \quad (2.57)$$

L'estimation quadratique introduit un biais estimé théoriquement qu'il faut corriger. Les erreurs sur les mesures interférométriques peuvent être obtenues d'une manière statistique ou théorique.

- **Les clôtures de phase.** La clôture de phase (CP) est obtenue en prenant la phase du bispectre  $B_{123}$ , produit complexe des visibilitées complexes obtenues sur les trois bases :

$$CP = \text{atan} \left( \frac{\text{Im}(B_{123})}{\text{Re}(B_{123})} \right) \quad (2.58)$$

avec  $B_{123} = \langle C_{12} C_{23} C_{13}^* \rangle$ , où  $C_{ij}$  est la visibilité complexe.

- **Les phases différentielles.** De la même manière, la phase différentielle entre deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  s'exprime comme la phase de l'interspectre  $W_{ij}$  (pour la base  $[ij]$ ) :

$$\phi_{ij}^{\lambda_1 \lambda_2} = \text{atan} \left( \frac{\text{Im}(W_{ij}^{\lambda_1 \lambda_2})}{\text{Re}(W_{ij}^{\lambda_1 \lambda_2})} \right) \quad (2.59)$$

avec  $W_{ij}^{\lambda_1 \lambda_2} = \langle C_{ij, \lambda_1} C_{ij, \lambda_2}^* \rangle$ .

- **Estimation du piston atmosphérique.** Le piston atmosphérique a pour effet d'orienter les franges sur le détecteur et d'entraîner une atténuation des visibilitées en déplaçant le paquet de franges à l'intérieur de l'enveloppe. Au premier ordre, le terme de phase due au piston s'écrit :

$$\phi_\delta(t, \lambda) = \frac{2\pi\delta(t)}{\lambda} \quad (2.60)$$

où  $\delta$  est la différence de marche atmosphérique. Ce terme de piston peut être estimé en ajustant la pente moyenne de la phase différentielle.

L'atténuation causée par le piston sur les visibilitées est donnée par :

$$\rho_K = \left| \text{sinc} \left( \pi \frac{\delta_P}{L_c} \right) \right| \quad (2.61)$$

pour une source à spectre rectangulaire, avec  $L_c$  est la longueur de cohérence, d'autant plus grande que la bande spectrale considérée est courte. Par conséquent, dans les modes de moyenne et haute résolution spectrale, l'atténuation est négligeable.

**TAB. 21.** Séquence de fichiers de calibrations avec une source interne, pour des observations à trois télescopes.

Mesure	Obturateur 1	Obturateur 2	Obturateur 3	Déphasage	Objet de la calibration
1	Ouvert	Fermé	Fermé	Non	$v_k^1$
2	Fermé	Ouvert	Fermé	Non	$v_k^2$
3	Fermé	Fermé	Ouvert	Non	$v_k^3$
4	Ouvert	Ouvert	Fermé	Non	$c_k^{12}$
5	Ouvert	Ouvert	Fermé	Oui; Voies [1,2]	$d_k^{12}$
6	Ouvert	Fermé	Ouvert	Non	$c_k^{13}$
7	Ouvert	Fermé	Ouvert	Oui; Voies [1,3]	$d_k^{13}$
8	Fermé	Ouvert	Ouvert	Non	$c_k^{23}$
9	Fermé	Ouvert	Ouvert	Oui; Voies [2,3]	$d_k^{23}$

### § 3. La calibration des ondes porteuses

La détermination de ces observables requiert la calibration, avec une source interne, des termes instrumentaux du système d'équations 1.52 :  $v_k^i$ ,  $c_k^{ij}$ ,  $d_k^{ij}$ . La séquence des mesures de calibration, pour des observations à trois télescopes, est résumée dans le tableau 21, avec en dernière colonne, l'observable déterminée par la mesure.

Afin de connaître la fraction de flux provenant de chaque télescope et contribuant au signal interférométrique ( $v_k^i$ ), des mesures sont effectuées en injectant un seul faisceau dans l'instrument, alternativement (mesures 1 à 3 dans le tableau 21).

D'après l'équation 1.53, les mesures interférométriques dues à la recombinaison des faisceaux de la source interne donnent directement accès à  $c_k^{ij}$ . En effet, pour ces mesures avec une source interne,  $\Phi_{ij}$  et  $\phi_{ij}^p$  sont nuls. Les étapes 4, 6, et 8 du tableau 21 correspondent à ces mesures pour chacune des bases.

La détermination des termes  $d_k^{ij}$ , déphasés de  $\pi/2$  par rapport aux  $c_k^{ij}$ , exige des mesures additionnelles indépendantes de celles qui ont permis de déterminer les termes  $c_k^{ij}$ . Pour cela, un déphasage,  $\gamma_0$ , différent de  $\pi$ , est introduit. Les mesures interférométriques dues à la recombinaison des faisceaux de la source interne, déphasées de  $\gamma_0$  par rapport aux mesures des  $c_k^{ij}$ , permet de calculer les  $d_k^{ij}$ . En pratique, ce déphasage est créé en utilisant les piézoélectriques situés devant chaque entrée de fibre (*ie* pour chaque voie issue d'un télescope) en réglant la différence de marche différentielle. Une fois les ondes porteuses connues, il est possible d'évaluer le contraste instrumental selon la base  $[ij]$  :

$$V_{ij}^{inst} \propto \sum_k \left( (c_k^{ij})^2 + (d_k^{ij})^2 \right) \quad (3.62)$$

## 4. La réduction de données en pratique

### § 1. Etapes générales

Les observations avec AMBER consistent en une série de mesures que l'on enregistre successivement. Outre les mesures interférométriques sur la source, un étalon de référence (calibrateur) est observé pour déterminer la fonction de transfert de l'instrument. Ce calibrateur est choisi pour être proche angulairement de l'étoile et de brillance et type spectral similaires.

De plus, une mesure du courant d’obscurité (*dark*, en anglais) est effectuée ainsi qu’une mesure du fond du ciel (*sky*, en anglais). Enfin, des fichiers additionnels sont fournis avec les mesures, correspondant aux étapes de calibration instrumentale servant à déterminer les ondes porteuses et calibrer le fonctionnement du détecteur. Chaque fichier de mesure contient 250 images.

Les étapes générales à suivre lors de la réduction de données sont les suivantes :

- la cosmétique des données, procédure habituelle lors de l’obtention de données sur un capteur CCD. Elle consiste à soustraire une carte de courant d’obscurité aux données, à la réalisation d’une carte de mauvais pixels (où les valeurs des pixels défectueux sont substituées par une intensité nulle), à corriger les données du gain du détecteur. De plus, lors de cette étape, un terme de correction d’éclairement uniforme du détecteur sera calculé par lequel les intensités des pixels seront divisées;
- un recalage spectral de l’ensemble des mesures obtenues sur le détecteur (voir § 3);
- le traitement des données selon l’algorithme présenté dans la section précédente, avec le logiciel **amdlib**. En particulier, il s’agit d’étudier la possibilité de sélectionner les données selon leurs rapports signal à bruit. Cette étape aboutit à l’obtention de visibilités et clôtures de phase pour la source scientifique et son calibrateur;
- et enfin, la calibration des observables par les mesures effectuées sur le calibrateur.

Récemment, l’étude des données AMBER a montré la présence de franges d’interférence parasites dues à l’électronique du détecteur infrarouge pouvant fausser les estimations des observables. La correction de ces franges doit être effectuée avant l’étape de cosmétique.

**NB:** La réduction des données a été effectuée avec le logiciel de réduction **amdlib**, en développement lors du travail sur MWC297 (version 0.106), et dans un état finalisé mais encore sous test lors du travail sur AB Aur (version 2.0).

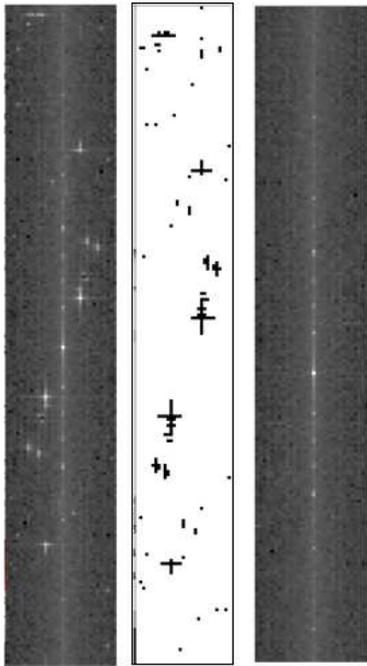
## § 2. La correction des franges parasites du détecteur

Ces franges parasites sont les conséquences des interférences électromagnétiques sur le détecteur. Elles peuvent être stables ou variables dans le temps, à la fois en phase et en amplitude, voire être non-périodiques. La réduction de données étant basée sur la modélisation de l’interférogramme dans le plan du détecteur, il est important de corriger ces franges parasites. En effet, l’obtention du flux complexe cohérent correspondant à une minimisation d’un  $\chi^2$  avec l’équation interférométrique comme modèle, si l’ajustement se fait sur des interférogrammes perturbés par des fréquences parasites, l’estimation du flux cohérent obtenu sera erronée.

A forts flux et rapports signal à bruit, les franges de détecteur sont noyées dans le bruit et n’ont pas un impact majeur sur la forme des franges. Nos observations sont à faibles flux et rapports signal à bruit, il est donc nécessaire de corriger les données.

Le logiciel utilisé *AMDC* (AMBER Data Correction) a été développé par G. LiCausi. La méthode utilisée consiste à :

- calculer une carte de densité spectrale pour tous les fichiers de courants d’obscurité (qui caractérise le comportement intrinsèque du détecteur sans illumination);
- identifier les pics dans le plan fréquentiel qui correspondent aux artéfacts et faire un masque binaire à partir de ces positions;



**Fig. 43.** A gauche, une densité spectrale d'un fichier de courant d'obscurité obtenu sur AB Aur : les pics de fréquence parasites sont nombreux. A partir de leurs positions, un masque binaire est produit (au milieu). A droite, la densité spectrale corrigée ne présente plus de pics parasites.

- calculer une densité spectrale pour chaque image et remplacer les régions masquées par une estimation réaliste de la puissance des franges obtenue. Celle-ci est calculée en prenant la moyenne de la densité spectrale de puissance le long d'une colonne du détecteur dans l'espace fréquentiel;
- reconstruire par la suite les images corrigées par une transformée de Fourier inverse;
- réécrire les fichiers de données AMBER.

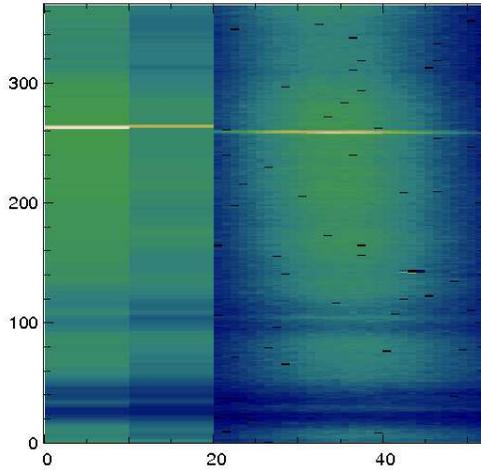
Ces étapes doivent être appliquées à tous les fichiers d'observation, y compris ceux servant à la calibration instrumentale, à partir des fichiers de courant d'obscurité correspondants.

La figure 43, à gauche, présente la densité spectrale d'un fichier de courant d'obscurité non corrigé, obtenue lors des mesures sur AB Aur : on y voit très nettement la présence de pics de fréquence mettant en évidence la présence de franges parasites. Au milieu, le masque binaire correspondant est présenté. Une fois corrigée, la densité spectrale ne présente plus de pics parasites (à droite).

### § 3. Calibration spectrale

Lors des premières observations avec AMBER, il a été remarqué qu'un décalage de quelques pixels verticaux existait entre les voies imagées sur le détecteur. Ce décalage est dû à un alignement imparfait des miroirs orientant les différents faisceaux sur le détecteur. La figure 44 montre une image du détecteur obtenue lors de mesures à 2 télescopes sur MWC297, avant recalage spectral. Les deux colonnes de gauche correspondent aux voies photométriques alors que la colonne de droite correspond à la voie interférométrique. Nous considérons pour cet exemple un fichier ne présentant pas de franges d'interférence. La raie en émission permet de visualiser le décalage vertical de quelques pixels entre les différentes voies.

Ainsi, les voies des images enregistrées nécessitent d'être recalées les unes par rapport aux autres afin de faire correspondre à chaque longueur d'onde une seule ligne horizontale de détecteur pour l'ensemble des voies photométriques et interférométriques. Pour cela, on utilise



**FIG. 44.** Image du détecteur obtenue lors d'observations à 2 télescopes sur MWC297, avant recalage spectral. Les deux colonnes de gauche sont des colonnes de photométrie alors que la troisième colonne correspond à la voie interférométrique. Dans cet exemple, nous avons choisi un fichier ne présentant pas de franges d'interférence. La raie en émission montre clairement le décalage spectral de quelques pixels en longueur d'onde entre les différentes voies.

soit une raie intense en émission, soit une série de lames à faces parallèles insérées dans le faisceau si la source observée ne présente pas de raies d'émission. Lors de cette dernière mesure, on crée un spectre artificiel qui permet ensuite de recalibrer les voies les unes par rapport aux autres. Enfin, un recalage absolu en longueur d'onde est effectué en utilisant des spectres de référence obtenus sur une source interne au laboratoire ou une raie en émission ou absorption de longueur d'onde bien connue.

#### § 4. Critères de présence et sélection de franges

Les sources qui nous intéressent ont des magnitudes proches de la magnitude limite de AMBER [K 4,9] ce qui résulte en un faible rapport signal à bruit. De plus, les observations traitées pendant la thèse (MWC297 [K=3,0], AB Aur [K=4,2], HR5999 [K=4,4], MWC158 [K=4,1], HD45677 [K=4,7]) ont été obtenues sur les UT, sans suiveur de franges, dans des conditions atmosphériques parfois mauvaises. Il est donc nécessaire de s'assurer de la présence d'un signal interférométrique.

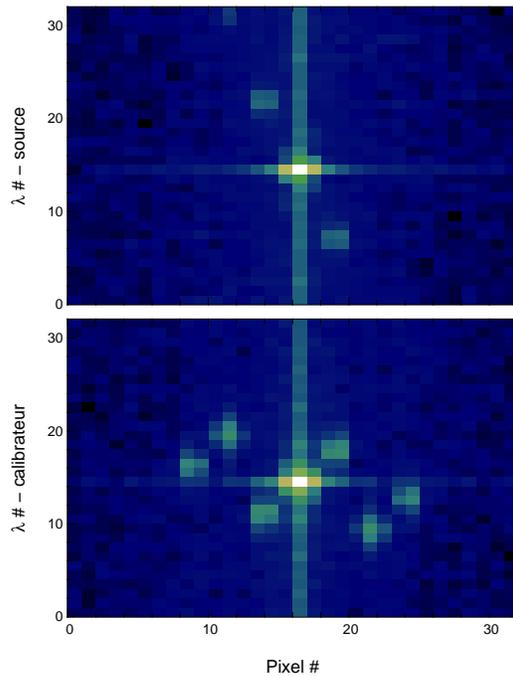
MWC297: 3.0 - réduit / publié. MWC158: 4.1 - réduit, mais il n'y avait pas de franges. AB Aur: 4.2 - réduit, franges présentes mais RSB faible. HR5999: 4.4 - réduit, mais le détecteur avait un comportement horrible à cette époque: les franges parasites n'étaient pas à des fréquences fixes, et n'étaient par conséquent pas calibrables. HD45677: 4.7 - réduit, mais pas de franges.

##### § 4.1. Présence des franges d'interférence

Le critère de présence de franges est le rapport signal à bruit de la mesure. Ce terme doit contenir plusieurs informations : tout d'abord, la quantité de flux présent dans les deux voies des télescopes (si le flux est trop faible, les franges seront au niveau du bruit). Mais il doit aussi tenir compte du niveau de contraste : en effet, si la source est très résolue, le contraste résultant est très petit, et les franges difficilement détectables.

Puisque le flux cohérent tient compte de ces deux éléments, il est naturel d'écrire le critère de rapport signal à bruit (RSB) sur une image du fichier, pour chaque longueur d'onde  $i$ , selon :

$$\text{RSB} = \sum_i \left[ \frac{R_i^2}{\sigma_R^2} - 1 \right] + \sum_i \left[ \frac{I_i^2}{\sigma_I^2} - 1 \right] \quad (4.63)$$



**FIG. 45.** Densité spectrale d'énergie intégrée sur l'ensemble des images d'un fichier d'observation d'AB Aur (en haut), et de son calibrateur (en bas). Les abscisses correspondent aux fréquences spatiales. Le décalage apparent des pics entre les deux sources est dû à un piston atmosphérique différent entre les observations.

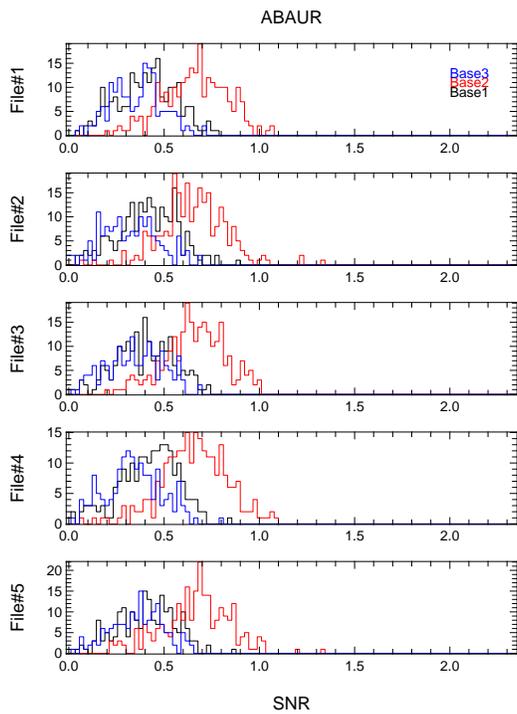
Ce critère est à utiliser avec prudence parce que les erreurs sur le flux cohérent,  $\sigma_I$  et  $\sigma_R$ , sont estimées de manière théorique lorsque le calcul se fait une image unique, ce qui peut amener à sous-estimer le rapport signal à bruit.

Un moyen visuel de confirmer la présence de franges dans les données, quand elles ne sont pas visibles à l'œil nu, est de regarder la transformée de Fourier des images du détecteur et d'identifier la présence des pics franges correspondants aux fréquences spatiales des observations. La figure 45 donne la densité spectrale d'énergie intégrée sur l'ensemble des images d'un fichier d'observation de AB Aur (en haut). La figure du bas correspond à celle de son calibrateur (en bas). Les figures sont centrées sur le pic dû aux contributions photométriques de chaque télescope (continu) et l'abscisse donne accès aux fréquences spatiales des franges d'interférence. Les figures étant symétriques par rapport au continu, on peut voir la présence de franges selon une seule fréquence spatiale pour AB Aur (*ie* correspondant à une seule base) alors que dans le cas du calibrateur, trois systèmes de franges sont présents à des fréquences différentes.

#### § 4.2. Qualité des données et sélection

Afin d'améliorer la qualité de la réduction, il est possible de sélectionner certaines images correspondant aux meilleurs rapports signal à bruit pour calculer les visibilités finales.

Pour quantifier la qualité des données obtenues, il est intéressant de regarder la distribution des valeurs des rapports signal à bruit pour les trois bases. Chaque valeur est calculée avec des erreurs sur le flux cohérent estimées théoriquement et pour chaque image individuellement. La figure 46 donne la répartition du rapport signal à bruit calculé sur les 250 images de chaque fichier (de haut en bas), pour AB Aur. La répartition des rapports signal à bruit est globalement gaussienne, et l'histogramme rouge présente une moyenne clairement supérieure aux autres. Cela correspond à la base UT3-UT4, seule base pour laquelle suffisamment de flux est présent et pour laquelle un pic de fréquence est détecté dans la densité spectrale de puissance. Bien que le rapport signal à bruit, tel qu'il est défini dans l'équation 4.63, image par image, soit entre 0,5 et



**Fig. 46.** Répartition du rapport signal à bruit dans les 250 images de chaque exposition (de haut en bas) pour AB Aur.

1 pour cette base, du flux cohérent est présent. Nous utilisons alors un critère comparatif entre les mesures sans franges correspondant aux autres bases (histogrammes bleu et noir) et celles-ci. Nous obtenons alors un rapport signal à bruit de  $\sim 1,7$  pour l'ensemble des mesures obtenues sur la base UT3-UT4.

Sélectionner les meilleures images impose un calcul de biais dû à l'estimation quadratique des visibilitées et des erreurs sur le flux cohérent image par image donc nécessairement de manière théorique et non statistique. Une fois la sélection effectuée, la visibilité finale est obtenue en moyennant les parties réelles et complexes du flux cohérent ainsi que le biais, sur les images sélectionnées. Cette méthode est valable dans le cas de forts rapports signal à bruit pour lesquels les visibilitées calculées image par image convergent vers la valeur la plus probable à mesure que le rapport signal à bruit augmente. Elle n'est par contre pas valable pour nos observations de qualité médiocre où la dispersion sur la visibilité moyenne est d'autant plus grande que la sélection d'images est sévère. Nous avons fait le choix de ne pas effectuer de sélection d'images lors de la réduction de nos données et de conserver l'aspect statistique.

Les observations de MWC297 ont été réalisées dans de meilleures conditions résultant en un rapport signal à bruit double. Au contraire, celles faites sur HR5999, MWC158 et HD45677 ont été réalisées dans de très mauvaises conditions atmosphériques et n'ont pas permis de mettre des franges en évidence. Par ailleurs, le cas des observations de HR5999 était critique : les fréquences des franges parasites du détecteur étaient variables rendant ces dernières non calibrables.

Dans les deux chapitres qui suivent, je présente les courbes de visibilitées dispersées spectralement obtenues sur MWC297 et AB Aur ainsi que leurs analyses.

# 6

## Etude de l'environnement proche de MWC297

### Plan du chapitre

1. MWC297: une Herbig Be .....	92
§ 1. Emission dans le continu .....	93
§ 2. Emission du gaz .....	93
2. Observations .....	94
3. Résultats .....	95
§ 3. Les mesures photométriques et spectres $Br_{\gamma}$ .....	95
§ 4. Les visibilitées et tailles caractéristiques d'émission .....	96
§ 4.1. Les visibilitées dans le continu .....	97
4. L'émission des poussières .....	98
§ 5. Un modèle de disque d'accrétion dit 'standard' .....	98
§ 5.2. Le modèle .....	98
§ 5.3. L'ajustement des mesures photométriques et interférométriques .....	99
§ 6. Discussion .....	100
§ 6.4. Le bord interne du disque .....	100
§ 6.5. L'accrétion .....	101
5. Le modèle de vent .....	101
§ 7. Description du modèle .....	101
§ 8. Combinaison du vent et du disque .....	102
§ 9. Résultats de l'ajustement des données spectrales .....	103
§ 10. Géométrie du vent .....	104
§ 11. Adéquations des modèles de disque et de vent .....	104
6. Conclusion .....	106

Parce qu'elles évoluent très rapidement vers la séquence principale, tout en étant encore enfouies dans les nuages moléculaires dont elles sont issues, les étoiles jeunes massives ( $M \geq 10M_{\odot}$ ) sont difficiles à observer. MWC297 en est une exception, étant relativement brillante dans l'infrarouge proche, c'est une des étoiles de Herbig Be les plus étudiées. Le nombre important de mesures publiées dans la littérature permet d'envisager obtenir une image globale de son environnement et en fait une source idéale pour AMBER/VLTI. Les observations présentées dans ce chapitre sont les premières effectuées par AMBER sur une étoile jeune.

## 1. MWC297: une Herbig Be

En comparant les raies d'éléments lourds en absorption dans les spectres de l'objet avec celles présentes dans les spectres d'étoiles B, Drew *et al.* (1997) ont établi que MWC297 est une étoile de type spectral B1,5V, associée à une région HII, présentant une grande extinction ( $A_V \sim 8$ ). Ils estiment de plus une distance de  $250 \pm 50$  pc. La largeur des raies a permis d'établir qu'il s'agit d'un rotateur rapide ( $v \sin i \sim 350 \pm 50$  km/s). L'étoile est par ailleurs active en X. Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 22.

TAB. 22. Propriétés principales de MWC297

L ( $L_{\odot}$ )	Teff (K)	R* ( $R_{\odot}$ )	M* ( $M_{\odot}$ )	$A_V$	$v \sin i$ (km/s)
$5 \cdot 10^3$	23700	6,1	10	8	350

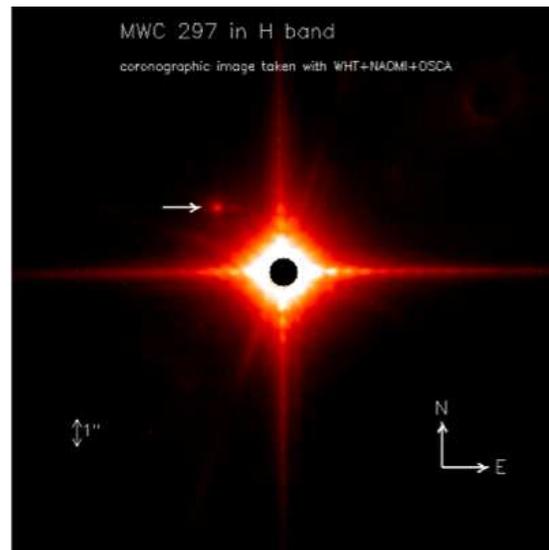


FIG. 47. Image obtenue en bande H avec l'optique adaptative du télescope William Herschel, à La Palma (Vink *et al.* 2005b). Le masque utilisé pour bloquer la lumière de l'étoile fait 1" de diamètre. La présence du compagnon est indiquée par la flèche.

## § 1. Emission dans le continu

MWC297 possède dans l'infrarouge et en radio des signatures claires de matière circumstellaire environnante. En effet, l'étoile présente un excès infrarouge ( $H-K=1,34$ ;  $J-H=1,74$ ) interprété par Hillenbrand *et al.* (1992) comme de l'émission due à un disque d'accrétion. Des mesures radio à 5GHz présentent une structure allongée de 120 UA, confortant cette hypothèse (Drew *et al.* 1997). Par ailleurs, Vink *et al.* (2005b) ont obtenu une image en bande H avec l'optique adaptative NAOMI sur le télescope William Herschel, détectant la présence d'un compagnon situé à 3,4 secondes d'angle (soit 850 UA), peut-être à l'origine de l'émission en X (voir Figure 47).

Millan-Gabet *et al.* (2001) ont présenté les premières mesures interférométriques en bande large de cette étoile auxquelles ont été ajustés divers modèles géométriques notamment représentant l'émission d'un disque. Ces mesures caractérisent l'émission des poussières situées dans les UA les plus proches que l'on qualifie de *continu*. Le modèle d'une distribution uniforme en forme d'anneau (représentant l'émission d'un bord interne de disque situé à la distance de sublimation des poussières, gonflé par l'irradiation directe de l'étoile (Dullemond *et al.* 2001)) échoue à reproduire les tailles caractéristiques mesurées. En effet, MWC297, tout comme les autres étoiles de Herbig Be de grande luminosité, ne reproduit pas la relation attendue entre la taille caractéristique mesurée et la luminosité stellaire si seule la température de sublimation des poussières gouverne les propriétés des régions internes. Le rayon du bord interne calculé est beaucoup plus petit que ce qui est attendu, nécessitant une température de sublimation trop importante.

La géométrie de l'environnement proche de MWC297 reste donc une question ouverte à laquelle nous tentons d'apporter des éléments avec de nouvelles observations spectro-interférométriques.

## § 2. Emission du gaz

MWC297 présente un spectre très riche, comportant des centaines de raies atomiques en émission, et très variable. En effet, les spectres mesurés par l'instrument ISO (Benedettini *et al.* (2001)) présentent un fort continu ainsi que des raies de recombinaison de l'hydrogène dans les séries de Brackett, Pfund et Humphreys.

- **Un vent.** Le spectre riche de MWC297 révèle la présence d'un vent. Les raies de l'hydrogène sont extrêmement fortes, l'émission dans la raie  $H_\alpha$  étant 120 fois plus élevée que le continu.

Par ailleurs, l'ensemble des raies d'émission  $Pa_\beta$ ,  $Br_\gamma$ ,  $Br_\alpha$ ,  $Pf_\gamma$  et  $Pf_\beta$  a été modélisé par Nisini *et al.* (1995) en utilisant un modèle de vent complètement ionisé, à symétrie sphérique et la corrélation entre le flux radio à 3,6cm (Skinner *et al.* 1993) et les flux de ces raies.

- **De l'accrétion.** De manière générale, les estimations des taux d'accrétion sont difficiles pour les étoiles de Herbig parce qu'il est délicat de séparer l'excès UV dû à l'accrétion du continu photosphérique chaud. On ne sait pas si les modèles habituellement appliqués aux étoiles T Tauri et qui sont utilisés pour les étoiles de Herbig, plus lumineuses, sont applicables (Muzerolle *et al.* 2004). Aucune estimation claire du taux d'accrétion n'a donc été effectuée pour MWC297. Si celle-ci accrète, on ne connaît pas la nature de l'accrétion. La présence de champ magnétique a été indirectement mis en évidence par des explosions dans les rayons X (Hamaguchi *et al.* 2000) mais son origine est inconnue.

TAB. 23. Résumés des observations

Date	Base	# Fichiers	# Images/Fichier	Seeing moyen	Temps d'intégration (ms)
31/05/04	UT2-UT3	18	100	0,6''	107 & 31

## 2. Observations

Afin de modéliser l'environnement de MWC297, les mesures disponibles dans la littérature ont été rassemblées : les mesures photométriques (dans le but de constituer une distribution spectrale d'énergie), un spectre autour de la raie en émission  $Br_\gamma$  et des mesures interférométriques en bande large. Nous tenterons de reproduire dans notre analyse l'ensemble de ces données.

- **Les mesures photométriques.** Les flux dans les bandes U, B, V, R, I proviennent de Bergner *et al.* (1988), ceux des bandes JHKLMN de Berrilli *et al.* (1992) alors que les données en bande Q sont obtenues de Simon (1974). Dans le régime des longueurs d'onde submillimétriques, millimétriques et centimétriques (de 0,35 à 1,3mm puis 6cm), les mesures de l'émission des poussières ont été obtenues par Mannings (1994) et Drew *et al.* (1997). Enfin, les spectres infrarouges ISO obtenus dans les modes de courte et grande longueurs d'onde ont aussi été ajoutés.

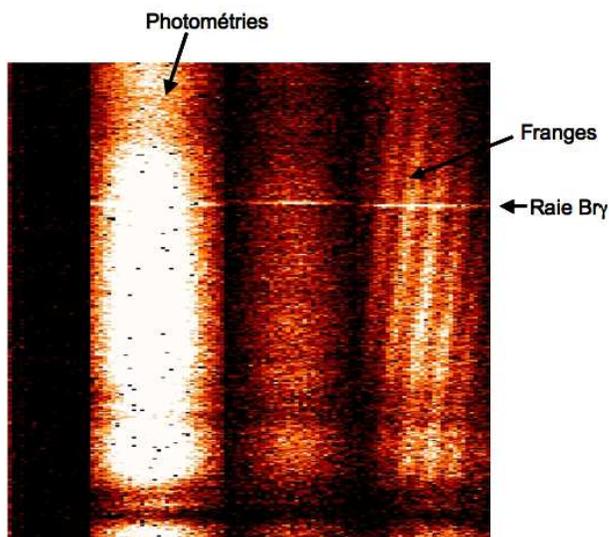
- **Les spectres.** Les voies photométriques d'AMBER permettent d'avoir accès au spectre de l'étoile et du calibrateur avec une résolution spectrale de 1500 autour de la raie  $Br_\gamma$ .

Par ailleurs, un spectre à une plus haute résolution spectrale (8900) a été obtenu avec l'instrument ISAAC au VLT. Ces observations ont eu lieu le 13 Juillet 2004, lors de conditions de *seeing* moyennes (1,5''). Pour ces mesures, ISAAC a été utilisé dans le mode de résolution spectrale intermédiaire à courte longueur d'onde avec une fente de 0.3'' de large. Ces données ont subi une cosmétique préliminaire, ont été calibrées en longueur d'onde puis corrigées de l'absorption tellurique (Garcia Lopez *et al.* (2006)).

De plus, nous avons aussi récupéré les raies  $H_\alpha$  et  $H_\beta$  obtenues par Drew *et al.* (1997) au Télescope William Herschel, à La Palma, avec une résolution de 5000 pour la modélisation de l'émission du gaz.

- **Les mesures interférométriques en bande large.** Afin de contraindre au mieux la géométrie de l'environnement de MWC297, l'ensemble des observations interférométriques en bande large (H et K) a été rassemblé. Il s'agit d'observations effectuées sur IOTA (bande H; Millan-Gabet *et al.* (2001)) et sur PTI (bande K; Eisner *et al.* (2004)). La source étant très résolue par l'interféromètre PTI, ces derniers auteurs ont pu obtenir uniquement des limites supérieures.

- **Les observations spectro-interférométriques.** MWC297 a été observée pendant le premier commissioning d'AMBER le 31 mai 2004, sur une seule base UT2-UT3 (de longueur 47m). La bande spectrale des observations est [1980,2230] nm, et les mesures ont été effectuées avec deux temps d'intégration (107ms and 31ms). Le calibrateur, HD177756, de type spectral B9V, a un diamètre de  $0,6 \pm 0,06$  milliseconde d'angle, non résolu par l'interféromètre. Cette observation



**FIG. 48.** Image bidimensionnelle du détecteur d'AMBER lors des observations de MWC297 à 2 télescopes. La dispersion spectrale a lieu verticalement alors que la dimension horizontale donne l'extension spatiale des faisceaux. De gauche à droite : une colonne donnant le courant d'obscurité, deux colonnes de photométries (flux provenant de chaque télescope individuellement). La dernière colonne comprend des franges d'interférence issues de la combinaison des faisceaux provenant des deux télescopes UT2 et UT3.

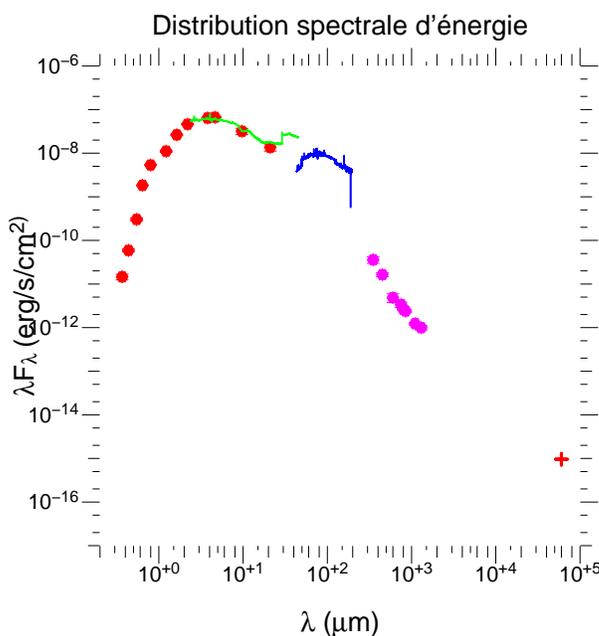
permet de connaître la fonction de transfert de l'instrument. Le tableau 23 résume les paramètres de ces observations, contemporaines à l'obtention du spectre ISAAC.

La figure 48 est une image du détecteur d'AMBER, pour ces observations à 2 télescopes. Des franges d'interférences sont clairement visibles dans la quatrième colonne. Elles sont inclinées à cause du piston atmosphérique. Par ailleurs, on aperçoit une ligne horizontale brillante, qui correspond à la raie  $Br_\gamma$  en émission (à  $2,165\mu\text{m}$ ) ainsi que des zones horizontales sombres qui sont dues aux raies d'absorption de l'atmosphère (entre  $2,05$  et  $2,08\mu\text{m}$ ).

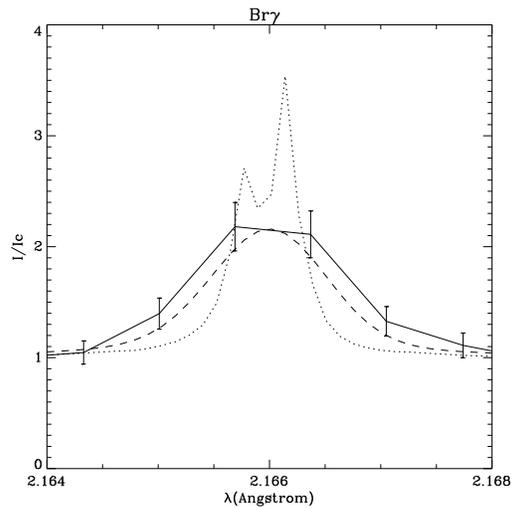
### 3. Résultats

#### § 1. Les mesures photométriques et spectres $Br_\gamma$

Les mesures photométriques rassemblées depuis la littérature ont permis de construire une distribution spectrale d'énergie complète comme le montre la figure 49.



**FIG. 49.** Distribution spectrale d'énergie de MWC297. En rouge sont représentés les points de photométries visibles et infrarouges disponibles dans la littérature. En vert et bleu, les spectres ISO (obtenus dans les modes de courtes/grandes longueurs d'onde respectivement) ont été ajoutés ainsi que les mesures submillimétriques et radio en magenta et rouge.



**FIG. 50.** Spectres autour de la raie  $Br_{\gamma}$  obtenus sur MWC297 par ISAAC (courbe pointillée), et par AMBER (courbe pleine). La courbe tiretée est issue de la convolution du spectre ISAAC avec une fonction gaussienne à la résolution spectrale de AMBER.

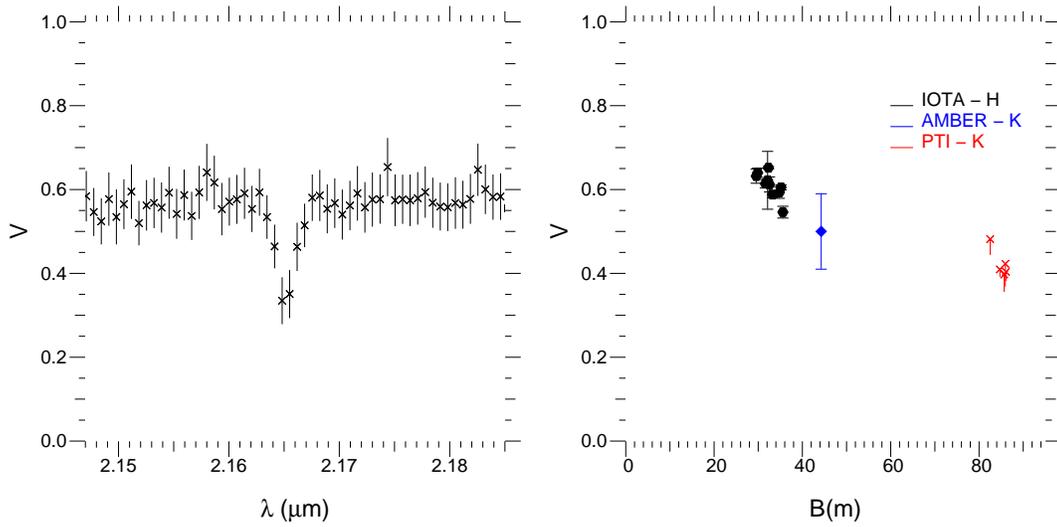
Par ailleurs, la figure 50 présente la raie  $Br_{\gamma}$  en émission dans le spectre de MWC297. Le spectre ISAAC, double piqué et asymétrique, obtenu à la résolution spectrale de 8900, est représenté en pointillés. Le spectre AMBER, à la résolution spectrale inférieure de 1500, est en ligne pleine, associée aux barres d'erreurs. Sur cette même figure, la convolution du spectre ISAAC avec une fonction gaussienne à la résolution spectrale de AMBER a été ajoutée en tirets : les observations AMBER et ISAAC coïncident. La largeur équivalente mesurée avec le spectre AMBER est de 2,14nm, compatible avec ce qui est obtenu en considérant le spectre ISAAC (1,58nm). Les profils de ces spectres sont les mêmes mais le spectre ISAAC donnant accès à une plus haute résolution spectrale (et donc à des informations plus fines sur la cinématique du gaz), c'est ce dernier qui sera utilisé par la suite dans l'analyse. La valeur du continu a été arbitrairement placée à 1 pour avoir directement accès à l'émission supplémentaire de la raie.

## § 2. Les visibilités et tailles caractéristiques d'émission

De manière générale, une mesure de visibilité donne accès à la taille caractéristique de l'émission. En considérant une courbe de visibilités dispersées spectralement, on a ainsi accès aux tailles des zones émissives à chaque longueur d'onde du spectre. La figure 51, à gauche, donne les visibilités obtenues, en fonction de la longueur d'onde.

**NB:** les télescopes sur lesquels les observations ont été obtenues (UT) vibrant de manière aléatoire et non stationnaire, il est difficile de calibrer de manière absolue les visibilités. La calibration par l'étoile de référence doit par conséquent être considérée avec prudence. Ces vibrations affectant l'intégralité du spectre de manière similaire, elles n'ont aucun impact sur les visibilités relatives en fonction de la longueur d'onde.

- **Les visibilités dans la raie  $Br_{\gamma}$ .** Sur cette figure 51, on peut clairement voir une chute de visibilité de l'ordre de 30% à travers la raie  $Br_{\gamma}$ . Nous avons suivi plusieurs méthodes de réduction de données (avec ou sans sélection d'images dans les fichiers) et elles ont toutes abouti à des valeurs de visibilités très similaires. A  $2,165\mu\text{m}$ , on obtient :  $V_{raie} = 0,33 \pm 0,06$ . A partir de cette valeur, il est possible de déterminer la taille caractéristique d'émission de la raie. Pour cela, il faut considérer uniquement l'émission dans la raie et corriger les visibilités de l'influence directe du continu en appliquant :



**FIG. 51.** A gauche : visibilités de MWC297 en fonction de la longueur d'onde. La chute de visibilité à travers la raie  $\text{Br}_\gamma$  est nette et est d'environ 30%. A droite : visibilités obtenues en bandes larges H (sur IOTA, ronds noirs) et K (sur AMBER, losange bleu; et PTI, croix rouges (limites supérieures)).

$$V_{\text{Br}_\gamma} = \frac{F_{\text{raie}} V_{\text{raie}} - F_{\text{cont}} V_{\text{cont}}}{F_{\text{raie}} - F_{\text{cont}}} \quad (2.64)$$

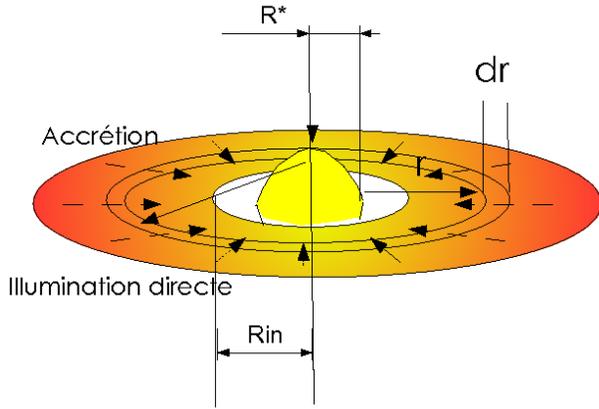
où  $F_{\text{cont,raie}}$  et  $V_{\text{cont,raie}}$  sont les flux et visibilités (respectivement) correspondant à l'émission du continu et de la raie. A partir du rapport de flux entre la raie et le continu, on déduit que la visibilité au niveau de la raie  $\text{Br}_\gamma$  est :  $V_{\text{Br}_\gamma} = 0,19 \pm 0,03$ . Pour calculer une taille caractéristique d'émission, on estime en général la taille d'un disque de distribution uniforme qui produirait ces visibilités. Pour cette émission  $\text{Br}_\gamma$ , le diamètre estimé est de  $9,9 \pm 0,3$  millisecondes d'angle (ou  $2,50 \pm 0,08$  UA).

### § 2.1. Les visibilités dans le continu

Compte tenu de l'incertitude sur la calibration par une source ponctuelle due aux vibrations des télescopes, nous avons estimé, pour le continu, une valeur moyenne et des barres d'erreurs très larges pour être conservateurs :  $V_{\text{cont}} = 0,50^{+0,08}_{-0,10}$ . L'ensemble des visibilités disponibles en bandes larges H et K, que nous considérons pour l'analyse, est représenté dans la partie droite de la figure 51.

L'estimation du diamètre de disque uniforme correspondant à cette émission permet de comparer les différentes tailles entre le continu et l'émission dans la raie. Le diamètre correspondant au continu est de  $7,0 \pm 0,9$  millisecondes d'angle soit  $1,75 \pm 0,23$  UA. **La taille caractéristique de la zone responsable de l'émission en  $\text{Br}_\gamma$  est donc 40% plus grande que celle responsable de l'émission du continu.**

Dans les deux prochaines sections, nous traiterons de l'analyse des deux types d'émission en modélisant l'émission dans le continu par un disque d'accrétion dit 'standard', et les raies d'émission de l'hydrogène par un modèle de vent, constitué d'une enveloppe en expansion.



**FIG. 52.** Schéma du disque d'accrétion dit *standard*, chauffé par l'irradiation directe de l'étoile ainsi que par l'accrétion. Chaque anneau situé à une distance  $r$  et de largeur  $dr$  émet comme un corps noir.

## 4. L'émission des poussières

### Excès infrarouge :

En modélisant l'émission visible par un corps noir à la température effective de l'étoile, l'excès dû à l'environnement circumstellaire est  $F_H^E = 23,8$  Jy en bande H ainsi que  $F_K^E = 56,3$  Jy en bande K.

### § 1. Un modèle de disque d'accrétion dit 'standard'

#### § 1.1. Le modèle

Il consiste en une description analytique (Bertout *et al.* (1988); Malbet & Bertout (1995)) d'une structure de disque axisymétrique, constitué d'anneaux successifs de rayons  $r$  et de largeur  $dr$  (voir Figure 52). Chaque anneau est optiquement épais mais géométriquement fin et l'émission correspondante est celle d'un corps noir à la température de l'anneau. Le disque est en équilibre hydrostatique, n'est pas auto-gravitant et peut être chauffé à la fois par le rayonnement stellaire (qui sera ensuite réémis) et par de l'accrétion.

Le flux reçu (et absorbé) par le disque, en tenant compte d'un facteur dû à la géométrie du système peut s'écrire :

$$F_{abs}(r) = \sigma T_*^4 \frac{1}{\pi} \left[ \arcsin\left(\frac{R_*}{r}\right) - \frac{R_*}{r} \sqrt{1 - \left(\frac{R_*}{r}\right)^2} \right] \quad (1.65)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $T_*$  et  $R_*$ , respectivement la température effective et le rayon de l'étoile.

L'accrétion est décrite selon le cas d'un disque képlérien visqueux (Lynden-Bell & Pringle 1974), où le flux émis par unité de surface s'écrit :

$$F_{vis} = \frac{3GM_*\dot{M}}{8\pi r^3} \left[ 1 - \sqrt{\frac{R_*}{r}} \right] \quad (1.66)$$

où  $M_*$  est la masse de l'étoile,  $\dot{M}$  le taux d'accrétion,  $G$  la constante de la gravitation.

La structure radiale en température est donnée en considérant chaque anneau comme un corps noir à la température  $T_d(r)$  réémettant la totalité de l'énergie reçue avec  $T \sim r^q$ . En général,  $q = -3/4$ . Le cas d'une atmosphère isotherme est considéré.

En associant l'émission individuelle de chaque anneau à la contribution de l'étoile, il est possible de reconstituer l'excès infrarouge observé dans les étoiles jeunes. Le code permet de

simuler des distributions spectrales d'énergie et des images à toutes les longueurs d'onde. Pour obtenir des visibilités, une transformée de Hankel est appliquée (transformée de Fourier tenant compte de la symétrie radiale du disque, *ie* en utilisant des coordonnées cylindriques).

### § 1.2. L'ajustement des mesures photométriques et interférométriques

Le modèle possède 4 paramètres libres : le taux d'accrétion  $\dot{M}_{acc}$ , l'inclinaison  $i$ , l'angle de position  $\theta$  ainsi que le rayon interne du disque,  $R_{in}$ . Les caractéristiques utilisées ont été obtenues à partir de l'étude spectrale de Drew *et al.* (1997) et sont résumées dans le tableau 22. Le rayon externe utilisé ( $\sim 60$  UA) est celui obtenu par Mannings (1994) à partir d'observations millimétriques.

Nous avons procédé en deux étapes. L'ajustement de la distribution spectrale d'énergie, à inclinaison et angle de position fixés, permet d'obtenir la distance du bord interne du disque ( $R_{in}$ ) et le taux d'accrétion ( $\dot{M}_{acc}$ ). Dans un second temps, l'ajustement des visibilités, à rayon de bord interne du disque et taux d'accrétion fixés (déterminés par la première étape), permet d'obtenir l'inclinaison  $i$  et l'angle de position  $\theta$  du disque. Le but de cet ajustement combiné est de trouver un ajustement global par convergence des ajustements individuels à la fois des mesures photométriques ainsi que des mesures interférométriques. Les mesures dans la bande R ne sont pas prises en compte dans cet ajustement, compte tenu de la très forte émission dans la raie  $H_\alpha$ .

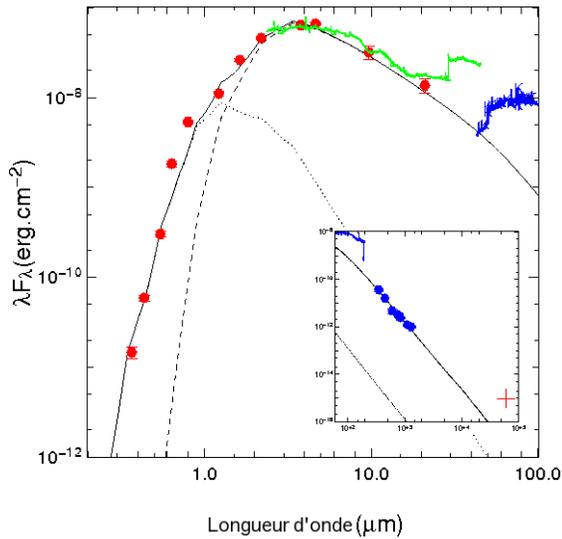
Nous avons effectué chaque ajustement en calculant l'écart entre la prédiction du modèle et les mesures pour 100 valeurs de couples [taux d'accrétion, rayon du bord interne de disque] et [inclinaison, angle de position] dans le cas d'un ajustement des mesures photométriques d'une part, et des visibilités d'autre part. Le meilleur modèle est celui qui correspond au  $\chi^2$  réduit minimum, défini de la manière suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum \frac{(X_{mes} - X_{mod})^2}{\sigma_{X_{mes}}^2} \quad (1.67)$$

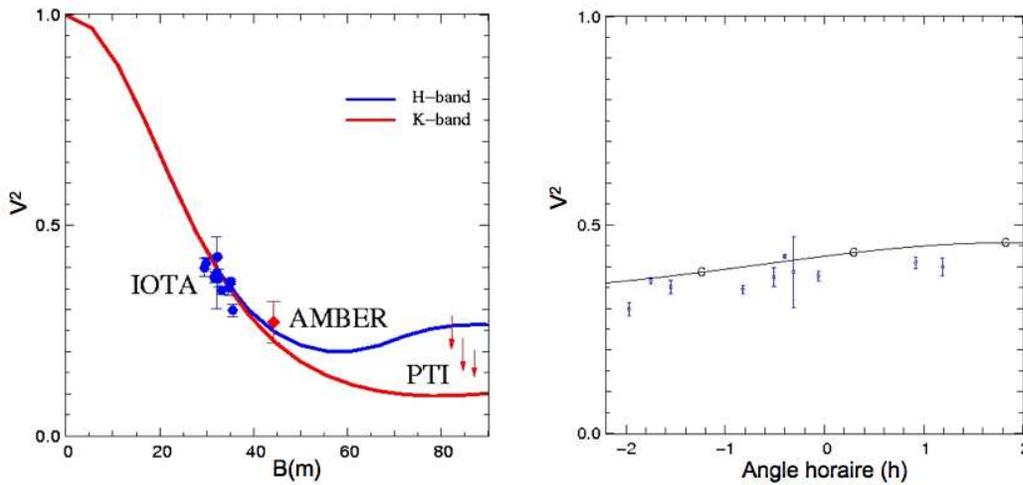
où  $N$  est le nombre de degrés de liberté.  $X_{mes}$  et  $X_{mod}$  sont les valeurs de l'observable  $X$  (flux ou visibilité) mesurée et prédite par le modèle respectivement.

L'ajustement permet de reproduire avec succès à la fois la distribution spectrale d'énergie, ainsi que les visibilités. Les figures 53 et 54 donnent les prédictions du meilleur modèle pour la distribution spectrale d'énergie et les visibilités respectivement.

La sensibilité de ces ajustements a été testée en faisant varier les paramètres de l'étoile centrale d'après les incertitudes estimées par Drew *et al.* (1997). Ils ont calculé une incertitude d'un demi sous-type spectral et de 50pc pour la distance à l'étoile, valeurs correspondant aux incertitudes sur les paramètres du meilleur modèle. Ceux-ci sont donnés dans le tableau 24. Le meilleur modèle correspond à un disque d'accrétion avec un bord interne à  $\sim 0,5$  UA, peu incliné ( $\sim 15^\circ$ ) et orienté selon  $\sim 56^\circ$ . L'ouverture maximale du disque (son évasement) est de  $3,2^\circ$  dans les parties externes du disques.



**FIG. 53.** Distribution spectrale d'énergie du meilleur modèle comparée aux observations. La courbe en pointillés représente la contribution de l'étoile au flux total, et la courbe en tirets donne la contribution du disque d'accrétion. La courbe pleine est le flux total calculé par le modèle.



**FIG. 54.** A gauche : ajustement des données interférométriques par le meilleur modèle du disque d'accrétion standard en bande H (en bleu) et K (en rouge) en fonction de la base. A droite : ajustement des données IOTA par le meilleur modèle en fonction de l'angle horaire.

**TAB. 24.** Paramètres obtenus avec le meilleur ajustement (simultané) de la distribution spectrale d'énergie et des visibilités.

Taux d'accrétion ( $\dot{M}_{acc}$ )	$0-1 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$
Rayon interne ( $R_{in}$ )	$0,5 \pm 0,1 \text{ UA}$
Inclinaison ( $i$ )	$15 \pm 5^{\circ}$
Angle de position ( $\theta$ )	$56 \pm 7^{\circ}$

## § 2. Discussion

### § 2.1. Le bord interne du disque

Le bord interne du disque d'accrétion obtenu avec le meilleur ajustement est situé à 0,5 UA, distance compatible avec l'estimation de Monnier *et al.* (2005) ( $\sim 0,7 \text{ UA}$ ). Ceci dit, ce rayon

interne est incompatible avec la distance à laquelle se subliment les poussières, comme l'ont souligné Eisner *et al.* (2004) et Monnier *et al.* (2005).

De plus, le modèle de disque passif de Isella & Natta (2005) a été utilisé pour tenter de reproduire l'émission des poussières. Ce modèle analytique simule l'émission d'un bord interne de disque gonflé par l'irradiation directe de l'étoile et positionné à la température de sublimation de la poussière fonction de la densité locale du gaz. Ce modèle surestime le flux infrarouge proche, et dans le cas le plus favorable où la température de sublimation serait de 2000K, le bord interne du disque serait situé à une distance trop lointaine. Cette valeur est largement supérieure à celle obtenue avec notre meilleur modèle ( $\sim 0,5$  UA), compatible avec les mesures de tailles caractéristiques d'émission. Ce résultat était attendu puisque d'autres étoiles de Herbig Be, qui ont des luminosités plus grandes que les Herbig Ae, ne sont pas bien représentées par ce modèle (Monnier *et al.* 2005). Une explication possible réside dans l'existence de gaz à l'intérieur de la cavité qui écrante l'irradiation stellaire, et empêche les grains de poussière de se sublimer rapprochant ainsi la limite d'existence des poussières de l'étoile centrale.

Par ailleurs, Vinković *et al.* (2006) proposent une alternative à la structure du disque avec bord interne gonflé. Ils suggèrent l'existence d'un halo compact de poussières dans les zones les plus internes du disque qui permet alors d'utiliser une température de 1500K pour la sublimation de la poussière, et de placer correctement le bord interne pour MWC297.

## § 2.2. L'accrétion

Comme le montre le tableau 24, le taux d'accrétion est très mal contraint par les ajustements, toutes les valeurs allant de 0 à  $1.10^{-5} M_{\odot}.an^{-1}$  sont possibles. Par exemple, en prenant un demi type spectral et 50pc comme erreurs sur les estimations de Drew *et al.* (1997), ie si l'étoile est de type B2 et située à une distance de 200pc, un taux d'accrétion de  $\sim 10^{-7} M_{\odot}.an^{-1}$  permet d'ajuster les observables.

Une comparaison entre l'énergie provenant de la réémission de l'irradiation stellaire (*reprocessing*, en anglais) et l'énergie due au chauffage visqueux (accrétion) permet d'établir le régime dans lequel l'étoile se trouve, en fonction du processus dominant. Le rapport entre ces contributions varie entre  $4. \frac{\dot{M}_{acc}}{10^{-5} M_{\odot}.an^{-1}}$  et  $3. \frac{\dot{M}_{acc}}{10^{-5} M_{\odot}.an^{-1}}$  entre les bords interne et externe du disque respectivement. La transition entre le régime dominé par la redistribution de l'énergie due à l'irradiation stellaire et le régime où l'accrétion domine se fait pour un taux d'accrétion autour de  $\dot{M}_{acc} \sim 3.10^{-5} M_{\odot}.an^{-1}$  pour les paramètres stellaires les plus probables. Le bilan énergétique n'est par conséquent très probablement pas dominé par l'accrétion. En utilisant des opacités grises de Rosseland, nous avons par ailleurs vérifié que le disque restait optiquement épais dans les deux régimes.

# 5. Le modèle de vent

## § 1. Description du modèle

Pour modéliser les observables spectrales (spectres et visibilité dans la raie), nous avons utilisé un modèle à l'origine développé pour les étoiles Be classiques, rotateurs rapides. Dans ce modèle, les raies sont produites dans une enveloppe de gaz circumstellaire en expansion. Afin de reproduire les profils des raies d'hydrogène ainsi que les visibilité correspondantes, nous

avons utilisé le code *SIMECA* (Stee & de Araujo 1994). Celui-ci peut calculer les observables spectroscopiques, photométriques, des cartes d'intensité aux longueurs d'onde des raies de Balmer. Les hypothèses principales sont :

- que l'enveloppe est axisymétrique par rapport à l'axe de rotation;
- qu'aucune circulation de matière le long des méridiens n'est autorisée;
- que les régions polaires sont gouvernées par la physique d'un vent stellaire de type CAK (Castor *et al.* 1975) : c'est la force radiative qui est responsable de l'accélération de la matière.

Les solutions sont calculées pour chaque latitude  $\theta$  en prenant un modèle paramétrisé en loi de puissance d'une fonction sinus. En fonction de la vitesse terminale choisie à l'équateur, la région équatoriale peut être dominée par la rotation képlérienne ou l'expansion.

Le flux de masse s'écrit :

$$\Phi(\theta) = \Phi_{pole} + (\Phi_{eq} - \Phi_{pole})\sin^{m_1}(\theta) \quad (1.68)$$

avec  $m_1$ , paramètre libre, décrivant les variations du flux de masse du pôle vers l'équateur. On appelle  $C_1 = \Phi_{eq}/\Phi_{pole}$ , le rapport entre les flux massiques à l'équateur et au pôle.

La composante en expansion de la vitesse s'exprime selon :

$$v_r(r, \theta) = V_0(\theta) + [V_\infty(\theta) - V_0(\theta)]\left(1 - \frac{R}{r}\right)^\gamma \quad (1.69)$$

avec  $\gamma = 0,86$ .

Par ailleurs, la vitesse terminale est paramétrisée en fonction de la latitude selon :

$$V_\infty(\theta) = V_\infty(pole) + [V_\infty(eq) - V_\infty(pole)]\sin^{m_2}(\theta) \quad (1.70)$$

Enfin, l'équation de conservation de la masse permet de déterminer la distribution en densité à l'intérieur de l'enveloppe :

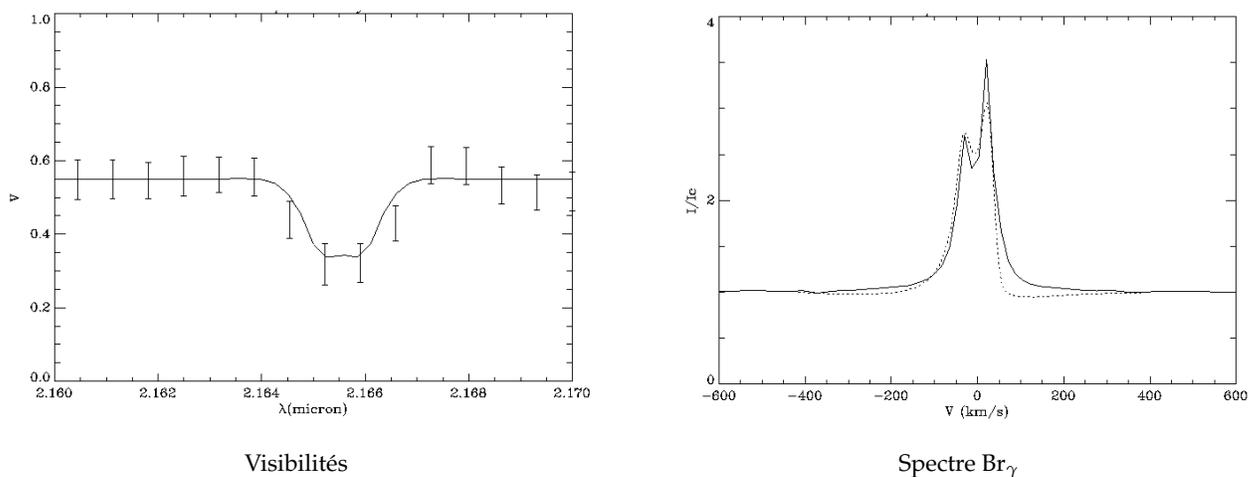
$$\rho(r, \theta) = \frac{\Phi(\theta)}{\left(\frac{r}{R}\right)^2 v_r(r, \theta)} \quad (1.71)$$

C'est la structure de la composante de vitesse en expansion qui détermine la densité de matière à l'origine de ce vent radiatif. Des images à chaque longueur d'onde peuvent être obtenues, que l'on relie aux visibilités en prenant leur transformée de Fourier.

## § 2. Combinaison du vent et du disque

Le modèle *SIMECA* ayant été initialement écrit pour simuler les enveloppes des étoiles Be classiques, certaines modifications ont dû être apportées afin de tenir compte de la présence d'un disque d'accrétion optiquement épais.

Tout d'abord, le vent n'est pas calculé à partir de l'équateur jusqu'au pôle, puisque une partie de l'espace au niveau de l'équateur est occupé par le disque. Nous avons utilisé une valeur conservatrice de l'angle d'ouverture du disque de  $4^\circ$ , puisque le modèle de disque d'accrétion prévoit une ouverture de  $3,2^\circ$ , au maximum. Ensuite, nous avons pris en compte le fait que le disque, optiquement épais, cache une partie de l'émission du vent. Enfin, la contribution du disque au flux dans l'infrarouge proche est prise en compte dans le calcul du flux total émis par l'environnement dans le modèle. Alors que dans le visible ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ), sa contribution est



**FIG. 55.** A gauche : visibilités dispersées spectralement à travers la raie  $\text{Br}_\gamma$  mesurées par AMBER (points avec barres d'erreurs). La courbe pleine donne les visibilités issues du meilleur modèle. A droite : le spectre ISAAC obtenu autour de la raie  $\text{Br}_\gamma$  est en ligne pleine. Le spectre produit par le meilleur modèle est en pointillés. Le modèle reproduit avec succès à la fois les visibilités et le flux dans la raie  $\text{Br}_\gamma$ .

négligeable (comparée à celle de l'étoile), dans l'infrarouge proche, le disque est 6,4 fois plus brillant que l'étoile.

### § 3. Résultats de l'ajustement des données spectrales

L'utilisation de ce modèle modifié permet d'ajuster simultanément les visibilités mesurées par AMBER à travers la raie  $\text{Br}_\gamma$  ainsi que les profils des raies  $\text{Br}_\gamma$ ,  $\text{H}_\alpha$  et  $\text{H}_\beta$ . La figure 55, à gauche, donne les visibilités dispersées spectralement et les prédictions du meilleur modèle. A droite, le spectre  $\text{Br}_\gamma$  obtenu sur ISAAC est comparé à la prédiction du modèle. L'introduction de la composante continue du disque d'accrétion est nécessaire afin de pouvoir ajuster le niveau des visibilités à travers la raie  $\text{Br}_\gamma$ . Avec le modèle correspondant au meilleur ajustement, nous avons pu reproduire le profil asymétrique double-piqué de la raie  $\text{Br}_\gamma$  : il serait la conséquence de l'occultation d'une partie du vent par le disque optiquement épais. De plus, les intensités calculées des raies  $\text{H}_\alpha$ ,  $\text{H}_\beta$  sont (130;11,5) respectivement, valeurs comparables aux mesures effectuées par Drew *et al.* (1997) (120;11). Cependant, le modèle échoue à reproduire l'aile rouge de la raie  $\text{Br}_\gamma$  : une interaction complexe entre le vent et le disque existe certainement et nous n'en rendons pas compte ici.

Les paramètres du meilleur modèle sont rassemblés dans le tableau 25. Puisque la densité de l'enveloppe est proportionnelle au flux massique et inversement proportionnelle à la vitesse radiale, le calcul des densités montre que la densité est deux fois plus faible au niveau des pôles qu'au niveau de l'équateur, *ie* à l'interface entre le disque d'accrétion et le vent stellaire : la perte de masse a donc principalement lieu le long de la direction polaire.

**TAB. 25.** Paramètres obtenus avec le meilleur ajustement des raies  $Br_\gamma$ ,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  et des visibilités dispersées spectralement.

Densité photosphérique	$1 \pm 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
Vitesse rotationnelle à l'équateur	$400 \pm 50 \text{ km.s}^{-1}$
Vitesse polaire terminale	$600 \pm 50 \text{ km.s}^{-1}$
Vitesse terminale à l'interface avec le disque	$70 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$
Flux de masse au pôle	$3,2 \pm 0,2 \cdot 10^{-9} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$
Flux au pôle/ flux à l'équateur ( $C_1$ )	$0,25 \pm 0,05$
Exposant de la loi de flux massique en fonction de la latitude ( $m_1$ )	$30 \pm 10$
Exposant de la loi de vitesse terminale en fonction de la latitude ( $m_2$ )	$10 \pm 2$
Inclinaison	$25 \pm 5^\circ$

#### § 4. Géométrie du vent

Le modèle *SIMECA*, non modifié, est adapté aux étoiles Be. Nous avons voulu tester l'adéquation de ce modèle d'une enveloppe aplatie en rotation avec peu d'expansion radiale (Stee & de Araujo 1994) aux observables. Pour cela, nous avons comparé les tailles des régions d'émission données d'une part par la cinématique de la raie  $Br_\gamma$  et d'autre part par la chute de visibilité à travers la raie. La vitesse de rotation projetée de la matière en orbite est donnée par la séparation des deux pics de la raie  $Br_\gamma$  et est proportionnelle à la taille maximale de la région émissive. En utilisant une loi de rotation képlérienne d'un vent en rotation d'une étoile Be, on obtient  $140R_*$ . Ce résultat n'est pas en bon accord avec la taille caractéristique de la région qui émet en  $Br_\gamma$  ( $43R_*$ , d'après les mesures interférométriques) : aucun modèle avec une rotation képlérienne n'a pu reproduire les intensités et profils des raies ainsi que les visibilités à travers la raie  $Br_\gamma$  simultanément.

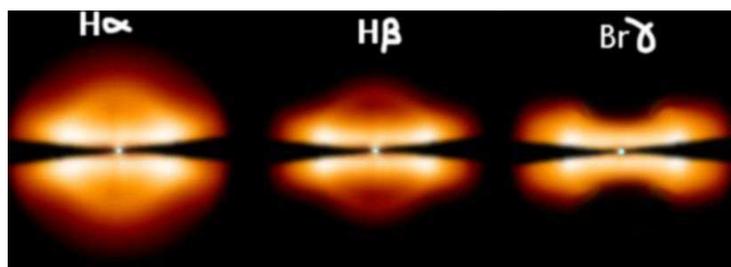
De plus, les raies  $H_\alpha$  et  $H_\beta$  doivent être formées (au moins partiellement) dans un vent stellaire très fort pour pouvoir posséder de telles largeurs ( $\sim 600 \text{ km.s}^{-1}$ ), alors que la raie  $Br_\gamma$ , avec une largeur de  $60 \text{ km.s}^{-1}$  provient très certainement d'une autre région. La figure 56 présente des cartes d'intensités données par le meilleur modèle dans le cas des trois raies de l'hydrogène étudiées dans ce chapitre : on peut voir que les émissions en  $H_\alpha$  et  $H_\beta$  proviennent d'une région étendue et relativement sphérique où les vitesses peuvent atteindre  $600 \text{ km.s}^{-1}$  alors que la raie  $Br_\gamma$  est confinée à une région plus étroite localisée au dessus du disque optiquement épais où la vitesse est dominée par la rotation képlérienne.

La figure 57 donne les cartes d'intensités pour l'émission du vent (en  $Br_\gamma$ ) et du disque. Elles représentent graphiquement la chute de visibilité observée à travers la raie  $Br_\gamma$  : la zone d'émission dans la raie est plus large que la région émissive dans le continu.

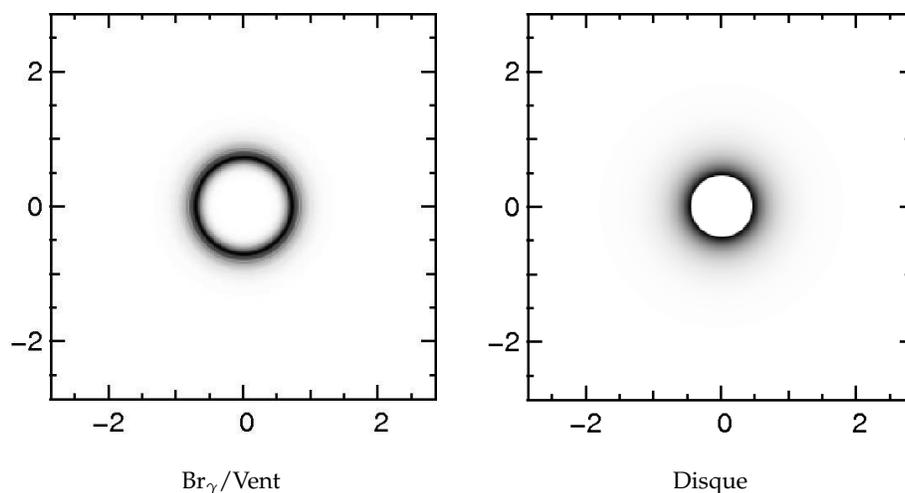
#### § 5. Adéquations des modèles de disque et de vent

Les deux modèles ont été utilisés de manière relativement indépendante, il convient donc d'étudier la compatibilité des paramètres obtenus de part et d'autre.

Les profils des raies calculés par *SIMECA* sont très sensibles à l'angle d'inclinaison. L'inclinaison du système dans le meilleur modèle ajustant les observables spectroscopiques



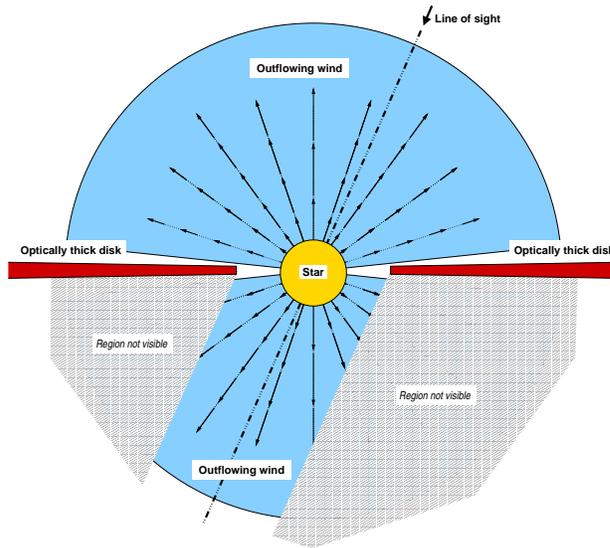
**FIG. 56.** Cartes d'intensité obtenues avec notre meilleur modèle pour les émissions  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  et  $Br_\gamma$ . Ces cartes sont orientées de telle sorte à voir le disque en coupe.



**FIG. 57.** Cartes d'intensité vues de face pour l'émission  $Br_\gamma$  due au vent (à gauche) et pour l'émission continue en bande K due au disque (à droite). L'émission  $Br_\gamma$  est plus étendue que l'émission du disque comme le montre la chute de visibilité à travers la raie  $Br_\gamma$ .

( $25 \pm 5^\circ$ ) est compatible avec l'inclinaison issue de la modélisation du continu par le disque d'accrétion standard ( $15 \pm 5^\circ$ ). Cette valeur est très fortement contrainte par l'ajustement des visibilités obtenues sur IOTA, couvrant un domaine d'angle horaire large (voir Figure 54, à droite).

Ainsi, l'association de ces deux modèles permet de reproduire les observables photométriques, spectroscopiques et interférométriques obtenues sur cette étoile. La figure 58 donne une vue schématisée de l'environnement proche de MWC297, constitué d'un disque d'accrétion et d'un vent. Pour plus de lisibilité, l'ensemble a été représenté par la tranche, même si l'inclinaison obtenue par les modèles est relativement faible.



**FIG. 58.** Vue schématisée de l'environnement proche de MWC297, comportant un disque d'accrétion géométriquement mince et optiquement épais ainsi qu'un vent stellaire.

## 6. Conclusion

A partir des premières observations spectro-interférométriques d'une étoile jeune, nous avons modélisé l'environnement circumstellaire de MWC297 en utilisant un disque d'accrétion 'standard' et un vent stellaire en expansion. Le modèle combiné a permis de reproduire les observables photométriques, spectroscopiques et interférométrique mais il reste certaines questions à approfondir.

En effet, notre modèle est en contradiction avec les résultats de Drew *et al.* (1997) concernant l'inclinaison du système. A partir des raies photosphériques, ces auteurs obtiennent une inclinaison proche de  $90^\circ$ , alors que notre meilleur modèle donne  $\sim 20^\circ$ . Ils estiment cette grande inclinaison à partir d'un ajustement de ces raies dont les largeurs et le léger contraste indiquent une grande vitesse de l'ordre de  $350\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ . Avec l'inclinaison de notre meilleur modèle, la vitesse dépasserait la vitesse de dislocation de l'étoile. Alors que leurs observations dans le centimétrique favorisent une inclinaison élevée, les mesures spectro-polarimétriques dans la raie  $H_\alpha$  effectués par Oudmaijer & Drew (1999) indiquent une symétrie sphérique. L'inclinaison du système reste donc une question ouverte.

Par ailleurs, avec nos observations, nous ne sommes pas capables de faire la distinction entre un vent de disque et un vent stellaire, ni d'apporter des éléments sur son interaction avec le disque. De plus, la raison pour laquelle le disque d'accrétion optiquement épais s'arrêterait soudainement à  $0,5\text{ UA}$  est inconnue.

Des observations spectro-interférométriques supplémentaires sont donc nécessaires afin de pouvoir comprendre la géométrie complexe de cet environnement. Plus particulièrement, des mesures de clôtures de phase dispersées permettront de contraindre l'asymétrie de l'émission du gaz.

# Disk and wind interaction in the young stellar object MWC 297 spatially resolved with VLTI/AMBER<sup>★</sup>

F. Malbet<sup>1</sup>, M. Benisty<sup>1</sup>, W.J. de Wit<sup>1</sup>, S. Kraus<sup>2</sup>, A. Meilland<sup>3</sup>, F. Millour<sup>1,4</sup>, E. Tatulli<sup>1</sup>, J.-P. Berger<sup>1</sup>, O. Chesneau<sup>3</sup>, K.-H. Hofmann<sup>2</sup>, A. Isella<sup>5,12</sup>, A. Natta<sup>5</sup>, R. Petrov<sup>4</sup>, T. Preibisch<sup>2</sup>, P. Stee<sup>3</sup>, L. Testi<sup>5</sup>, G. Weigelt<sup>2</sup>, P. Antonelli<sup>3</sup>, U. Beckmann<sup>2</sup>, Y. Bresson<sup>3</sup>, A. Chelli<sup>1</sup>, G. Duvert<sup>1</sup>, L. Glück<sup>1</sup>, P. Kern<sup>1</sup>, S. Lagarde<sup>3</sup>, E. Le Coarer<sup>1</sup>, F. Lisi<sup>5</sup>, K. Perraut<sup>1</sup>, S. Robbe-Dubois<sup>4</sup>, A. Roussel<sup>3</sup>, G. Zins<sup>1</sup>, M. Accardo<sup>5</sup>, B. Acke<sup>1,13</sup>, K. Agabi<sup>4</sup>, B. Arezki<sup>1</sup>, E. Aristidi<sup>4</sup>, C. Baffa<sup>5</sup>, J. Behrend<sup>2</sup>, T. Blöcker<sup>2</sup>, S. Bonhomme<sup>3</sup>, S. Busoni<sup>5</sup>, F. Cassaing<sup>6</sup>, J.-M. Clausse<sup>3</sup>, J. Colin<sup>3</sup>, C. Connot<sup>2</sup>, A. Delboulbé<sup>1</sup>, T. Driebe<sup>2</sup>, M. Dugué<sup>3</sup>, P. Feautrier<sup>1</sup>, D. Ferruzzi<sup>5</sup>, T. Forveille<sup>1</sup>, E. Fossat<sup>4</sup>, R. Foy<sup>7</sup>, D. Fraix-Burnet<sup>1</sup>, A. Gallardo<sup>1</sup>, S. Gennari<sup>5</sup>, A. Glentzlin<sup>3</sup>, E. Giani<sup>5</sup>, C. Gil<sup>1</sup>, M. Heiden<sup>2</sup>, M. Heininger<sup>2</sup>, D. Kamm<sup>3</sup>, D. Le Contel<sup>3</sup>, J.-M. Le Contel<sup>3</sup>, B. Lopez<sup>3</sup>, Y. Magnard<sup>1</sup>, A. Marconi<sup>5</sup>, G. Mars<sup>3</sup>, G. Martinot-Lagarde<sup>8,14</sup>, P. Mathias<sup>3</sup>, J.-L. Monin<sup>1</sup>, D. Mouillet<sup>1,15</sup>, D. Mourard<sup>3</sup>, P. Mège<sup>1</sup>, E. Nussbaum<sup>2</sup>, K. Ohnaka<sup>2</sup>, J. Pacheco<sup>3</sup>, F. Pacini<sup>5</sup>, C. Perrier<sup>1</sup>, P. Puget<sup>1</sup>, Y. Rabbia<sup>3</sup>, S. Rebattu<sup>3</sup>, F. Reynaud<sup>9</sup>, A. Richichi<sup>10</sup>, M. Sacchetti<sup>1</sup>, P. Salinari<sup>5</sup>, D. Schertl<sup>2</sup>, W. Solscheid<sup>2</sup>, P. Stefanini<sup>5</sup>, M. Tallon<sup>7</sup>, I. Tallon-Bosc<sup>7</sup>, D. Tasso<sup>3</sup>, J.-C. Valtier<sup>3</sup>, M. Vannier<sup>4,11</sup>, N. Ventura<sup>1</sup>, M. Kiekebusch<sup>11</sup>, F. Rantakyro<sup>11</sup>, and M. Schöller<sup>11</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571 Université Joseph Fourier/CNRS, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany

<sup>3</sup> Laboratoire Gemini, UMR 6203 Observatoire de la Côte d'Azur/CNRS, Avenue Copernic, 06130 Grasse, France

<sup>4</sup> Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UMR 6525 Université de Nice/CNRS, Parc Valrose, F-06108 Nice cedex 2, France

<sup>5</sup> INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, Largo E. Fermi 5, I-50125 Firenze, Italy

<sup>6</sup> ONERA/DOTA, 29 av de la Division Leclerc, BP 72, F-92322 Chatillon Cedex, France

<sup>7</sup> Centre de Recherche Astronomique de Lyon, UMR 5574 Université Claude Bernard/CNRS, 9 avenue Charles André, F-69561 Saint Genis Laval cedex, France

<sup>8</sup> Division Technique INSU/CNRS UPS 855, 1 place Aristide Briand, F-92195 Meudon cedex, France

<sup>9</sup> IRCOM, UMR 6615 Université de Limoges/CNRS, 123 avenue Albert Thomas, F-87060 Limoges cedex, France

<sup>10</sup> European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Strasse 2, D-85748 Garching, Germany

<sup>11</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>12</sup> Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano, Via Celoria 16, I-20133 Milano, Italy

<sup>13</sup> Instituut voor Sterrenkunde, KULeuven, Celestijnenlaan 200B, B-3001 Leuven, Belgium

<sup>14</sup> *Present affiliation:* Observatoire de la Cte d'Azur - Calern, 2130 Route de l'Observatoire, F-06460 Caussols, France

<sup>15</sup> *Present affiliation:* Laboratoire Astrophysique de Toulouse, UMR 5572 Université Paul Sabatier/CNRS, BP 826, F-65008 Tarbes cedex, France

Received date; accepted date

**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. VLTI/AMBER is currently the only near infrared interferometer which can observe spectrally dispersed visibilities. MWC 297 has been spatially resolved in the continuum with a visibility of  $0.50_{-0.10}^{+0.08}$  as well as in the Br $\gamma$  emission line where the visibility decrease to a lower value of  $0.33 \pm 0.06$ . This change in the visibility with the 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 $\gamma$  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 $\gamma$  line as well as the profile of this line obtained at a higher spectral resolution with the VLTI/ISAAC spectrograph, and those of the H $\alpha$  and H $\beta$  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 which has a much higher velocity in the polar region than at the equator. The VLTI/AMBER unique capability to measure 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.** Stars: pre-main-sequence, early-type, emission-line: Be stars, individual: MWC 297, planetary systems: proto-planetary disks – Infrared: stars – Accretion, accretion disks – technique: interferometric

## 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 on 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 the 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 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.

*Send offprint requests to:* F. Malbet  
email: <Fabien.Malbet@obs.ujf-grenoble.fr>

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory during commissioning, Chile

**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

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 H Ae stars a successful working model exists, while on the other hand, a 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 VLTI/AMBER. 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 B 1.5Ve. 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. 2003). The instrument is based on spatial filtering with fibers and multiaxial fringe coding (i.e. AMBER is combining the beams at an angle which 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 [1980,2230nm] 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 B 9V, was used to cal-

ibrate the visibilities. Its diameter is  $0.60 \pm 0.06$  as computed by the ASPRO searchCaLib<sup>1</sup> 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, we would like to point out that 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 Lopez et al. (2005).

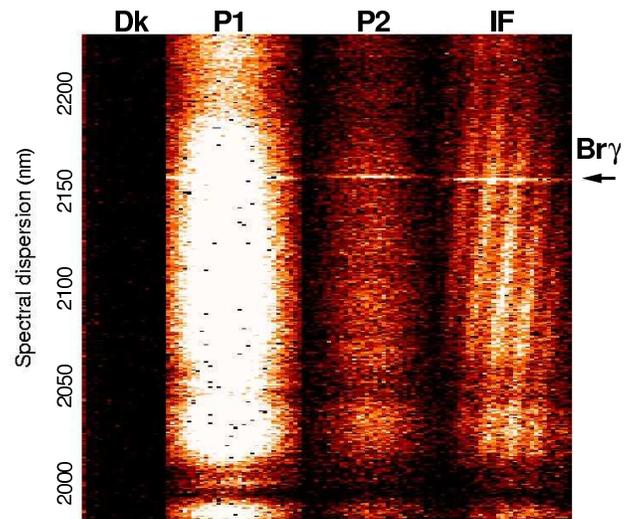
## 2.3. Existing photometric and interferometric data sets

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 UBVR<sub>I</sub> 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).

## 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



**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 Bry line at 2165.6 nm.

images of the spectrally dispersed fringes as well as those of the telescope beams. Figure 1 shows a typical image retrieved from the detector subsystem<sup>2</sup>. 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 Bry 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. 2005). 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 configura-

<sup>2</sup> 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.

<sup>1</sup> ASPRO is available at <http://mariotti.fr>

tion changes. The complex coherent fluxes<sup>3</sup> are given by the product of the fluxes measured on each pixel of the detector by this P2VM. 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 is called hereafter 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 $\gamma$  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).

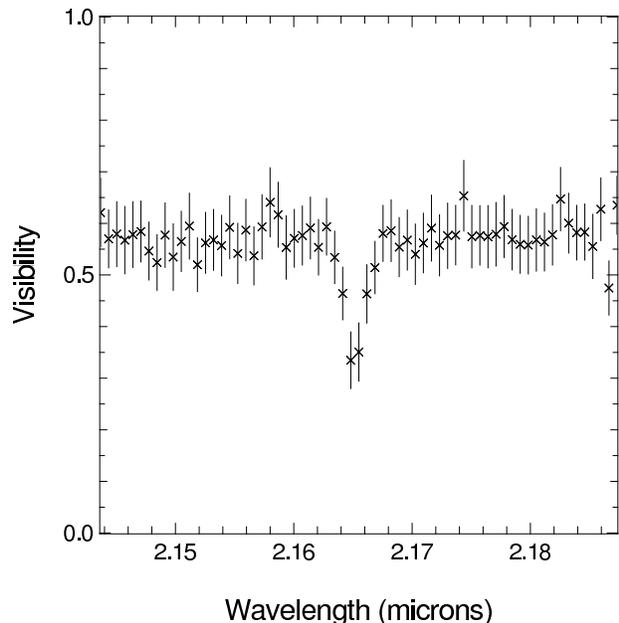
We used two different methods of selection based either on exposure or frame selection.

- 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 exposures 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 square visibility. Selection with a soft criteria (e.g. above  $\geq 50\%$ ) may re-

<sup>3</sup> Coherent flux is the degree of complex coherence not yet normalized by the flux.



**Fig. 2.** Spectral dependence of the visibility as measured with AMBER for MWC 297 around the Br $\gamma$  line.

tain 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) data set because of the small number of exposures (see log of observations).

## 4. Results

### 4.1. Continuum visibilities

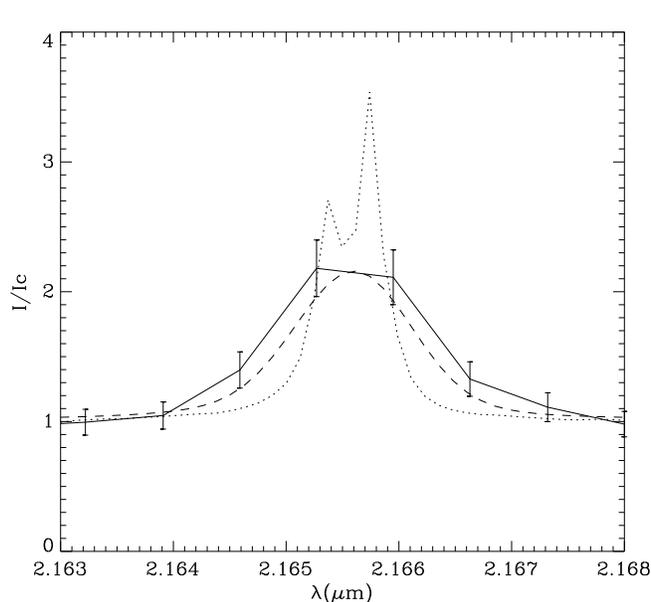
The continuum visibilities computed with the different algorithms and selection schemes are summarized in the right column of Table 2. We find discrepancies between the two methods that we are not able to explain in this very early stage of the VLTI and AMBER. These discrepancies might be related to 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  $7.0 \pm 0.9$  mas, corresponding to  $1.75 \pm 0.23$  AU at 250 pc.

### 4.2. Spectral variation of the visibilities

All methods and selection schemes give consistent visibilities for the Br $\gamma$  emission line at  $2.1656 \mu\text{m}$ :  $V_{\text{line}} = 0.33 \pm 0.06$  (see Table 2). Fig. 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.

**Table 2.** Calibrated visibilities obtained with different algorithms and data selection.

Algorithm	Selection	DIT (ms)	$V_{\text{line}}$	$V_{\text{cont}}$
P2VM	35% best exposures	107	$0.31 \pm 0.02$	$0.58 \pm 0.03$
P2VM	25% best exposures	31	$0.33 \pm 0.03$	$0.57 \pm 0.05$
P2VM	10% best frames	107	$0.27 \pm 0.02$	$0.41 \pm 0.04$
P2VM	10% best frames	31	$0.36 \pm 0.03$	$0.57 \pm 0.06$
FT	10% best frames	107	$\leq 0.31$	$0.39 \pm 0.05$
FT	10% best frames	31	$\leq 0.39$	$0.45 \pm 0.05$

**Fig. 3.** Comparison of  $\text{Br}\gamma$  observed with AMBER (solid line) and ISAAC (dotted line). The dashed line corresponds to the ISAAC spectrum convolved by the response function of AMBER.

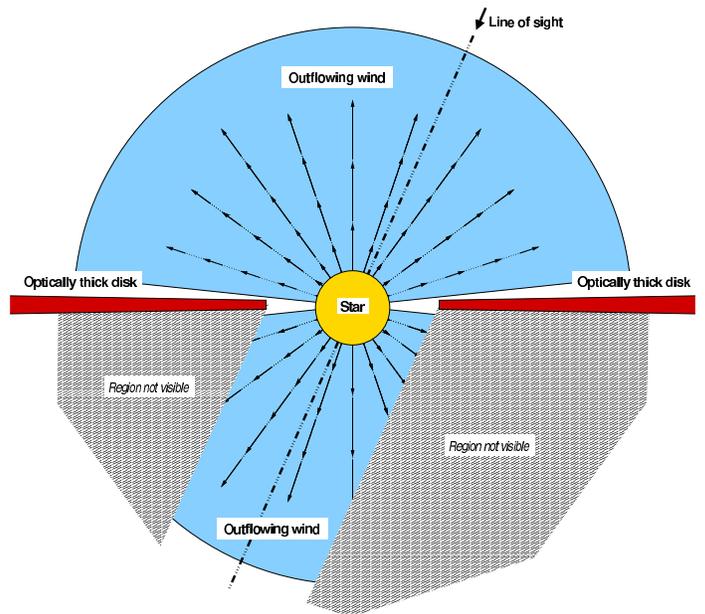
The visibility from the pure  $\text{Br}\gamma$  emission must be corrected from the influence of the continuum by the following relationship:

$$V_{\text{Br}\gamma} = \frac{F_{\text{line}} V_{\text{line}} - F_{\text{cont}} V_{\text{cont}}}{F_{\text{line}} - F_{\text{cont}}} \quad (1)$$

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  $\text{Br}\gamma$  line is  $V_{\text{Br}\gamma} = 0.19 \pm 0.03$ , corresponding to a uniform disk diameter of  $9.9 \pm 0.3 \text{ mas}$  or  $2.5 \pm 0.08 \text{ AU}$  at  $250 \text{ pc}$ . Therefore, the size of the  $\text{Br}\gamma$  emitting region is 40% larger (in terms of uniform disk diameter) than the size of the region contributing to the continuum.

#### 4.3. ISAAC spectrum

The AMBER spectrum at medium resolution ( $\mathcal{R} \approx 1500$ ) contains the  $\text{Br}\gamma$  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  $2.14 \text{ nm}$  and is compatible with the  $1.58 \text{ nm}$  measured from the ISAAC spectrum given the

**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.

spectral variability of MWC 297. We note that the resolved infrared  $\text{Br}\gamma$  emission lines presented in Murdoch & Drew (1994) are symmetric rather than double-peaked.

The ISAAC spectral resolution is larger 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 details on the kinematics within the circumstellar envelope, we have used, in the following, the ISAAC  $\text{Br}\gamma$  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

**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 ( $R_{\text{in}}$ )	$0.5 \pm 0.1 \text{ AU}$
Outer radius ( $R_{\text{out}}$ )	$55 \pm 5 \text{ AU}$
Inclination ( $i$ )	$15 \pm 5^{\circ}$
Position angle ( $\theta$ )	$56 \pm 7^{\circ}$

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 irradiation. The disk is in hydrostatic equilibrium and non self-gravitating. The accretion flux is following 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  $\theta$ , and the distances of the inner and outer edge of the disk,  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$  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  $A_V = 8 \text{ mag}$ . The outer edge of the disk is strongly constrained by the mm/submm data point: Mannings (1994) finds an outer disk radius of  $\simeq 60 \text{ AU}$ . 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  $\theta$  set to zero. We deem the  $R$ - and  $I$ -band continuum measurements 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  $R_{\text{in}}$ . These are then used in a separate fit of the visibilities as function of  $i$  and  $\theta$ . 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. Especially the mass accretion rate is far from well de-

termined. If the central star would be of type B2 at 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

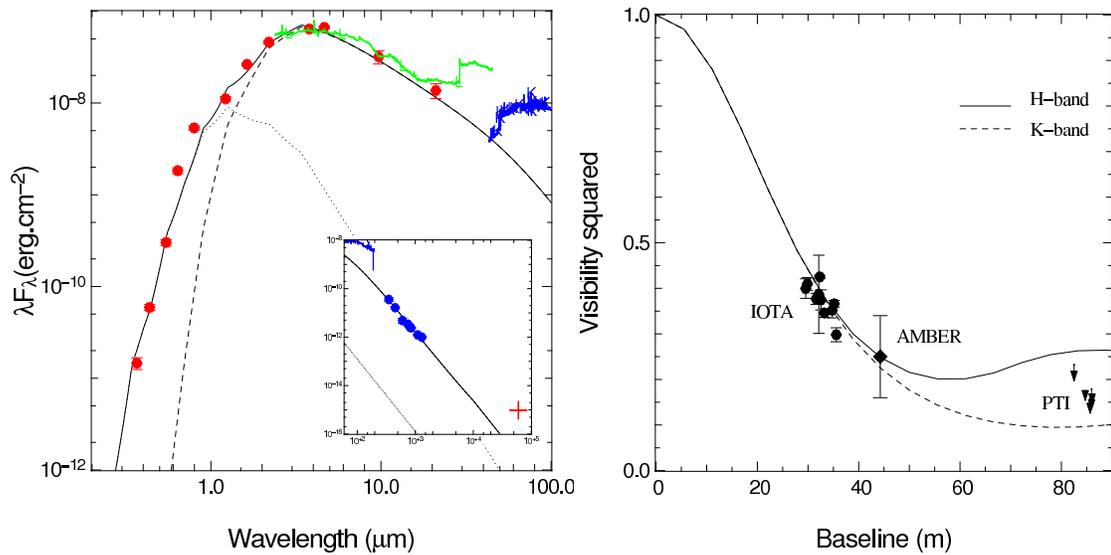
In our model, the emission lines are produced in a circumstellar gas envelope. In order to model this line profile and the corresponding visibilities, we have used the SIMECA code (Stee & de Araujo 1994; Stee et al. 1995). This code computes classical observables, i.e. spectroscopic and photometric ones 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 is 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 has originally been 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):

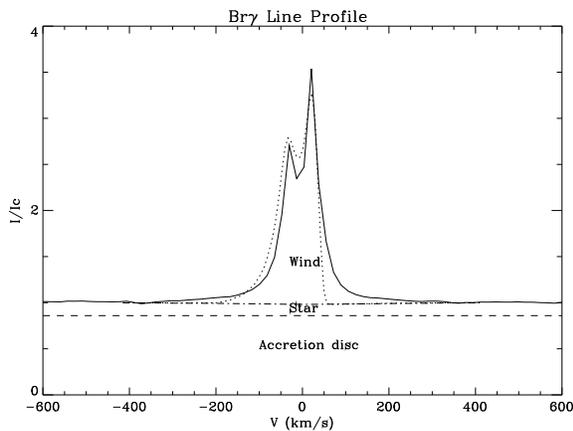
1. The wind is no longer computed from the equator to the pole, but the computation occurs in a bipolar cone defined by a minimal angle allowing the disk to be present (see sketch in Fig. 4). The disk model tells us that the opening angle is between  $1.8^{\circ}$  at the inner radius and up to  $3.2^{\circ}$  at the outer radius. We used a minimum angle of  $4^{\circ}$ . 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 from 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.

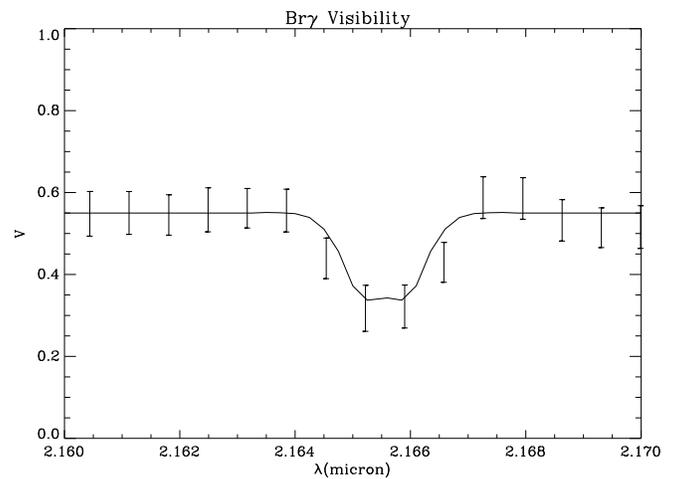
After running hundreds of simulations in order to constrain the physical parameters of the wind and to test the geometrical and kinematic hypothesis described later in Sect. 6.2, we find a successful simultaneous fit to the ISAAC  $\text{Br}\gamma$  line profile (see Fig. 6) as well as  $H\alpha$ ,  $H\beta$  profiles compatible with



**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).



**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 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	$3.2 \pm 0.2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
$C_1$	$0.25 \pm 0.05$
$m_1$	$30 \pm 10$
$m_2$	$10 \pm 2$
Inclination angle ( $i$ )	$25 \pm 5^{\circ}$

Drew's observations. The best-fit model parameters are given in Table 4. The outflowing wind model reproduces successfully 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's 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 thanks to 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 interfacing of the wind and the disk.

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 from 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 larger than 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 find their origin 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 addressing first 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 hardly constrained by the viscous accretion disk model. In the first place because the viscosity in the accretion disk is quite poorly understood, and therefore the quoted accretion rate cannot be assessed with real certainty. In the second place, 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 a  $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 3 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$ , 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 has to 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 of 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 B 0 and V 1685 Cyg with spectral type B 3) 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 evaporation 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 nebula<sup>4</sup>; 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 if the circumstellar disk is susceptible to magnetohydrodynamical (MHD) instabilities, and thus if the disk is in 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  $3 \times 10^{-13}$  is found. In this computation we adopted the same parameters for the MWC 297 star-disk sys-

<sup>4</sup> Solar nebula density law used:  $\Sigma_{SN} = 1.7 \times 10^3 (r/1\text{AU})^{-1.5} \text{g/cm}^2$

tem 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  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$  or between  $10^{-10}$  and  $10^{-11} \text{ s}^{-1}$  respectively. Given that the cosmic ray ionization rate is close to  $10^{-17} \text{ s}^{-1}$ , 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 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).

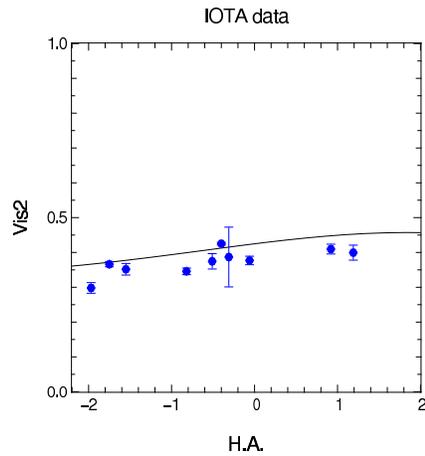
## 6.2. Geometry of the wind

First, we investigate why the standard Be model of a rotating wind is unsuccessful to reproduce the MWC 297 data. In this model (Stee & de Araujo 1994; Stee et al. 1995), the Bry 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 Bry emission line into two peaks and the radius of this same region inferred by the drop in visibility in this Bry line.

On the one hand, the projected rotational velocity of the orbiting material is given by the separation of the two Bry 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 Bry 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 Bry 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 fact, in order to obtain an emitting zone radius compatible with our interferometric measurement we need to assume a rotational velocity of less than  $250 \text{ km s}^{-1}$  or a rotation law far from the Keplerian one. In total, we ran 50 models in our attempt to fit the Bry, H $\alpha$ , H $\beta$  lines and the visibility in Bry



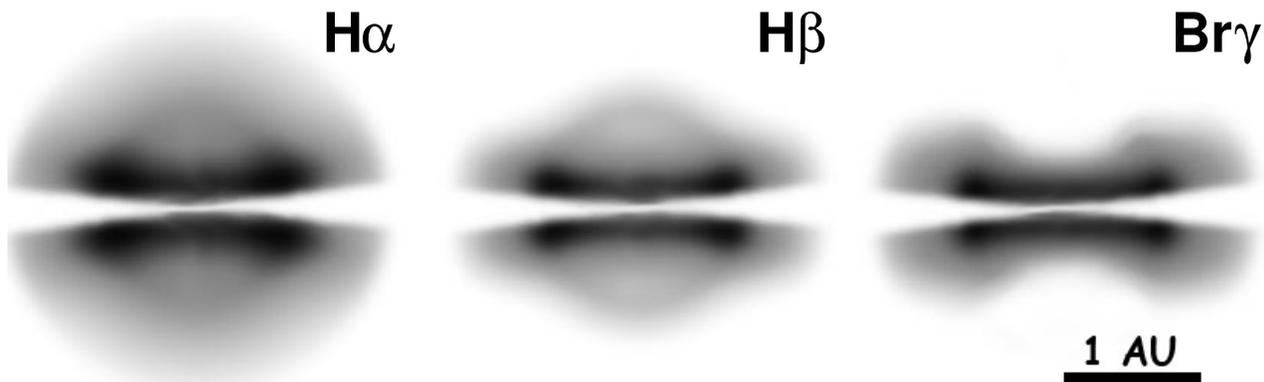
**Fig. 9.** Continuum  $H$ -band squared visibilities obtained with the disk model compared to the IOTA visibilities observed during the transit of the object over the sky with the IOTA S15N35 baseline.

simultaneously using this type of wind model. None of these models was able to fit correctly the Bry 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 require to form at least partially in a strong stellar wind to reproduce the  $600 \text{ km s}^{-1}$  line width in contrast with the Bry line displaying a  $60 \text{ km s}^{-1}$  double-peaked profile. This is unlikely in the same environment.

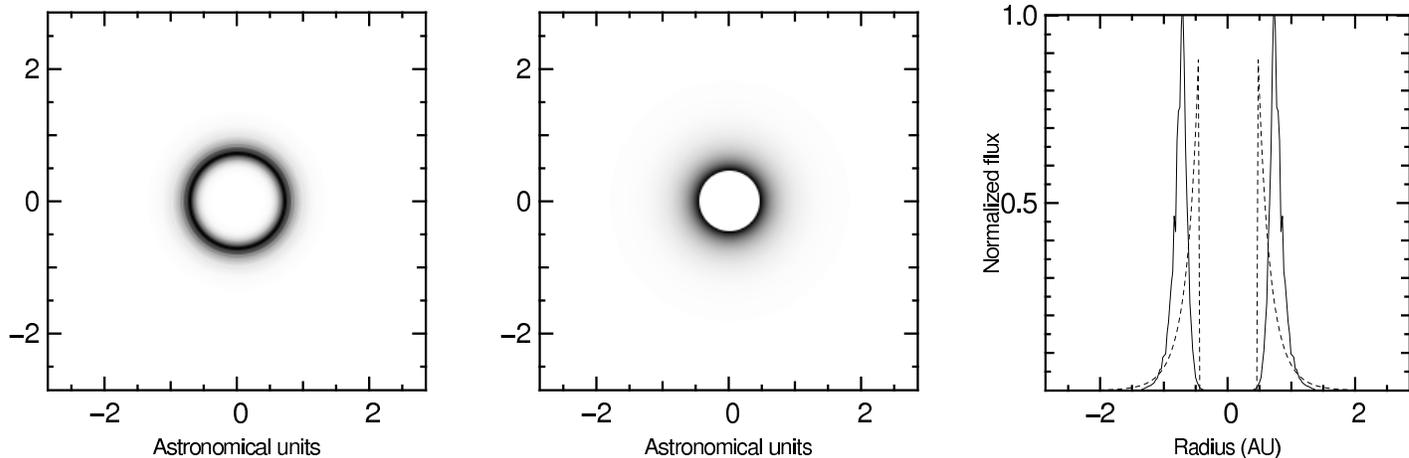
The outflowing stellar wind coupled with an optically thick disk gives a better explanation of the kinematical and geometrical morphology of MWC 297. In Fig. 8, we present the intensity maps of MWC 297 computed with our model seen edge-on in the three hydrogen lines in order to better localize the region 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  $600 \text{ km s}^{-1}$ . The Bry 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  $70 \text{ km s}^{-1}$  (see parameters in Table 4). In fact Murdoch & Drew (1994) have already pointed out that the Br $\alpha$ /Bry 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 Bry 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 disk/wind theories but also with most observations of outflows and accretion activities. As shown in Sect. 6.1.3, the inner radius is hardly ionized and thus will not contribute to the hy-



**Fig. 8.** Edge-on intensity maps of the wind in the computed  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $Br\gamma$  lines.



**Fig. 10.** Pole-on intensity maps of the wind  $Br\gamma$  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  $Br\gamma$  wind in solid line and the continuum disk in dashed line.

drogen lines, confirming our choice to model  $Br\gamma$  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  $Br\gamma$  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  $Br\gamma$  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 which accrete to the star may be launched into a wind eventually collimated at a certain distance of 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 state of 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 how-

ever 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. More spectral resolution with AMBER will help to answer the question, especially using the 10,000 spectral resolution mode.

In conclusion, we can claim that the models of disk and wind are compatible and the combination of them is probably close to the reality. A complete and self-consistent modeling of the environment is out of the scope of this paper but would allow to better constrain the physical processes in action both in the disk and the wind, like 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  $350 \text{ km s}^{-1}$  projected rotational velocity. An inclination of  $20^\circ$  would lead to a rotation above the break-up velocity.

The controversy becomes even more pronounced given the  $H\alpha$  spectro-polarimetric results by Oudmaijer & Drew (1999). These authors find no effect across the line, a result consistent with a symmetric emission zone for  $H\alpha$ . 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 can not 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 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  $B_{\text{ry}}$  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  $B_{\text{ry}}$  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 roughly separated by approximately  $60 \text{ km s}^{-1}$ .

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  $B_{\text{ry}}$  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  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , and  $B_{\text{ry}}$  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 the stellar reprocessing although we cannot rule out that the accre-

tion process may play a role on the vertical structure. We have shown that our AMBER observations interpreted by our model predict emission of the  $H\alpha$  and  $H\beta$  lines in the polar regions whereas the  $B_{\text{ry}}$  emission arises mainly from the region just above the surface of the disk. AMBER continuum and line observations point both toward an system inclination of approximately  $20^\circ$ .

We are not yet able to constrain the exact nature of the wind and the type of connection with the disk, but we expect that future observations with AMBER will bring new pieces in the understanding of MWC 297. As a matter of fact, the vibrations in the VLTI UT coudé train should be diagnosed and fixed in a short term, the VLTI equipped with a fringe tracker, allowing AMBER to be operated at its highest spectral resolution ( $\sim 10,000$ ) 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.* These observations would not have been possible without the support of many colleagues and funding agencies. This project has benefited of the funding from the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) through the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) and its Programmes Nationaux (ASHRA, PNPS). The authors from the French laboratories would like to thanks also the successive directors of the INSU/CNRS directors. A. Isella, L. Testi and A. Marconi 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*. A. Marconi acknowledges partial support from INAF grants to the Arcetri Observatory *Stellar and Extragalactic Astrophysics with Optical Interferometry*. We would like to thank also the staff of the European Southern Observatory who provided their help in the design and the commissioning of the AMBER instrument. 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. This research has also made use of the ASPRO observation preparation tool from the *Jean-Marie Mariotti Center* in France, the SIMBAD database at CDS, Strasbourg (France) and 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 with the free software *Yorick*<sup>5</sup> 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

<sup>5</sup> <ftp://ftp-icf.llnl.gov/pub/Yorick>

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:

$$v_r(r, \theta) = V_o(\theta) + [V_\infty(\theta) - V_o(\theta)](1 - \frac{R}{r})^\gamma, \quad (\text{A.3})$$

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., Ingresso, 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., Akerson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, *ApJ*, in press (astro-ph/0502045)
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- García Lopez, R., Natta, A., & Testi, L. 2005, in prep.
- Hamaguchi, K., Terada, H., Bamba, A., & Koyama, K. 2000, *ApJ*, 532, 1111
- Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 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, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 12, 109
- Huang, S. 1972, *ApJ*, 171, 549
- Inutsuka, S. & Sano, T. 2005, *ApJL*, submitted (astro-ph/0506131)
- Isella, A. & Natta, A. 2005, *A&A*, in press (astro-ph/0503635)
- Kenyon, S. J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1993, *ApJ*, 414, 676
- 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*, in press
- 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*. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 5491, pp. 1222 (2004), 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*, in press
- 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. et al. 2003, *Ap&SS*, 286, 57
- 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. et al. 2005, in prep.
- 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*, in press (astro-ph/0506271)

# 7

## Etude de l'environnement proche de AB Aurigae

### Plan du chapitre

1. AB Aur: une étoile de Herbig Ae.....	120
§ 1. <i>Présence d'un disque?</i> .....	121
§ 2. <i>Accrétion et perte de masse?</i> .....	122
2. Observations.....	123
3. Résultats.....	124
§ 3. <i>La distribution spectrale d'énergie</i> .....	124
§ 4. <i>Le spectre</i> .....	125
§ 5. <i>Les visibilités</i> .....	125
4. Analyse : structure interne de la distribution des poussières.....	126
§ 6. <i>Des modèles géométriques simples</i> .....	126
§ 7. <i>Un modèle de disque d'accrétion dit 'standard'</i> .....	128
§ 7.1. <i>Prédiction du modèle à partir de la littérature</i> .....	128
§ 7.2. <i>Ajustement de la distribution spectrale d'énergie</i> .....	129
§ 7.3. <i>Ajustement des visibilités</i> .....	129
§ 7.4. <i>Présence d'un halo?</i> .....	130
§ 8. <i>Un modèle complet de disque passif pour AB Aur</i> .....	131
§ 8.5. <i>Le code de transfert radiatif MCFOST</i> .....	131
§ 8.6. <i>Calcul du transfert radiatif dans le cas de AB Aur</i> .....	133
§ 8.7. <i>Ajustement des observables</i> .....	133
§ 8.8. <i>La contribution du flux diffusé</i> .....	138
§ 9. <i>Discussion</i> .....	139
5. Quelle origine pour l'émission Br $\gamma$ ?.....	142
§ 10. <i>Les mesures spectro-interférométriques</i> .....	142
§ 11. <i>Les rayons caractéristiques</i> .....	143
§ 12. <i>Eléments d'interprétation</i> .....	144
6. Conclusion.....	145

La formation d'une étoile de masse solaire par effondrement d'une enveloppe de poussière et de gaz en rotation aboutit à la formation d'un disque d'accrétion et d'un jet de matière. Concernant les étoiles de Herbig, la validation de ce paradigme et des éléments constitutifs de l'environnement sont en cours. En effet, celles-ci, plus massives, ont une évolution beaucoup plus rapide ce qui entraîne des différences structurelles au niveau de leurs environnements proches par rapport aux T Tauri. Par ailleurs, puisqu'elles sont plus lumineuses, les conditions physiques s'appliquant aux poussières et au gaz diffèrent aussi. De nombreuses questions se posent : la structure interne est-elle dominée par un disque ou une enveloppe? Ces étoiles accrètent-elles? Si oui, de quelle nature est l'accrétion? Quels sont les phénomènes de perte de masse?

La combinaison d'une information spatiale à haute résolution angulaire avec une information spectrale permet de sonder différents endroits et phénomènes en explorant à la fois les émissions des poussières et du gaz dans les zones les plus internes. Le but de ce chapitre est de présenter un travail préliminaire sur l'étoile de Herbig Ae AB Aur à partir de mesures spectro-interférométriques et interférométriques en bande large.

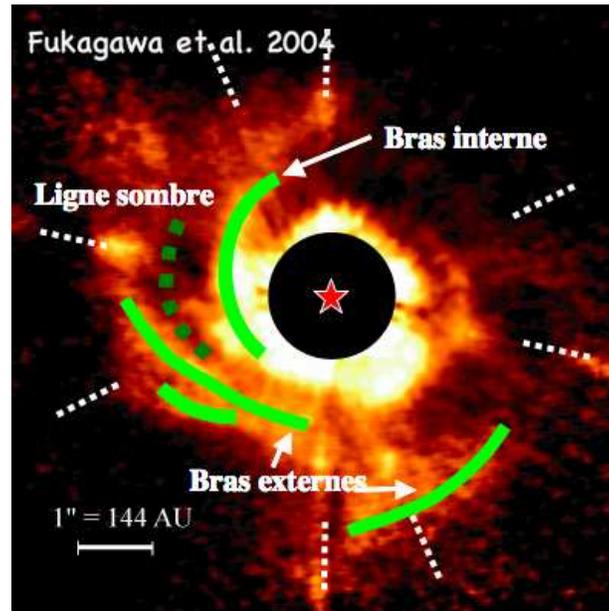
## 1. AB Aur: une étoile de Herbig Ae

AB Aur est souvent qualifiée de prototype d'étoile de Herbig. En fait, c'est une des étoiles jeunes les plus étudiées d'une part parce qu'elle est l'une des plus brillantes et d'autre part, parce qu'elle possède un environnement complexe particulièrement intéressant :

- elle est entourée d'une grande nébuleuse de 1300 UA mise en évidence par des observations en optique adaptative (Fukagawa *et al.* 2004);
- elle est entourée de poussières chaudes responsables d'un excès d'émission dans les longueurs d'onde infrarouges, observé dans la distribution spectrale d'énergie (Hillenbrand *et al.* 1992);
- des observations en optique adaptative en bande H et dans les longueurs d'onde millimétriques mettent en évidence la présence de bras spiraux à grande échelle (Fukagawa *et al.* (2004); Piétu *et al.* (2005));
- son spectre présente de nombreuses raies en émission et d'intensités variables, qui suggèrent la présence d'un vent et/ou d'accrétion (Catala *et al.* (1984); Boehm *et al.* (1996); Bouret *et al.* (1997); Garcia Lopez *et al.* (2006)).

AB Aur, située à 144pc, a un type spectral A0Ve, et se situe près de la limite d'âge zéro des étoiles de la séquence principale. Son âge est évalué à  $2,4 \pm 1,0$  millions d'années par van den Ancker *et al.* (1998) à partir de mesures photométriques et de parallaxes obtenues par Hipparcos et confrontées aux modèles évolutifs de Palla & Stahler (1993). Ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 26.

Parce qu'elle comporte autant d'éléments structurels, et qu'elle est suffisamment brillante pour être observable par les interféromètres actuels, notamment AMBER/VLTI, elle est une source particulièrement appropriée pour tester l'extension du paradigme classique de scénario de formation stellaire à travers la présence d'un disque, aux étoiles de Herbig. Il s'agit d'étudier la structure et géométrie de la poussière dans l'infrarouge proche, les phénomènes de perte de masse, l'accrétion et les interactions entre les différents phénomènes en jeu.



**FIG. 59.** Image obtenue en bande H, avec l'optique adaptative du télescope Subaru, après qu'une fonction d'étalement de point de référence ait été soustraite (Fukagawa *et al.* 2004). Le champ de vue est de  $8'' \times 8''$ . La partie centrale masquée a un diamètre de 120 UA (soit  $1,7''$ ). Le Nord est en haut de la figure alors que l'Est se situe à gauche.

L ( $L_{\odot}$ )	Teff (K)	$R_*$ ( $R_{\odot}$ )	$M_*$ ( $M_{\odot}$ )	$A_v$	$v \sin i$ (km/s)
$47 \pm 12$	$9500^{+500}_{-300}$	$2,5 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,2$	0,5	$80 \pm 5$

**TAB. 26.** Propriétés principales d'AB Aur (van den Ancker *et al.* (1998); van den Ancker *et al.* (2000); Boehm *et al.* (1996))

### § 1. Présence d'un disque?

Le fort excès infrarouge mesuré ( $H-K=0,83$ ;  $J-H=0,87$ ) a tout d'abord été interprété par la présence d'un disque circumstellaire possiblement accrétant (Hillenbrand *et al.* 1992). Cette prédiction a été confirmée par des observations dans la raie de CO en millimétrique, compatibles avec de la matière en rotation keplérienne située dans un rayon de 450 UA (Mannings & Sargent 1997) et par les observations obtenues avec le télescope spatial Hubble dans le visible (Grady *et al.* 1999). Ces dernières présentent en effet un environnement circumstellaire complexe avec la présence d'un disque de poussière. La complexité de cet environnement a été appuyée par la découverte d'une structure spirale avec des observations en optique adaptative dans la bande H (Fukagawa *et al.* 2004) et dans les longueurs d'onde millimétriques (Corder *et al.* (2005); Piétu *et al.* (2005)). La structure a une échelle caractéristique de 140-450 UA avec 4 bras principaux qui sont associés au disque (Figure 59). Ceux-ci représentent des contrastes de densité qui peuvent être expliqués par une instabilité gravitationnelle faible maintenue durant des millions d'années par le réservoir de masse qu'est l'enveloppe résiduelle issue de l'effondrement du nuage initial.

D'autres études ont été effectuées dans le but de contraindre les zones plus internes de l'environnement d'AB Aur. Vinković *et al.* (2003) ont modélisé les observations photométriques

(notamment l'émission dans l'infrarouge proche) avec un modèle constitué d'une étoile et d'un disque optiquement épais et géométriquement fin entouré d'une enveloppe symétrique optiquement fine. La grande inclinaison du disque ( $\sim 70^\circ$ ) dans ce modèle se trouve être incompatible avec les mesures interférométriques en bande H qui aboutissent à une inclinaison inférieure à  $10^\circ$  (Millan-Gabet *et al.* (1999), (2001)). Ces derniers auteurs ont interprété les visibilités dans les bandes H et K, obtenues sur des bases relativement courtes allant de 15 à 38 mètres, en utilisant différents modèles géométriques (comme une distribution gaussienne, un anneau, ou un disque d'accrétion standard) pour caractériser la distribution de brillance. Les contraintes apportées par les visibilités ont permis de déterminer une taille caractéristique de la zone responsable de l'émission continue supérieure à celle déterminée par la seule analyse de la distribution spectrale d'énergie. Cette mesure, de l'ordre de 0,40 UA, se trouve être compatible avec les observations obtenues en bande K par Eisner *et al.* (2004) avec de plus grandes bases ( $\sim 110$ m sur PTI).

## § 2. Accrétion et perte de masse?

AB Aur présente un spectre riche (avec des raies d'hydrogène, de silicium, de carbone, de magnésium, d'oxygène et de calcium entre autres) et variable (sur des temps caractéristiques de quelques heures) avec des raies en émission depuis l'UV jusqu'à l'optique. Les émissions dans ces raies peuvent être associées à des phénomènes de perte de masse, comme un vent stellaire ou vent de disque, ou/et à la présence de colonnes d'accrétion éventuellement associées à un jet.

En effet, le profil en PCygni très clair des raies de Balmer, notamment  $H\alpha$ , ainsi que la présence de raies interdites de l'oxygène, prouvent l'existence d'un **vent** autour d'AB Aur. Ainsi, les raies en résonance de MgII et CIV, ainsi que l'émission en  $H\alpha$  ont été modélisées par Catala *et al.* (1984) en utilisant un vent stellaire et une chromosphère étendue (jusqu'à  $1,5R_*$ ). La variabilité des raies a été expliquée par la rotation de l'étoile et de son enveloppe avec des flots de matière alternativement rapides et lents le long de la ligne de visée.

Par ailleurs, en se basant sur l'absence de veiling optique dans les raies photosphériques, Bohm & Catala (1993) estiment une limite supérieure au taux d'**accrétion** de  $7,5 \cdot 10^{-8} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$ . Une autre étude, basée sur l'intensité de la raie  $\text{Br}_\gamma$  et la loi empirique donnée par Calvet *et al.* (2004), obtient  $1,4 \cdot 10^{-7} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$  (Garcia Lopez *et al.* 2006). De manière générale, même s'il est plus difficile de contraindre le taux d'accrétion dans les étoiles de Herbig que dans les étoiles T Tauri, les différents travaux fournissent un taux d'accrétion relativement faible.

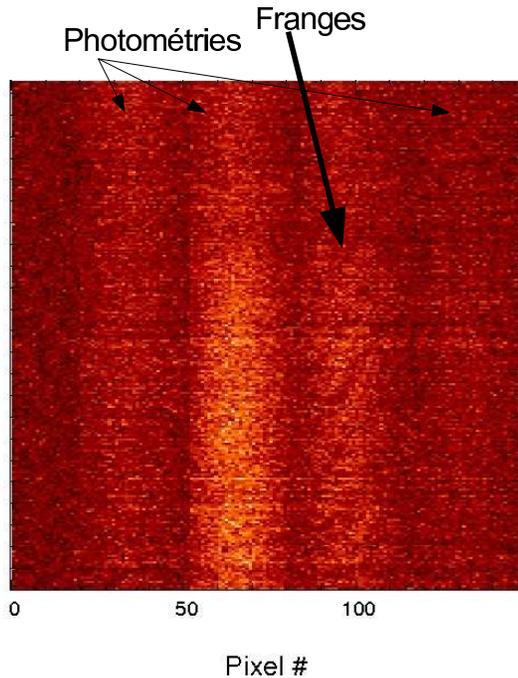
Enfin, des observations dans les raies de CO (notamment les raies correspondant à des transitions hautes (J=3-2) qui sondent des zones denses et chaudes du gaz moléculaire) ne donnent pas de preuves d'éjection (Lin *et al.* 2006).

Les études passées ne permettent pas de conclure définitivement sur la nature des phénomènes en jeu et sur la structure des régions les plus proches d'AB Aur. Dans ce chapitre, je présente de nouvelles observations obtenues avec l'instrument AMBER/VLTI, avec une résolution spectrale moyenne de 1500 autour de la raie d'émission  $\text{Br}_\gamma$ . De plus, une ré-analyse de l'ensemble des données photométriques et interférométriques en bande K publiées à ce jour est effectuée à l'aide d'un modèle de disque plus complet. Alors que ces données obtenues



TAB. 28. Résumé des observations AMBER obtenues sur AB Aur

Date	Base	# Fichiers	# Images/Fichier	Seeing moyen	Temps d'intégration (ms)
20/12/05	UT3-UT4	5	250	1,2''	100



**FIG. 60.** Image bidimensionnelle du détecteur d'AMBER lors des observations d'AB Aur. La dispersion spectrale est selon l'axe vertical. De gauche à droite, une colonne de *dark*, deux colonnes de photométries (flux provenant de chaque télescope individuellement). L'avant dernière colonne comprend des franges d'interférence issues de la combinaison des faisceaux provenant des deux télescopes UT3 et UT4.

calibrateur utilisé, HR1626, de type spectral K0II, a un diamètre de  $0,6 \pm 0,4$  milliseconde d'angle, correspondant à une visibilité de 0,99. Il peut donc être considéré comme un point source non résolu par l'interféromètre. Le tableau 28 résume les paramètres des observations pour AB Aur. Celles-ci se sont déroulées dans des mauvaises conditions atmosphériques avec un *seeing* moyen de 1,2''.

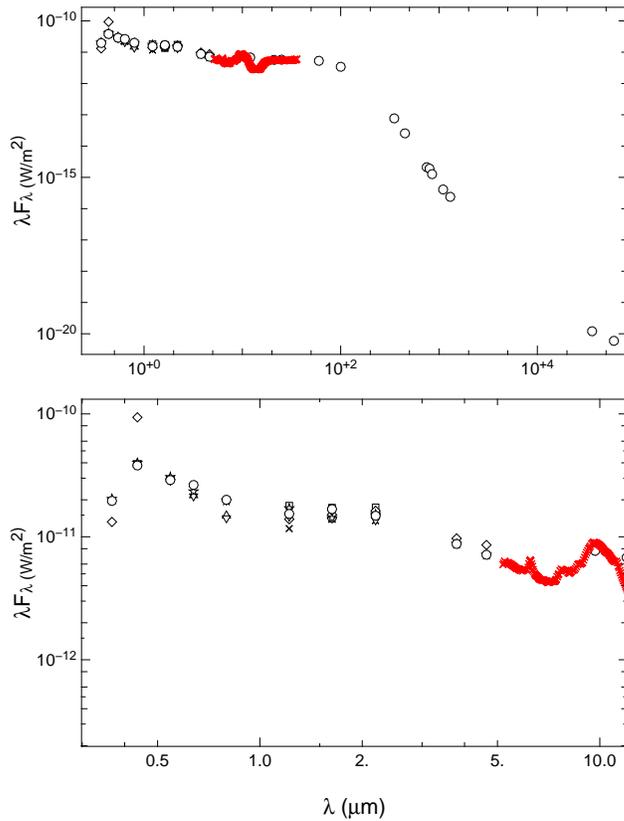
La figure 60 est une image du détecteur d'AMBER lors de ces observations. La direction verticale donne la dispersion spectrale. On peut apercevoir des franges d'interférence dans la quatrième colonne en partant de la gauche. Ces franges sont inclinées à cause d'un piston résiduel entre les deux voies qui interfèrent. De ces données, on peut déterminer des valeurs du contraste de ces franges en fonction de la longueur d'onde (voir Chapitre 5).

Par ailleurs, puisque AMBER possède aussi des voies photométriques où une partie de flux provenant des télescopes est directement mesurée, il est possible d'obtenir un spectre à la résolution de 1500 autour de la raie  $\text{Br}_\gamma$ .

### 3. Résultats

#### § 1. La distribution spectrale d'énergie

Les mesures photométriques rassemblées ont permis de construire une distribution spectrale d'énergie complète et de tenir compte de la variabilité de la source, comme on peut le voir



**FIG. 61.** Distribution spectrale d'énergie complète d'AB Aur. Les mesures proviennent de diverses origines, résumées en 2. La ligne pleine est le spectre Spitzer/IRS. La partie inférieure est un agrandissement dans les longueurs optiques et infrarouges.

sur la figure 61. La forme est relativement plate dans l'infrarouge moyen, mais dans le submillimétrique et le millimétrique, le flux diminue rapidement ( $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-4,3}$ , van den Ancker *et al.* (2000)), la poussière devenant optiquement fine à ces longueurs d'onde. Le spectre Spitzer/IRS montre la présence claire d'une émission des silicates en infrarouge moyen. Cette émission indique la présence de petits grains ( $\sim \mu\text{m}$ ) dans une couche optiquement fine située à la surface du disque.

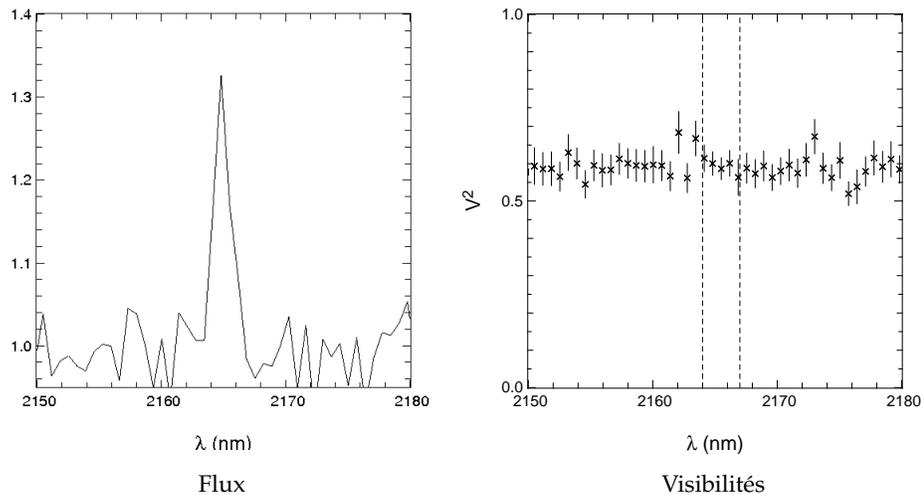
## § 2. Le spectre

Les voies photométriques de AMBER/VLTI permettent d'obtenir des mesures de flux à différentes longueurs d'onde autour de la raie  $\text{Br}_\gamma$  dans lesquelles on voit clairement la raie en émission (Figure 62, à gauche). La valeur du continu a été arbitrairement placée à 1 pour avoir directement accès à l'émission additionnelle au niveau de la raie.

## § 3. Les visibilités

La calibration absolue des visibilités est un problème délicat quand il s'agit d'observations effectuées sur les UTs. En effet, les UTs vibrent de manière aléatoire, la fonction de transfert de l'instrument varie considérablement entre deux mesures trop éloignées dans le temps.

Avec un temps d'intégration de 100ms, ces vibrations atténuent aléatoirement le contraste des franges dans chaque image. Cette atténuation dépend de nombreux facteurs non stationnaires qui n'affectent pas de la même façon le calibrateur et la source scientifique. Il est souvent impossible de calibrer les mesures effectuées sur l'étoile par celles sur le calibrateur



**FIG. 62.** A gauche : la raie  $\text{Br}_\gamma$  émise par AB Aur mesurée par AMBER/VLTI en 2005 avec une résolution spectrale de 1500. A droite : les visibilités carrées mesurées par AMBER/VLTI en fonction de la longueur d'onde à travers la bande K. Aucune variation claire à travers la raie d'émission n'est observée.

(comme dans le cas d'AB Aur), les résultats de la calibration étant aberrants. Bien que les visibilités absolues ne soient pas fiables, il est possible d'exploiter les mesures relatives. En effet, la courbe finale considérée est une courbe de visibilités **relatives** en fonction de la longueur d'onde. Cette courbe est légitime puisque toutes les longueurs d'onde sont affectées par la même atténuation (celle-ci est achromatique). Le niveau absolu des visibilités d'AB Aur est alors fourni par d'autres observations interférométriques. En effet, nous avons ajusté la valeur du continu en utilisant les mesures de Eisner *et al.* (2003, 2004) issues de leurs observations en large bande K sur l'interféromètre PTI et ajustée par un modèle d'anneau (représentées dans la figure 63). La figure 62, à droite, donne les visibilités mesurées sur AB Aur en fonction de la longueur d'onde : aucune variation de la visibilité en fonction de la longueur d'onde n'est observée aux barres d'erreurs près (4% en  $V^2$ ).

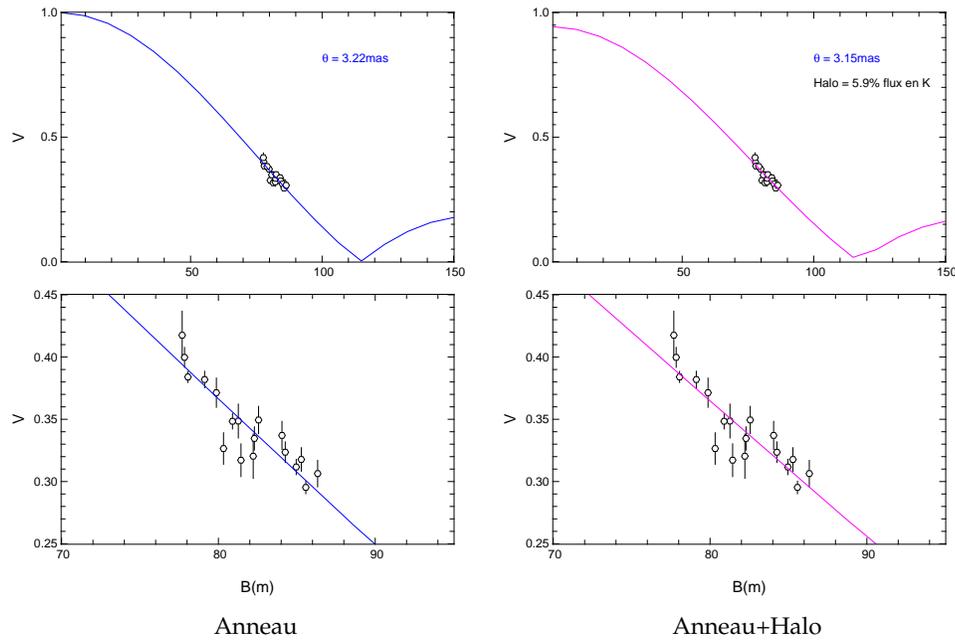
#### 4. Analyse : structure interne de la distribution des poussières

L'émission en bande K résulte d'une contribution des poussières (qui correspond à une émission *continue*) et du gaz. Dans cette section, il est question de modéliser la géométrie des poussières dans les zones les plus internes de l'environnement d'AB Aur.

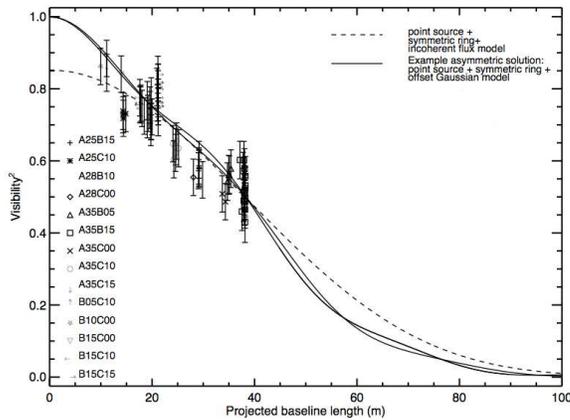
**Excès infrarouge :** Les mesures photométriques effectuées montrent clairement la présence d'un excès dans les bandes infrarouges par rapport à l'émission typique d'un corps noir à la température effective de l'étoile. En modélisant l'émission dans les bandes V, R et I par un corps noir à  $T_{eff} = 9550$  K, l'émission en excès due à l'environnement circumstellaire est  $F_H^{Exces} = 6,5$  Jy en bande H ainsi que  $F_K^{Exces} = 9,3$  Jy en bande K.

##### § 1. Des modèles géométriques simples

Afin de déterminer des tailles caractéristiques d'émission des poussières, j'ai ajusté un modèle géométrique simple, avec une distribution de brillance en anneau, aux mesures obtenues en



**FIG. 63.** Ajustement des visibilités calibrées obtenues en bande K par PTI par deux modèles géométriques simples : un anneau simple (à gauche) et un anneau associé à un halo de matière contribuant à un flux incohérent.



**FIG. 64.** D'après Millan-Gabet *et al.* (2006b) : les visibilités mesurées par IOTA en bande H ne semblent pas extrapolables à 1 pour la fréquence spatiale nulle (courbe tiretée). Ces auteurs interprètent cela comme la possible signature d'un halo résiduel.

bande large K avec PTI par Eisner *et al.* (2003, 2004). Ce modèle géométrique a une signification 'physique' : il représente le bord interne 'gonflé' d'un disque de poussière, partie du disque émettant dans l'infrarouge proche. La figure 63, à gauche, donne les visibilités mesurées en bande K par PTI ainsi que le meilleur modèle d'anneau ajusté. L'émission d'AB Aur, modélisée par un anneau, a une taille caractéristique de  $\sim 3,2$  millisecondes d'angle en bande K (*ie* le rayon caractéristique est  $\sim 1,6$  millisecondes d'angle soit  $\sim 0,23$  UA).

- **Possible présence d'un halo.** La présence d'un halo de matière autour d'étoiles de Herbig a été mis en évidence sur des échelles inférieures à la seconde d'angle par interférométrie des tavelures (Leinert *et al.* 2001). En effet, une émission sur des échelles allant de 50 à 1000 millisecondes d'angle, contribuant pour 5 à 20% du flux dans l'infrarouge proche a été mesurée sur 18 des 31 étoiles observées. De manière similaire, la possible présence de halos de tailles comparables a été suggérée pour des étoiles de type FU Ori pour reproduire des mesures de l'interféromètre du Keck (Millan-Gabet *et al.* 2006a). Ces halos pourraient être dus à de la lumière

diffusée à grande échelle (5-100 UA) autour de l'étoile et provenir d'une enveloppe de poussière résiduelle en effondrement, ou être de la poussière entraînée par des vents ou jets. Ceci dit, la véritable nature physique de ces halos reste incomprise et l'environnement est certainement la combinaison d'un disque, d'une enveloppe et d'un halo.

Concernant AB Aur, Millan-Gabet *et al.* (2006b) estiment la contribution d'un halo à 8% du flux en bande H à partir du fait que leur courbe de visibilité ne semble pas être extrapolable à 1 à la fréquence spatiale nulle (voir la figure 64). En bande K, à partir des mesures interférométriques issues de la littérature, nous avons modélisé la présence d'un halo par une association d'un anneau symétrique et d'un flux incohérent additionnel. La partie droite de la figure 63 donne l'ajustement de ce modèle sur les mesures obtenues en bande K. L'ajustement est similaire à celui effectué avec une distribution en anneau simple (les  $\chi^2$  obtenus sont très similaires). Ce résultat n'est pas étonnant puisque les bases de PTI sont longues et contraignent peu les émissions étendues détectables aux petites fréquences spatiales. Ces mesures ne permettent donc pas de rejeter la présence d'un halo de matière. Le meilleur ajustement donné en figure 63 correspond à une fraction de flux en bande K dû au halo d'environ 6%.

Evidemment, ces modèles sont trop simples pour représenter la réalité. Plusieurs types de distributions des poussières sont en général suggérés. Les deux catégories principales regroupent d'une part les disques circumstellaires, et d'autre part, les enveloppes de poussières. Dans la première catégorie, on distingue entre autres les disques actifs (subissant le chauffage visqueux de l'accrétion) ou passifs (subissant uniquement un chauffage dû à l'irradiation stellaire); les disques de poussières dont le bord interne est situé à la température de sublimation et possédant une cavité interne ou au contraire, ceux dont le bord interne peut aller jusqu'à l'étoile. L'ensemble de ces distributions peut, individuellement ou de manière combinée, potentiellement reproduire les observables. Dans la section qui suit, nous nous sommes intéressés à deux types de modèles de disques, plus réalistes que les distributions géométriques simples exposées ci-dessus, pour rendre compte de l'émission des poussières et reproduire les visibilité absolues mesurées sur PTI. Le premier modèle est analytique, et est un '*modèle standard*' de disque d'accrétion (*ie* inspiré du modèle initial de Lynden-Bell & Pringle (1974)); le deuxième, '*MCFOST*', résout complètement le transfert radiatif.

## § 2. Un modèle de disque d'accrétion dit '*standard*'

Le modèle utilisé pour reproduire l'émission des poussières est celui du disque d'accrétion standard (Malbet & Bertout (1995); voir la section 4 du chapitre précédent).

### § 2.1. Prédiction du modèle à partir de la littérature

Des paramètres additionnels à ceux du tableau 26 sont nécessaires comme éléments d'entrée dans le modèle. En particulier, le taux d'accrétion ( $\dot{M}$ ), le bord interne du disque ( $R_{in}$ ), son inclinaison et son angle de position.

En prenant  $1,5 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$  comme taux d'accrétion (Garcia Lopez *et al.* 2006), un bord interne de disque situé à 0,2 UA (soit  $17,4 R_{*}$ ), une inclinaison de  $9^{\circ}$  ainsi qu'un angle de position du disque de  $105^{\circ}$  (Eisner *et al.* 2004), on obtient un flux dans les longueurs d'onde de l'infrarouge proche très largement sous-estimé et des visibilité largement surestimées.

Ceci dit, les paramètres obtenus par ces auteurs sont issus de modélisations particulières, pas nécessairement en accord avec ce modèle-ci. En effet, le bord interne estimé par Eisner *et al.* (2004) est celui d'un corps noir sous la forme d'un anneau émettant à la température des poussières. Le modèle 'standard' correspond à l'émission d'un corps noir à une opacité grise. De plus, l'estimation du taux d'accrétion dépend fortement de la méthode employée pour le calculer. Avec ces paramètres issus de la littérature, le modèle 'standard' échoue.

Nous avons donc décidé d'ajuster ce modèle aux différentes observables (photométriques et interférométriques) en utilisant quatre paramètres libres :

- le taux d'accrétion;
- le rayon du bord interne du disque;
- l'inclinaison du disque;
- l'angle de position du disque.

Pour cet ajustement, nous avons procédé en deux étapes, comme dans le cas de MWC297. L'ajustement de la distribution spectrale d'énergie, à inclinaison et angle de position fixés, permet d'obtenir la distance du bord interne du disque et le taux d'accrétion. Dans un second temps, l'ajustement des visibilitées, à rayon de bord interne du disque et taux d'accrétion fixés (déterminés par la première étape), permet d'obtenir l'inclinaison et l'angle de position du disque.

Nous avons effectué chaque ajustement en calculant l'écart entre la prédiction du modèle et les mesures pour 100 valeurs de couples [taux d'accrétion, rayon du bord interne de disque] et [inclinaison, angle de position] dans le cas d'un ajustement des mesures photométriques d'une part, et des visibilitées d'autre part. Le meilleur modèle est celui qui correspond au  $\chi^2$  réduit minimum.

### § 2.2. Ajustement de la distribution spectrale d'énergie

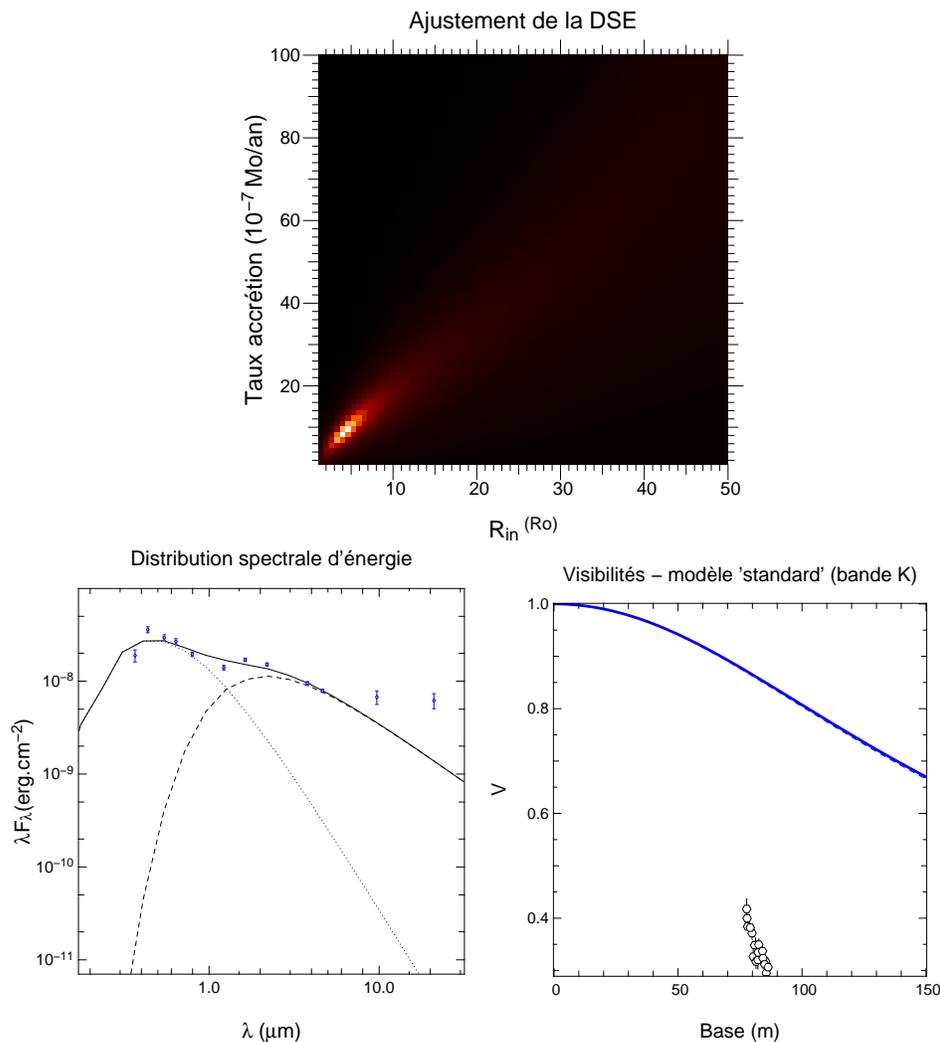
L'ajustement de la distribution spectrale d'énergie, en faisant varier  $R_{in}$  de 1,1 à 50  $R_*$  et  $\dot{M}_{acc}$  de  $10^{-7}$  à  $10^{-5}$   $M_{\odot}.an^{-1}$ , produit les résultats résumés dans le tableau 29 et sur la figure 65. Le meilleur ajustement avec ce modèle n'arrive pas du tout à reproduire les mesures photométriques au delà de l'infrarouge proche ni les mesures interférométriques. Les résultats sont similaires avec une loi d'évolution radiale de la température en  $r^{-1/2}$ .

$\chi^2$	$R_{in}$ ( $R_*$ )	$\dot{M}$ ( $M_{\odot}.an^{-1}$ )
6,4	3,7	$6,8 \cdot 10^{-7}$

**TAB. 29.** Paramètres issus du meilleur ajustement de la distribution spectrale d'énergie avec le modèle 'standard' : valeurs du  $\chi^2$  réduit, du rayon interne du disque d'accrétion, et du taux d'accrétion.

### § 2.3. Ajustement des visibilitées

Les tentatives d'ajustement des visibilitées avec ce modèle (afin de déterminer l'inclinaison et l'angle de position du disque d'accrétion) échouent, quelles que soient les valeurs des paramètres d'entrée ( $R_{in}$  et  $\dot{M}_{acc}$ ). Les valeurs de  $\chi^2$  sont dégénérées et l'inclinaison ainsi que l'angle de position ne peuvent être contraints. Ce modèle ne porte aucune distinction entre le bord interne,

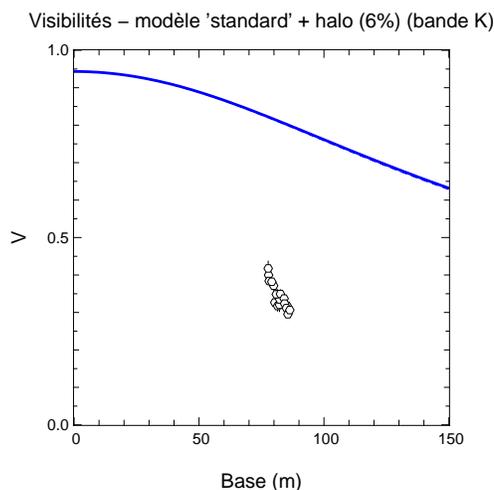


**FIG. 65.** Résultats de l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie : en haut, carte de  $\chi^2$  pour les paramètres de rayon interne et de taux d'accrétion. En bas, avec les paramètres du meilleur modèle, les observations photométriques (à gauche) et interférométriques (à droite) ne sont pas reproduites. La courbe pointillée dans la distribution spectrale d'énergie correspond à l'émission d'un corps noir à la température effective de l'étoile. La courbe tiretée est l'émission du disque.

qui est éclairé directement par l'étoile et le reste du disque. Afin de produire le flux dans l'infrarouge proche nécessaire pour ajuster la distribution spectrale d'énergie, le bord interne est positionné très près de l'étoile. La taille caractéristique d'émission à  $2,2\mu\text{m}$  est dans ce cas trop petite et le modèle engendre des visibilités surestimant les mesures obtenues sur PTI.

#### § 2.4. Présence d'un halo?

De la même façon que la contribution d'une source de flux incohérent a été testée pour une distribution de brillance en anneau, la question se pose également pour une répartition de matière sous la forme d'un disque d'accrétion 'standard'. Le même travail qu'au § 2.2 et au § 2.3 a été effectué en variant la fraction de flux incohérent, mais sans succès : l'écart aux visibilités mesurées reste conséquent, et l'ajustement des visibilités ne converge pas. La figure 66 donne



**FIG. 66.** Les visibilités modélisées avec un disque 'standard' et un halo contribuant à 6% du flux total en bande K ne reproduisent pas correctement les observations.

les visibilités modélisées en tenant compte d'un halo contribuant à 6% du flux en bande K, et en prenant les paramètres issus du meilleur ajustement de la distribution spectrale d'énergie.

Ce modèle analytique échoue à reproduire les observables mesurées. Une modification de la structure du disque, un traitement particulier du bord interne, ou la prise en compte d'une composante émissive supplémentaire, peut éventuellement contraindre les observations - le modèle 'standard' ne considérant que l'émission thermique. En effet, Pinte *et al.* (2007) ont montré que dans certains cas, l'émission diffusée, en général négligée dans les calculs, peut avoir une contribution non négligeable aux visibilités (l'effet est marqué dans le cas des étoiles T Tauri). L'émission diffusée qui peut être d'origine photosphérique ou thermique (*ie* émise par le disque chauffé), est spatialement étendue et pourrait expliquer un déficit de visibilités aux courtes bases, tel qu'il est suggéré par Millan-Gabet *et al.* (2006b). Il se peut, par conséquent, que l'interprétation de l'ensemble des données interférométriques et photosphériques en attribuant uniquement toute l'émission en excès à une émission thermique pure soit incorrecte.

**Pour tester cette hypothèse, nous avons utilisé un modèle de disque passif calculant de manière complète le transfert radiatif et tenant compte de l'ensemble des contributions diffusées et thermiques.**

### § 3. Un modèle complet de disque passif pour AB Aur

#### § 3.1. Le code de transfert radiatif MCFOST

Ce second modèle représente un disque passif constitué de grains de poussière en équilibre radiatif local avec le champ de radiation (résultant à la fois de l'émission stellaire et du disque lui-même). Cet équilibre est obtenu en tenant compte de l'**absorption** du rayonnement par les grains de poussière, puis de sa **réémission** à une autre longueur d'onde, ainsi que de la **diffusion** de la lumière, en supposant les grains à l'équilibre thermodynamique local (*ie* le cas d'un couplage thermique parfait avec le gaz où tous les grains ont la même température). Résoudre l'équilibre radiatif revient à déterminer l'intensité spécifique  $I_\lambda(\vec{r}, \vec{n})$  en chaque point  $\vec{r}$  et direction  $\vec{n}$  du modèle, et ce, pour chaque longueur d'onde  $\lambda$ .

L'équation du transfert radiatif s'écrit :

$$\frac{dI_\lambda}{ds}(\vec{r}, \vec{n}) = -\kappa_\lambda^{ext}(\vec{r})I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}) + \kappa_\lambda^{abs}(\vec{r})B_\lambda(T(\vec{r})) + \kappa_\lambda^{diff} \frac{1}{4\pi} \int \int_\Omega \psi(\vec{r}, \vec{n}', \vec{n}) I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}') d\Omega' \quad (3.72)$$

où  $\kappa_\lambda^{abs}(\vec{r})$ ,  $\kappa_\lambda^{diff}(\vec{r})$  et  $\kappa_\lambda^{ext}(\vec{r}) = \kappa_\lambda^{abs}(\vec{r}) + \kappa_\lambda^{diff}(\vec{r})$  sont les opacités d'absorption, de diffusion et d'extinction;  $s$  est la distance le long de la direction de propagation;  $\psi(\vec{r}, \vec{n}', \vec{n})$  est la distribution angulaire du rayonnement diffusé qui décrit la fraction d'énergie diffusée de la direction  $\vec{n}'$  vers la direction  $\vec{n}$  par unité d'angle solide;  $B_\lambda$  est la fonction de Planck.

Le code en 3 dimensions a été développé par C. Pinte (Pinte *et al.* 2006) et est basé sur la méthode Monte Carlo, permettant de diviser l'énergie rayonnée par l'environnement en différents paquets de photons soumis à une marche au hasard avec de multiples absorptions et diffusions. Le modèle considère à la fois l'émission photosphérique de l'étoile (pour le chauffage des poussières) et l'émission thermique propre des poussières. Celle-ci correspond à la redistribution (immédiate) de l'énergie absorbée. Les diffusions ne modifient pas le bilan énergétique mais seulement l'état de polarisation du rayonnement. Pour tenir compte de cela, le formalisme de Stokes est utilisé. L'ensemble des propriétés optiques d'un grain de poussière est donc décrit à l'aide des sections efficaces d'extinction et de diffusion et des matrices de Mueller qui permettent de passer d'un état de polarisation à un autre d'une manière mathématique aisée.

Le code permet d'obtenir :

- une structure de température  $T(\vec{r})$  à travers le disque;
- et une intensité spécifique  $I_\lambda$ ;

A partir de ces intensités spécifiques, on peut calculer les flux émis dans différentes directions, et par conséquent des distributions spectrales d'énergie. Il permet aussi d'obtenir des images à des longueurs d'onde bien précises en tenant compte à la fois de l'émission thermique, et de l'émission diffusée, et de considérer les différentes contributions individuellement.

La géométrie de la distribution des poussières est axisymétrique. La structure de densité peut alors être décrite par la densité surfacique et la structure verticale du disque. Ces deux quantités (la hauteur du disque ( $H$ ) ainsi que la densité de surface ( $\Sigma$ )) sont paramétrisées pour chaque rayon  $r$  selon :

$$H(r) = H_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^\beta \quad (3.73)$$

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^q$$

où  $H_0$  et  $\Sigma_0$  sont les valeurs à  $r_0=100$  UA. Ces relations sont valables sous plusieurs hypothèses: même s'il possède une structure verticale, le disque est considéré géométriquement mince en tout point ( $z \ll r$ ), verticalement isotherme et en équilibre hydrostatique vertical. Enfin, le disque est supposé non autogravitant.

Pour simuler un modèle, le code a besoin de valeurs pour 6 paramètres d'entrée :  $H_0$ : l'échelle de hauteur;  $\beta$ : l'indice d'évasement de la surface du disque;  $q$ : l'exposant de la loi de puissance pour la densité de surface;  $R_{in}$ : le rayon de bord interne du disque; la masse totale du disque et enfin, le rayon externe du disque.

Les propriétés des grains peuvent varier en fonction de leur position dans le disque. Les particules sont homogènes et sphériques, et leurs sections efficaces sont calculées en suivant

la théorie de Mie. La distribution de taille des grains s'écrit :  $n(a) \propto a^p$ , et chaque cellule de calcul a sa propre distribution  $n(a, \vec{r})$ . La poussière est un mélange de graphite, silicate et carbone amorphe (Mathis & Whiffen 1989). Enfin, la sédimentation des grains peut être prise en compte, ainsi que ses effets directs, comme la réduction de la hauteur d'échelle, la diminution de la lumière stellaire interceptée par une partie des grains.

Dans la section suivante, je présente un travail préliminaire avec ce modèle, effectué en collaboration avec C. Pinte. Le but est d'une part d'utiliser un modèle plus complet de disque pour reproduire les mesures, et d'autre part, de simuler l'impact de la lumière diffusée sur les observables interférométriques.

### § 3.2. Calcul du transfert radiatif dans le cas de AB Aur

Un certain nombre de paramètres sont fixés lors de l'utilisation du modèle, notamment tous les paramètres stellaires du tableau 26, ainsi que la masse totale et le rayon externe du disque qui sont estimés à partir d'observations dans les longueurs d'onde millimétriques. Par ailleurs, un modèle d'atmosphère stellaire à la température effective a été introduit (modèles NextGen, Baraffe *et al.* (1998)). La distribution des grains de poussière (en  $\propto a^{-3.5}$ ), tout comme la taille maximale des grains ( $200\mu\text{m}$ ), est fortement contrainte par la pente de la distribution spectrale d'énergie dans les grandes longueurs d'onde (millimétriques). Les plus petits grains ont un diamètre de  $0,03\mu\text{m}$ .

Le transfert radiatif a été calculé pour 1350 modèles différents correspondant aux variations des paramètres suivants :

- $H_0$ : l'échelle de hauteur, entre 8 et 16 UA;
- $q$ : l'exposant de la loi de puissance pour la densité de surface, entre 0 et -2;
- $R_{in}$ : le rayon de bord interne, entre 0,2 et 0,5 UA;
- $\beta$ : l'indice d'évasement (voir l'équation 3.73) entre 1 et 1,25;
- $i$ : l'inclinaison, entre 0 et  $90^\circ$ ;

Le calcul des inclinaisons ne se fait pas de manière continue, mais par intervalles finis (au nombre de dix, répartis selon un cosinus) et nous avons choisi, par souci de simplicité dans un premier temps, de ne pas modéliser une possible stratification des grains. Une fois le calcul du transfert radiatif effectué, des images à  $2,2\mu\text{m}$ , ainsi que des distributions spectrales d'énergie - toutes deux contenant à la fois l'émission diffusée et thermique - sont obtenues pour chaque variation des paramètres. Les visibilités correspondant à ces émissions sont obtenues en prenant la transformée de Fourier des images.

### § 3.3. Ajustement des observables

Une procédure d'ajustement est effectuée pour reproduire les observables photométriques et interférométriques. Pour chaque variation d'un paramètre, un  $\chi^2$  réduit est calculé de la même manière que dans l'équation 1.67. Nous avons au total effectué trois ajustements, sur :

- (1) les visibilités (obtenues avec PTI) uniquement;
- (2) la distribution spectrale d'énergie uniquement;
- (3) l'ensemble de ces observables;

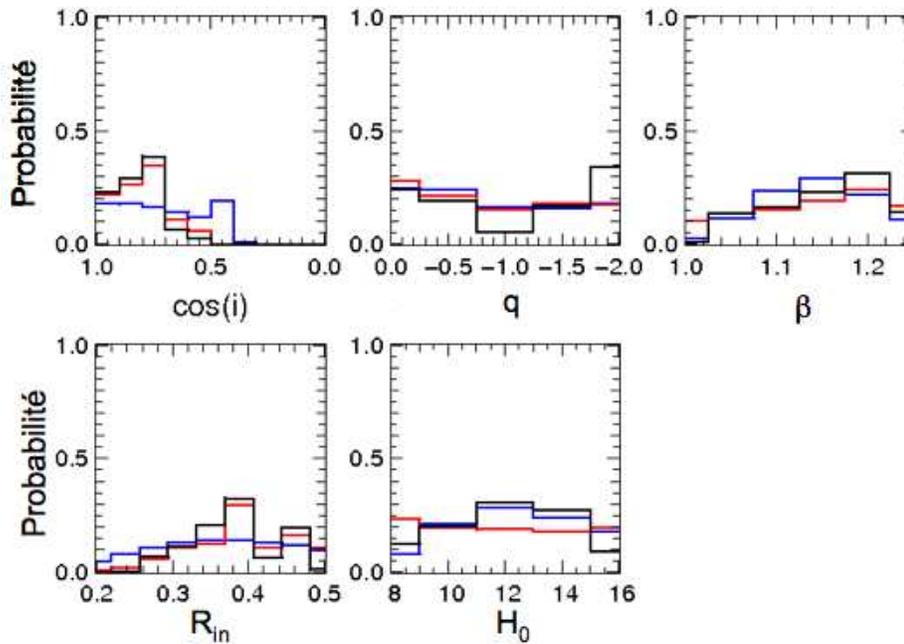


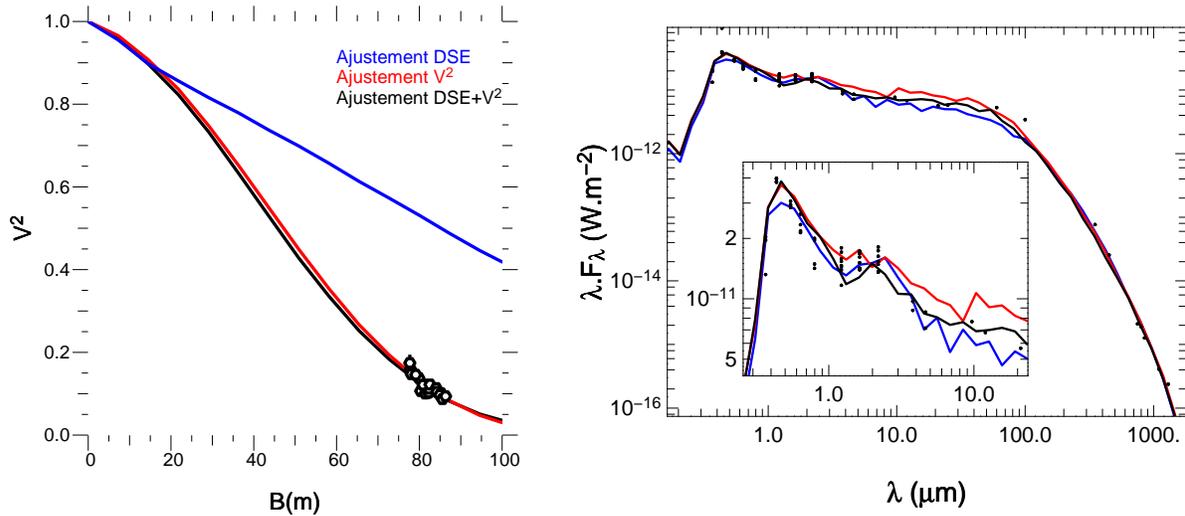
FIG. 67. Probabilités des paramètres sur l'ensemble des modèles issues des ajustements des mesures photométriques seules (en bleu), interférométriques seules (en rouge) et de l'ensemble des observables (en noir).

Les meilleurs modèles sont obtenus en prenant les paramètres correspondant aux  $\chi^2$  réduits minimum. Les erreurs sur les mesures de flux sont difficilement estimables et ne sont pas systématiquement mentionnées dans la littérature. Pour cela, nous avons utilisé des erreurs arbitraires conservatives de 10% de la mesure concernée. Les valeurs de  $\chi^2$  pour les ajustements des photométries n'ont par conséquent pas de sens dans l'absolu.

Par ailleurs, certains paramètres sont mal contraints, et plusieurs modèles peuvent être relativement équivalents en termes de valeurs de  $\chi^2$ . Il est alors intéressant de pouvoir visualiser l'ensemble des  $\chi^2$  selon chaque paramètre. Pour cela, nous avons adopté la méthode dite *bayésienne* pour laquelle aucune information n'est *a priori* connue sur les paramètres. Nous calculons les probabilités  $P = \exp(-\chi^2/2.0)$  pour l'ensemble des 1350 modèles simulés et représentons des courbes de probabilités à une dimension pour chaque paramètre.

Les ajustements individuels des données de la distribution spectrale d'énergie (DSE) et des visibilités PTI ne convergent pas pour les mêmes modèles. Les résultats sont donnés dans le tableau 30 ainsi que dans la figure 68. Dans cette dernière, les distributions spectrales d'énergie ainsi que les visibilités calculées à partir des meilleurs modèles sont représentées pour l'ensemble des trois ajustements. La figure 67 donne les probabilités correspondantes. Dans ces figures, les courbes en bleu sont issues de l'ajustement des mesures photométriques uniquement; les courbes rouges résultent de l'ajustement des visibilités seulement alors que les courbes noires correspondent au meilleur modèle ajustant l'ensemble des deux observables.

Avant de rentrer dans les détails de l'ajustement des observables photométriques et/ou interférométriques, il est intéressant d'étudier la distribution des probabilités pour l'ensemble des modèles (Figure 67). De manière générale, l'ajustement des mesures photométriques (courbe bleue) contraint peu les paramètres donnant des probabilités relativement similaires



**FIG. 68.** Visibilités (à gauche) et distributions spectrales d'énergie (à droite) obtenues avec les meilleurs modèles ajustant les mesures photométriques seules (en bleu), les mesures interférométriques seules (en rouge) et l'ensemble des observables (en noir). Un agrandissement de la partie optique et infrarouge est ajouté à l'intérieur de la figure de droite.

sur l'ensemble. Seuls l'indice d'évasement du disque  $\beta$  ainsi que la hauteur caractéristique  $H_0$  à 100 UA semblent être déterminés de manière non-équivoque par la distribution spectrale d'énergie. Ces deux quantités ont un impact sur la quantité globale d'énergie émise par le disque, il est donc naturel que les mesures de flux les contraignent. Au contraire, le rayon du bord interne de disque, ainsi que l'inclinaison ne sont pas clairement contraints. Par contre, les visibilités contraignent ces deux paramètres (courbe rouge) mais pas la hauteur  $H_0$ . En effet, puisqu'elles sont mesurées en bande K, elles sont sensibles à la structure et géométrie de la zone responsable de cette émission, principalement le bord interne du disque de poussière. L'inclinaison du disque évasé peut avoir un grand impact sur les valeurs à la fois du flux en bande K et des visibilités puisqu'elle modifie la structure 'apparente' de la région émissive. De même, les visibilités sont directement reliées à l'extension de cette dernière, elles contraignent par conséquent fortement le rayon interne du disque. Enfin, le coefficient de la loi de puissance décrivant la densité surfacique est très mal contraint par l'ensemble des observables, il se peut qu'il soit différent selon la zone sondée dans le disque.

- **Le meilleur modèle ajustant les données photométriques.** L'ajustement de la distribution spectrale d'énergie seule a été effectué sans le spectre Spitzer/IRS. En effet, celui-ci est caractéristique de l'émission de petits grains de silicates et s'il est pris en compte, une tentative de reproduire le flux à  $10\mu\text{m}$  entraîne une importante sous-estimation du flux dans les longueurs d'onde de l'infrarouge proche. Avec la distribution de grains de poussière simulée dans ces modèles, il est impossible de reproduire ce profil. Puisque l'émission dans les longueurs d'onde millimétriques suggèrent des grains relativement gros ( $\sim 200\mu\text{m}$ ) et le spectre Spitzer/IRS des grains de tailles microniques situés en surface, le disque est certainement sujet d'une sédimentation des grains, que nous avons choisi de ne pas traiter pour l'instant.

**TAB. 30.** Paramètres et  $\chi^2$  réduits obtenus avec le meilleur ajustement des mesures photométriques (de la distribution spectrale d'énergie; DSE) ou/et des visibilité carrées  $V^2$  en bande K avec le modèle MCFOST. Les inclinaisons des disques de chaque modèle sont contenues dans un intervalle.

Paramètre	Ajustement $V^2$	Ajustement Photométrie	Ajustement Photométrie+ $V^2$
$H_0$ (UA)	16	16	14
q	-2	-1,5	-2
$R_{in}$ (UA)	0,35	0,39	0,46
i (°)	[0 ; 26]	[60 ; 66]	[37 ; 46]
$\beta$	1,25	1,2	1,25
$\chi^2$	2,5	/	/

Le meilleur modèle issu de l'ajustement des mesures photométriques est donné par les courbes bleues dans la figure 68. Il n'arrive pas à reproduire le flux dans la bande V, et sous-estime le flux à  $10\mu\text{m}$  ainsi qu'à  $100\mu\text{m}$ , longueurs d'onde pour lesquelles une seule mesure est prise en compte. Les flux simulés dans les bandes de l'infrarouge proche sont cohérentes avec les mesures, dans leur dispersion. Par contre, ce modèle surestime les visibilité obtenues avec PTI : par exemple, à 80m, la visibilité carrée mesurée est  $\sim 0,13$  alors que la prédiction de ce modèle donne  $\sim 0,53$ .

- **Le meilleur modèle ajustant les données interférométriques.** Celui-ci estime correctement le flux dans l'infrarouge proche tout en surestimant légèrement l'émission dans le visible (voir Figure 68, courbe rouge). Par ailleurs, les mesures dans l'infrarouge moyen sont inférieures aux prédictions du modèle à partir de  $3\mu\text{m}$ . Ceci n'est pas étonnant puisque les visibilité PTI ont été obtenues dans la bande K et sont uniquement significatives de la géométrie de l'émission à ces longueurs d'onde. La partie du disque principalement responsable de cette émission est le bord interne, alors que ce sont les couches plus profondes et plus froides qui émettent dans l'infrarouge moyen.

- **Le meilleur modèle ajustant l'ensemble des observables.** En combinant les observables photométriques et interférométriques, le meilleur modèle produit une distribution spectrale d'énergie ajustant mieux les observations, fournissant une valeur de flux dans la dispersion des mesures à toutes les longueurs d'onde. Les visibilité produites à  $2,2\mu\text{m}$  ajustent très correctement les mesures PTI (comme dans le cas où seules celles-ci sont prises en compte). Les prédictions du meilleur modèle sont représentées en noir dans la figure 68.

Comme on peut le voir, beaucoup de modèles peuvent reproduire de manière acceptable la distribution spectrale d'énergie d'AB Aur. Modéliser uniquement les mesures photométriques entraîne une dégénérescence des solutions. Les mesures de visibilité apportent une contrainte spatiale sur la géométrie des régions qui émettent.

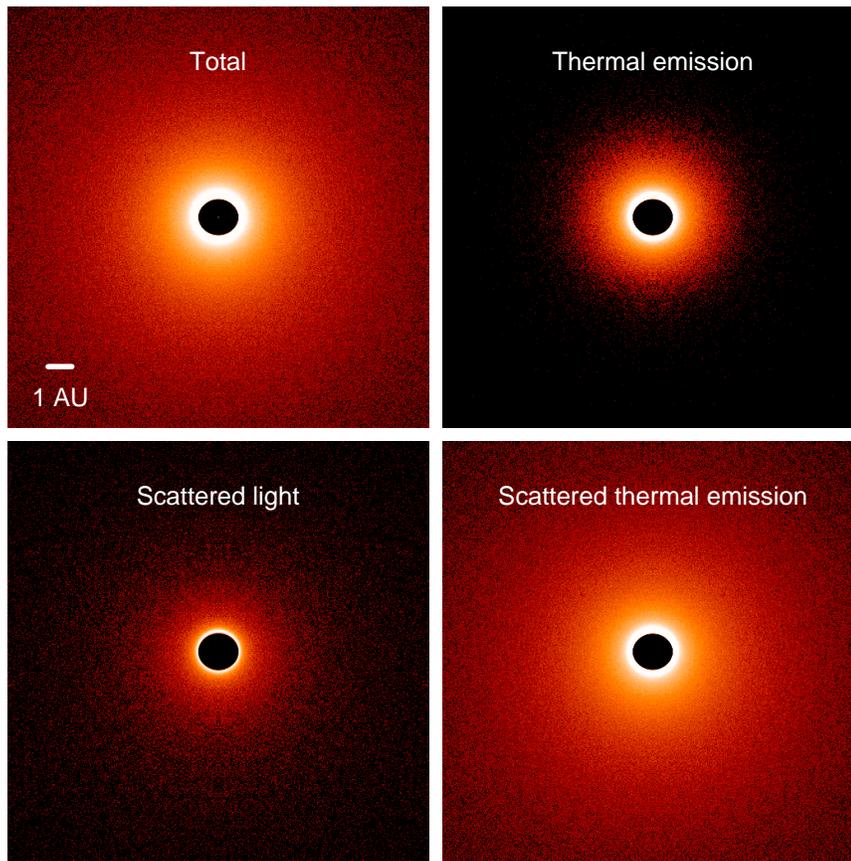
- **Discussion : meilleurs modèles et paramètres associés.** Le tableau 30 donne les paramètres des meilleurs modèles obtenus pour les trois types d'ajustement. L'ensemble s'accorde sur la modélisation d'un disque évasé ( $H \propto r^{1,25}$ ; avec  $H_0 \sim 14$  UA), dont la densité surfacique décroît à mesure que le rayon augmente ( $\Sigma \propto r^{-2}$ ) pour AB Aur.

**TAB. 31.** Caractéristiques des ajustements des mesures photométriques d'une part (sans le spectre Spitzer/IRS), interférométriques d'autre part, et, enfin, de l'ensemble, au niveau de la distribution spectrale d'énergie et des visibilités à  $2,2\mu\text{m}$  reproduites par les meilleurs modèles. Les paramètres correspondant au rayon du bord interne du disque ( $R_{in}$ ) et à l'inclinaison ( $i$ ) sont ajoutés.  $F_{2\mu\text{m}}$  représente le flux infrarouge proche et  $F_{10\mu\text{m}}$ , le flux infrarouge moyen.

Observables ajustées	DSE <sub>modele</sub>	V <sup>2</sup> <sub>modele</sub>	Paramètres
Photométries	$F_{2\mu\text{m}} \sim \text{OK}$ $F_{10\mu\text{m}}$ sous-estimé	$> V^2$ mesurées	$R_{in}=0,39 \text{ UA} / i \in [60,66]^\circ$
V <sup>2</sup>	$F_{2\mu\text{m}} \sim \text{OK}$ $F_{10\mu\text{m}}$ surestimé	$\sim \text{OK}$	$R_{in}=0,35 \text{ UA} / i \in [0,26]^\circ$
Photométries + V <sup>2</sup>	$F_{2\mu\text{m}} \sim \text{OK}$ $F_{10\mu\text{m}} \sim \text{OK}$	$\sim \text{OK}$	$R_{in}=0,46 \text{ UA} / i \in [37,46]^\circ$

- Si on ajuste uniquement les mesures photométriques, c'est un modèle de disque fortement incliné ( $i \in [60-66]^\circ$ ) avec un rayon interne de 0,39 UA qui est obtenu, produisant un déficit d'émission dans les longueurs d'onde de l'infrarouge moyen. Ceci dit, les probabilités montrent que l'inclinaison est un paramètre peu contraint par la distribution spectrale d'énergie et seules les visibilités peuvent la contraindre.
- Si on ajuste uniquement les mesures interférométriques, c'est un modèle de disque vu de face ( $i \in [0-26]^\circ$ ) avec un rayon interne plus faible (0,35 UA) qui est obtenu. Ce modèle reproduit le flux infrarouge proche mais crée un excédent d'émission dans les longueurs d'onde plus lointaines.
- Enfin, l'ajustement de l'ensemble des observables aboutit à un modèle de disque modérément incliné ( $i \in [37-46]^\circ$ ) avec un rayon interne plus éloigné (0,46 UA). Ce modèle reproduit les visibilités à  $2,2\mu\text{m}$  tout en ajustant correctement les mesures photométriques dans l'infrarouge proche. Pour ce modèle final, le transfert radiatif fournit une température de bord interne à 1800 K, compatible avec la température de sublimation des poussières.

L'ensemble de ces éléments est résumé dans le tableau 31. L'inclinaison du disque dans le cas de l'ajustement photométrique peut occulter une partie de la zone émissive dans l'infrarouge moyen, ce qui peut expliquer le déficit dans ces longueurs d'onde mais surtout les grandes visibilités produites : en effet, si l'émission à  $2,2\mu\text{m}$  peut être assimilée à un anneau lorsqu'elle est vue de face, une fois inclinée, elle paraîtra plus petite pour beaucoup d'orientations de bases. Afin d'ajuster les visibilités, les simulations proposent un disque vu de face : ainsi, l'observateur reçoit un maximum de flux du bord interne du disque chauffé par l'étoile ce qui diminue les visibilités simulées sans avoir à modifier fortement la distance du bord interne. Mais à cause de cette inclinaison très faible, le flux émis dans l'infrarouge moyen est surestimé. En combinant les contraintes des visibilités et photométries, l'inclinaison prend une valeur intermédiaire entre les deux premiers cas permettant d'ajuster les flux à 2,2 et  $10\mu\text{m}$  et c'est le rayon interne qui est ajusté pour rendre compte des visibilités. L'inclinaison du meilleur modèle avec l'ensemble des observables est proche de la prédiction de Liu *et al.* (2005) à  $10\mu\text{m}$  et de la faible inclinaison obtenue par les analyses de Eisner *et al.* (2004). La valeur du rayon de bord interne du meilleur



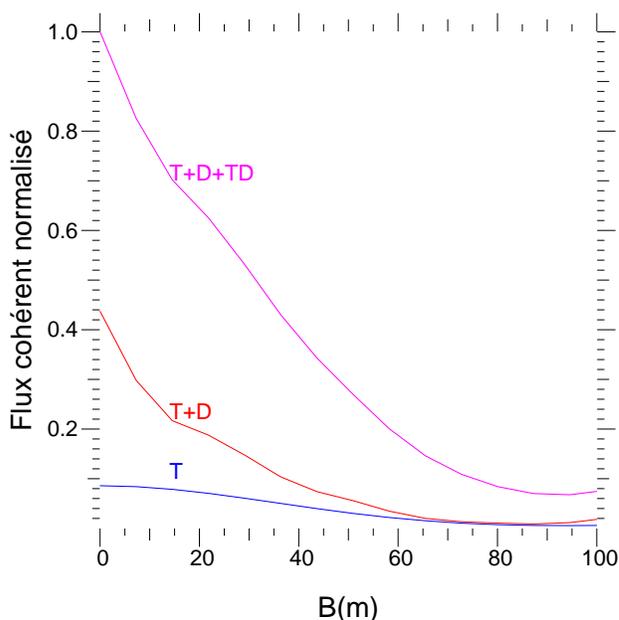
**FIG. 69.** Images simulées pour le meilleur modèle ajustant les visibilités et la photométrie obtenues en séparant les différentes contributions à l'intensité. De gauche à droite, de haut en bas : carte de l'intensité totale, de l'émission thermique uniquement, de l'émission diffusée, et de l'émission thermique diffusée.

modèle est le double de l'estimation effectuée avec un modèle simple constitué d'une étoile et d'un anneau émettant à  $2,2\mu\text{m}$ . Avec un tel modèle, l'émission des silicates à  $10\mu\text{m}$  n'est pas reproductible, la prise en compte de cet élément additionnel influencera certainement les paramètres des modèles.

### § 3.4. La contribution du flux diffusé

Puisque *MCFOST* permet de simuler les émissions thermiques et diffusées, il est intéressant de comprendre leurs impacts sur les visibilités et leurs contributions relatives dans les modèles de distribution de matière simulés ci-dessus. En effet, en général, l'émission diffusée est négligée mais bien qu'elle soit étendue, elle peut largement biaiser les déterminations de tailles caractéristiques ou des paramètres géométriques comme le suggèrent Pinte *et al.* (2007).

La figure 69 donne les images simulées correspondant au meilleur ajustement de l'ensemble des mesures obtenues (photométriques et interférométriques), en séparant les contributions de lumière thermique, diffusée et thermique diffusée. Les dimensions des cartes sont  $64'' \times 64''$ , soit  $9\text{UA} \times 9\text{UA}$ . Les tailles caractéristiques d'émission ainsi que l'intensité de chaque type émission en bande K sont différentes. Pour estimer cela, nous avons déterminé des termes en  $F_i V_i^2$  pour chacune des contributions à  $2,2\mu\text{m}$ .  $F_i$  est le flux à  $2,2\mu\text{m}$  de la contribution  $i$ , et  $V^2$ , la visibilité carrée prédite par le modèle pour cette contribution. La figure 70 donne ces termes normalisés



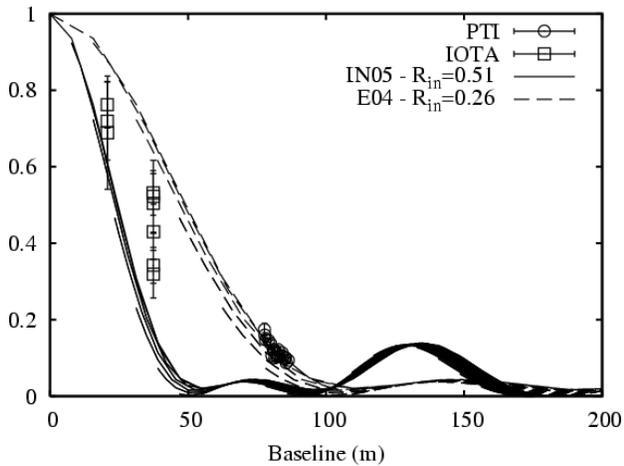
**FIG. 70.** Produits du flux et de la visibilité carrée ( $FV^2$ ) pour la contribution thermique (T; courbe bleue), pour la somme des contributions thermique et diffusée (T+D; courbe rouge), pour la somme des contributions thermique, diffusée et thermique diffusée (T+D+TD; courbe magenta) en fonction de la base. Les valeurs ont été normalisées par la somme des flux individuels à la fréquence spatiale nulle. L'émission thermique diffusée est la contribution dominante.

par la somme des trois contributions à la fréquence spatiale nulle. En bande K, c'est l'émission thermique diffusée qui domine, contribuant jusqu'à  $\sim 50\%$  de l'énergie. Cette contribution n'est, en général, pas prise en compte dans les modèles de disque, comme celui du disque 'standard', et peut peut-être expliquer le bien meilleur ajustement des observables par *MCFOST*.

#### § 4. Discussion

Tout comme le modèle de disque 'standard', le modèle de disque passif possédant un bord interne gonflé (Isella & Natta 2005) ne peut reproduire ces observations. Ce modèle analytique décrit de manière auto-cohérente l'évaporation des grains de poussière à la température de sublimation ainsi que sa dépendance à la densité du gaz. Le bord interne du disque est gonflé à cause de son irradiation directe par l'étoile centrale. Le disque modélisé est constitué de silicate, composant le plus réfractaire, est en équilibre hydrostatique et est isotherme verticalement. Ces auteurs ont confronté les prédictions de leur modèle aux mesures de visibilités obtenues sur AB Aur. Les mesures photométriques sont utilisées uniquement si les paramètres des modèles obtenus sont trop dégénérés. Les seuls paramètres libres sont l'orientation du disque (inclinaison et angle de position) et la taille des grains de poussière. L'ajustement des visibilités est impossible. En effet, quelle que soit la taille des grains de silicate, le modèle produit des bords internes beaucoup trop grands pour être cohérents avec les données (voir Figure 71). Pour obtenir une distance compatible, il est nécessaire de placer la température de sublimation de la poussière à 2800K ce qui est trop élevé pour tous les types de poussière susceptibles d'être présents dans les disques.

Le modèle de transfert radiatif que nous avons utilisé ici reproduit correctement les observables photométriques et interférométriques. Cette étude réhabilite le disque comme possible structure des poussières autour d'AB Aur. L'apport majeur de ce modèle est, outre le calcul du transfert radiatif, de tenir compte de l'ensemble des émissions thermiques et diffusées qui peuvent jouer un rôle dans l'ajustement de l'ensemble des observables. Ceci dit, notre étude préliminaire montre que certains paramètres ne sont que peu contraints par les meilleurs



**FIG. 71.** Visibilités carrées modélisées par Isella et al. (2005) (disque incluant un bord interne gonflé) : les traits pleins donne le modèle obtenu avec la taille de grain maximale; celui-ci ne correspond pas aux mesures effectuées sur IOTA et PTI. En trait tireté, ce modèle peut reproduire les visibilités mais nécessite une température de sublimation trop grande pour être réaliste.

modèles et l'ajustement correct de la distribution spectrale d'énergie complète en incluant le spectre Spitzer/IRS est impossible.

Plusieurs pistes sont envisagées pour la poursuite de ce travail :

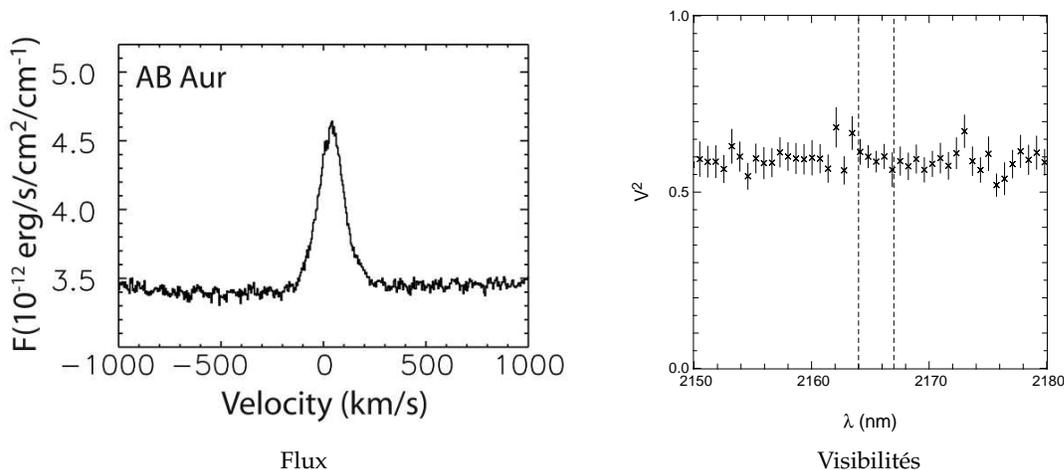
- (1) de combiner les mesures PTI en bande K avec les données obtenues en bande H sur IOTA (Millan-Gabet *et al.* 2006b). Cette étude permettra de mieux contraindre les modèles en combinant des informations spatiales et photométriques dans deux couleurs différentes. De plus, parce que les longueurs et orientations de bases de IOTA sont différentes de celles de PTI, cela apportera des contraintes géométriques additionnelles.
- (2) de modéliser une stratification des grains : en effet, la raie d'émission des silicates à  $10\mu\text{m}$  est marquée et indique la présence de petits grains en surface. Le flux millimétrique indique par contre la présence de gros grains dans des zones plus profondes. Une différenciation spatiale des grains à l'intérieur du disque, verticale (sédimentation) ou radiale, pourrait apporter une solution à l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie complète et des visibilités en changeant les propriétés thermiques de l'ensemble des grains.
- (3) d'effectuer le calcul du transfert radiatif dans le cas d'une enveloppe de matière compacte comme il a été suggéré par Vinković *et al.* (2006). D'après Miroshnichenko *et al.* (1999), dans les systèmes jeunes pour lesquels le disque est enfoui dans un halo de matière, c'est l'émission de ce dernier qui domine jusqu'à des longueurs d'onde  $\sim 100\mu\text{m}$ , le disque émergeant aux plus grandes longueurs d'onde. Cette théorie peut éventuellement expliquer la disparité dans les valeurs d'inclinaison suggérées pour AB Aur dans la littérature, et reproduire à la fois les mesures photométriques à toutes les longueurs d'onde ainsi que les visibilités.

Outre les simulations et analyses futures que nous prévoyons sur ces données, il reste un nombre de questions sur la physique même des modèles à utiliser. Faut-il considérer ou non le chauffage visqueux dû à l'accrétion? Quel est son impact sur la position du bord interne du disque? L'existence de gaz à l'intérieur de la cavité du disque de poussière d'AB Aur a été mise en évidence par Brittain *et al.* (2003). Celui-ci protégerait le bord interne du disque de poussière d'une partie de l'irradiation stellaire, mais faut-il prendre en compte sa contribution à l'émission à  $2,2\mu\text{m}$ ? Ces mêmes auteurs estiment une inclinaison inférieure à  $9^\circ$  à partir de ses mesures

de profils de raies de CO. L'inclinaison du système est donc un paramètre sur lequel les valeurs données dans la littérature ne s'accordent pas et qu'il reste à déterminer.

La section suivante présente une analyse préliminaire des observations spectro-interférométriques obtenues avec AMBER/VLTI autour de la raie d'émission  $\text{Br}_\gamma$ .

## 5. Quelle origine pour l'émission $\text{Br}_\gamma$ ?



**FIG. 72.** A gauche : la raie  $\text{Br}_\gamma$  émise par AB Aur mesurée par NIRSPEC/KECK en 2002 avec une résolution spectrale de 25000 (Brittain *et al.* 2007). A droite : les visibilités carrées mesurées par AMBER/VLTI en fonction de la longueur d'onde à travers la bande K. Les lignes tiretées délimitent la raie  $\text{Br}_\gamma$ .

### § 1. Les mesures spectro-interférométriques

Puisque les raies d'hydrogène sont des traceurs d'activité (comme l'accrétion, un vent), il est intéressant de les utiliser pour contraindre la géométrie du gaz ainsi que les phénomènes associés. Ces raies peuvent être émises dans des colonnes d'accrétion connectant le disque à l'étoile, par le gaz ionisé situé à l'intérieur du rayon de sublimation de la poussière, ou enfin, par une éjection de matière sous forme de vent. AMBER, en associant une résolution spectrale à la haute résolution angulaire obtenue par le VLTI, fournit des informations d'extensions spatiales à chaque longueur d'onde de son spectre en bande K.

Pour chaque longueur d'onde, la visibilité mesurée par AMBER, à la base B, peut s'écrire de la manière suivante :

$$V_{\text{mesure}} = \frac{F_* + V_d F_d + V_\lambda F_\lambda}{F_* + F_d + F_\lambda} \quad (1.74)$$

où  $F_*$ ,  $F_d$  et  $F_\lambda$  sont les flux stellaire, du disque de poussières, et du gaz émettant à la longueur d'onde  $\lambda$  dans la raie. Les deux premiers sont obtenus par des mesures photométriques en bande large (de la littérature) et le dernier est contenu dans le spectre AMBER.  $V_d$  est la visibilité due à l'émission des poussières (continu) à la base B et est donné par le niveau des visibilités en dehors de la raie d'émission. A partir des mesures spectro-interférométriques obtenues sur AMBER, on a donc accès aux visibilités  $V_\lambda$ , correspondant à l'émission du gaz à la longueur d'onde  $\lambda$ , avec une résolution spectrale de 1500 dans la bande K.

La figure 72, à gauche, donne un spectre obtenu par le spectrographe NIRSPEC/Keck, avec une résolution spectrale de 25000. La figure de droite rappelle les visibilités carrées mesurées par AMBER. Aucune variation de la visibilité à travers la raie  $\text{Br}_\gamma$ , aux barres d'erreurs près, n'est observée : les émissions aux longueurs d'onde échantillonnées par le spectre AMBER ont des

tailles caractéristiques similaires. En particulier, l'émission de la raie Br<sub>γ</sub> provient d'une zone dont la taille caractéristique est semblable à celle responsable de l'émission des poussières dans les longueurs d'onde infrarouge proche. Cette émission continue est principalement localisée au niveau du bord interne du disque de poussière (ou d'une distribution quelconque), situé à la distance à laquelle les grains se subliment. La courbe de visibilités indique par conséquent que la raie Br<sub>γ</sub> est émise à proximité du bord interne du disque. Dans l'analyse effectuée dans la section précédente, nous avons estimé ce rayon à 0,46 UA.

## § 2. Les rayons caractéristiques

Les phénomènes possiblement responsables de l'émission de la raie Br<sub>γ</sub> (cités ci-dessus) sont reliés à des échelles spatiales caractéristiques. Elles sont au nombre de 4 :

- (1) le rayon de l'étoile, R<sub>\*</sub>;
- (2) le rayon de troncation du disque, R<sub>t</sub> : il s'agit de la distance à laquelle le champ magnétique dévie la matière accrétée radialement dans le disque vers des colonnes d'accrétion. Si l'émission de la raie Br<sub>γ</sub> a lieu dans les colonnes d'accrétion alors, elle se situe entre R<sub>\*</sub> et R<sub>t</sub>.
- (3) le rayon de corotation R<sub>c</sub> : c'est la distance à laquelle la vitesse angulaire du disque égale celle de l'étoile. R<sub>c</sub> est nécessairement plus grand que R<sub>t</sub> pour que des colonnes d'accrétion puissent se former (Bessolaz *et al.* 2007).
- (4) et enfin, le rayon de bord interne du disque de poussière, R<sub>in</sub>, qui correspond à la sublimation des poussières.

**Le rayon de corotation** R<sub>c</sub> s'exprime par l'égalité des vitesses angulaires du disque et de l'étoile, selon :

$$\sqrt{\frac{GM_*}{R_c^3}} = \frac{v}{R_*} \quad (2.75)$$

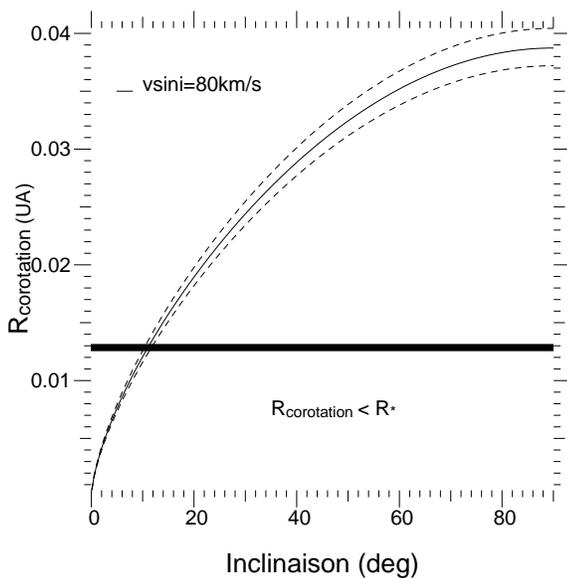
où G est la constante de la gravitation; M<sub>\*</sub>, la masse de l'étoile et v la vitesse de l'étoile. La connaissance de cette dernière est donc nécessaire pour déterminer R<sub>c</sub>. En comparant des profils de raies photosphériques avec des spectres synthétiques élargis par la rotation, Boehm *et al.* (1996) estiment un  $v \sin(i)$  de 80±5 km/s pour AB Aur. Dans les longueurs d'onde visibles, l'inclinaison estimée avec les mesures obtenues sur le HST est inférieure à 45° (Grady *et al.* 1999).

La figure 73 donne l'évolution du rayon de corotation en fonction de l'inclinaison de 0 à 90°, pour cette valeur de  $v \sin(i)$ . La ligne horizontale délimite la zone où le rayon de corotation devient inférieur au rayon stellaire (*ie* de manière équivalente, où la vitesse de rotation devient supérieure à la vitesse de dislocation de l'étoile). Pour une inclinaison maximale de l'ordre de 45°, on obtient une valeur maximale du rayon de corotation autour de 0,03 UA, soit 2,3 R<sub>\*</sub>.

**Le rayon de troncation** est obtenu en écrivant l'équilibre entre la pression magnétique et la pression thermique dans le disque (Bessolaz *et al.* 2007). Le champ magnétique freine la matière accrétée, qui s'accumule au bord du disque jusqu'à ce que le gradient de pression soit suffisant pour soulever la matière vers les colonnes d'accrétion.

D'après Ghosh & Lamb (1979) :

$$R_t \propto R_* \left[ \frac{B_*^4 R_*^5}{GM_* \dot{M}^2} \right]^{1/7} \quad (2.76)$$



**FIG. 73.** Evolution du rayon de corotation en fonction de l'inclinaison du système (ligne pleine). Les courbes tiretées correspondent à l'erreur sur la valeur de  $v \sin(i)$ . La ligne horizontale délimite la zone où  $R_c$  devient inférieur au rayon stellaire.

**TAB. 32.** Valeurs des échelles spatiales caractéristiques en UA.

$R_*$	$R_t$	$R_c$	$R_{in}$
$\sim 0,013$	?	$\leq 0,03$	$\sim 0,46$

où  $B_*$  est le champ magnétique stellaire.

Dans cette équation, deux paramètres sont mal contraints : le taux d'accrétion et le champ magnétique. Le premier a été estimé au maximum à  $7,5 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$  par Bohm & Catala (1993) qui se sont basés sur l'absence de *veiling* dans les longueurs d'onde optique alors que Garcia Lopez *et al.* (2006) l'estiment au double, en se basant sur l'intensité de la raie  $\text{Br}_{\gamma}$  et sur une loi empirique de Calvet *et al.* (2004), valables pour les étoiles T Tauri et les naines brunes. Le taux d'accrétion est donc très mal connu. Par ailleurs, le champ magnétique dipolaire est difficilement mesurable. Catala *et al.* (1993) n'observent aucun signal dans la polarisation circulaire des raies de FeII et concluent sur une valeur maximale de champ de l'ordre de 1 kG. Plus récemment, Alecian *et al.* (2007) ont effectué des observations spectropolarimétriques sur un grand échantillon d'étoiles de Herbig, y compris AB Aur, et n'ont détecté de champ supérieur à 100 G pour seulement 4 d'entre elles. Le rayon de troncation, qui est proportionnel à  $(B_*^4 / \dot{M}^2)^{1/7}$ , est par conséquent très mal déterminé. Avec les valeurs de taux d'accrétion et de champs magnétiques obtenus dans la littérature, nos calculs donnent des rayons de troncation inférieurs au rayon stellaire (au maximum 0,0008 UA). Nous ne considérons par conséquent aucune valeur de  $R_t$ . Puisque le fait que  $R_t < R_c$  conditionne l'existence de colonnes d'accrétion, nous pouvons considérer que la zone où l'accrétion est possible est limitée entre  $R_*$  et  $R_c$ , ie entre 0,013 UA et 0,030 UA. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 32.

### § 3. Éléments d'interprétation

Si on considère l'accrétion comme seule responsable de l'émission de la raie  $\text{Br}_{\gamma}$  et que l'on considère  $R_*$  et  $R_c$  comme limitant la zone d'accrétion magnétosphérique (puisque  $R_c$  est la valeur maximale possible pour  $R_t$  pour ce type d'accrétion), l'émission  $\text{Br}_{\gamma}$  est confinée à

l'intérieur du bord interne du disque de poussière, entre 0,013 UA et 0,030 UA (*ie* 0,18 et 0,4 millisecondes d'angle respectivement). Dans ce cas, on s'attend à une augmentation considérable de la visibilité mesurée par AMBER au niveau de la raie puisque la taille caractéristique de la zone émissive en  $\text{Br}_\gamma$  est beaucoup plus petite que la partie responsable de l'émission du continu, ce qui n'est pas observé.

Une autre possibilité est que la raie  $\text{Br}_\gamma$  soit émise par du gaz ionisé optiquement mince présent dans la cavité à l'intérieur du rayon de sublimation des poussières, jusqu'au rayon de troncation du disque d'accrétion. Dans ce cas, la zone responsable de l'émission de la raie serait contenue entre  $R_t$  et  $R_{in}$ , avec  $R_t < R_c$ . Une augmentation de la visibilité est aussi attendue dans un tel scénario, même si son amplitude devrait être moins grande, si on fait l'hypothèse grossière d'une répartition uniforme du gaz émettant dans la raie entre ces deux rayons. Il se peut, par contre, qu'il s'agisse d'un anneau de gaz présent spécifiquement à côté du bord interne du disque de poussière, comme le suggèrent Brittain *et al.* (2003) à partir des émissions de CO.

Enfin, la raie  $\text{Br}_\gamma$  pourrait être émise par de la matière en expansion sous la forme d'un vent. Boehm *et al.* (1996) rapportent à ce propos les observations de spectres riches avec notamment le triplet de CaII, la raie de l'Helium I, et la raie  $\text{H}_\alpha$  en PCygni : un vent présent sur une plus grande échelle est donc présent. Ceci dit, Brittain *et al.* (2007) considèrent que l'émission  $\text{Br}_\gamma$  ne peut provenir d'un vent stellaire puisque la raie ne présente pas d'absorption décalée vers le bleu comme dans la raie  $\text{H}_\alpha$ . Il est possible qu'elle soit alors émise par un vent de disque (Ferreira *et al.* 2006) au niveau du bord interne du disque de poussière. L'étude et la modélisation de ces scénarios restent à achever.

## 6. Conclusion

Alors que la variation des visibilités mesurées sur MWC297 (HBe) à travers la raie  $\text{Br}_\gamma$  peut être interprétée par un vent en expansion, les observations effectuées sur AB Aur (HAe) ne montrent aucun changement de visibilité : le gaz émettant dans la raie se situe près du bord interne du disque de poussière. Les origines de la formation de cette raie semblent donc être de différentes natures entre la Herbig Be et la Herbig Ae. De la même manière, la structure de la distribution des poussières émettant dans l'infrarouge moyen est différente : pour MWC297, elle a été modélisée avec succès en utilisant un disque d'accrétion standard dont le rayon interne peut être situé à quelques rayons stellaires de l'étoile alors que pour AB Aur, le meilleur modèle de disque situe le bord interne du disque à la température de sublimation des poussières et considère le flux diffusé.

Afin de pouvoir contraindre les phénomènes de perte de masse et d'accrétion en fonction des propriétés stellaires, il est nécessaire de combiner plusieurs techniques observationnelles permettant d'accéder à des contraintes complémentaires (tant au niveau de la géométrie que des phénomènes) sur l'environnement de ces étoiles. Des données interférométriques additionnelles, avec notamment des mesures de clôtures de phase dispersées spectralement, associées à des mesures spectroscopiques à une haute résolution apporteront de nouvelles informations sur les phénomènes en jeu dans les zones internes autour des étoiles de Herbig.



# 8

## Etude de la multiplicité de FU Orionis

### Plan du chapitre

1. FU Orionis .....	148
2. Observations et réduction de données .....	151
§ 1. <i>IOTA</i> .....	151
§ 2. <i>La réduction des données</i> .....	152
§ 3. <i>Les observations</i> .....	154
3. Résultats .....	155
§ 4. <i>Les visibilitées</i> .....	155
§ 5. <i>Les clôtures de phase</i> .....	156
4. Analyse .....	157
§ 6. <i>Ecartis aux prédictions</i> .....	158
§ 6.1. <i>Ecartis à la prédiction de Malbet et al. (2005)</i> .....	159
§ 6.2. <i>Ecartis à la centro-symétrie</i> .....	159
§ 7. <i>Ajustement par un modèle de binaire</i> .....	160
§ 7.3. <i>Le modèle</i> .....	160
§ 7.4. <i>Les ajustements</i> .....	160
§ 8. <i>Dynamique des observations</i> .....	163
5. Conclusion et perspectives .....	164

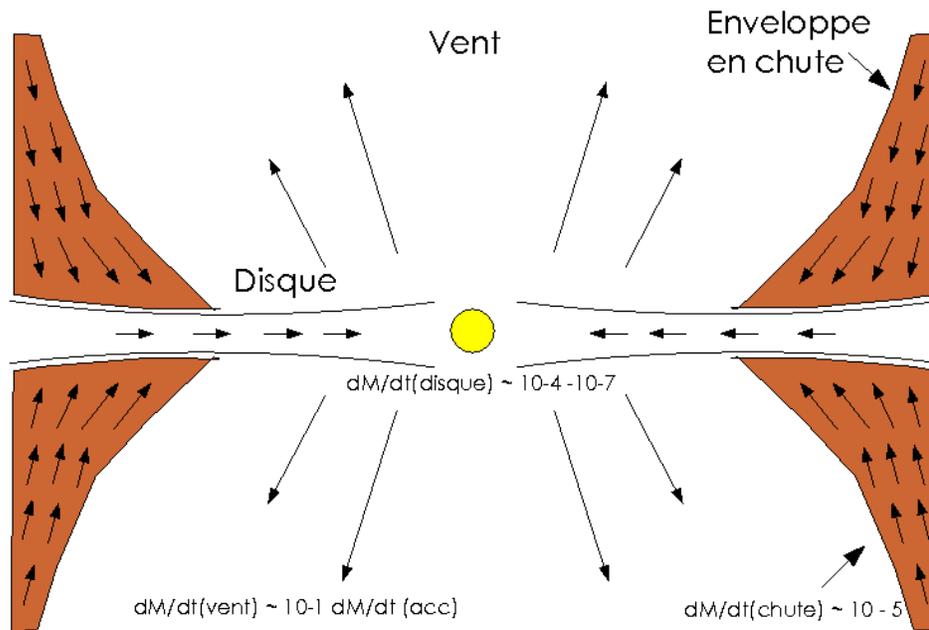


FIG. 74. Vue schématique de l'environnement des FU Ors. Adaptée de Hartmann & Kenyon (1996).

## 1. FU Orionis

• **Les FU Ors.** FU Orionis, située à 450 pc, est le prototype d'une petite classe d'objets, appelés les FU Ors. La particularité principale de ces sources est qu'elles présentent des éruptions avec une forte augmentation de leur luminosité de plusieurs magnitudes sur des temps relativement courts (de  $\sim 1$  à 20 ans), suivies d'une diminution lente de leur luminosité sur plusieurs décennies (50-100ans) (Herbig (1977); Hartmann & Kenyon (1985)). Du fait de leurs associations avec des régions de formation stellaire et de la détection d'un fort excès d'émission dans l'infrarouge dû à la poussière circumstellaire, les FU Ors sont des objets jeunes (Goodrich (1987)). Ces objets ont par ailleurs des caractéristiques bien particulières : le spectre optique correspond à l'émission d'atmosphères de géantes de types spectraux F-G alors que le spectre dans l'infrarouge proche est celui de supergéantes de types spectraux K-M. Ce dernier est dominé par des bandes de CO en forte absorption. D'autres éléments spectraux caractérisent clairement ces objets : par exemple, les raies de Balmer, en particulier  $H_{\alpha}$ , présentent une forte absorption et sont déplacées vers le bleu de plusieurs centaines de kilomètres par seconde (Bastian & Mundt 1985). Les raies optiques et infrarouges présentent des pics dédoublés, et leurs largeurs varient avec la longueur d'onde. Cette observation a été interprétée comme la signature d'une rotation différentielle.

Le scénario le plus généralement accepté est que ces objets sont des étoiles T Tauri entourées d'un disque d'accrétion (Hartmann & Kenyon (1985)). Ces systèmes subissent alors des périodes où le taux d'accrétion augmente de manière considérable (de  $\sim 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ , valeurs typiques pour les étoiles T Tauri, jusqu'à des valeurs de l'ordre de  $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ ). Pendant ces époques le disque est très brillant et domine la luminosité du système d'un facteur 100-1000 par rapport à l'étoile (Hartmann & Kenyon (1996)).

La modélisation de la distribution spectrale d'énergie, de la forme des raies d'absorption, caractéristique d'un disque en rotation, appuient cette théorie. Par ailleurs, la variation du

type spectral en fonction de la longueur d'onde indique que ces disques sont suffisamment chauds pour générer des raies photosphériques et pour générer leur chaleur de manière interne. L'environnement dans lequel évoluent ces étoiles est donc complexe, avec une enveloppe en effondrement alimentant l'accrétion à travers un disque circumstellaire avec un taux d'effondrement inférieur à  $10^{-5}M_{\odot}.an^{-1}$  et un vent de disque éjectant environ 10% de la masse accrétée (Hartmann & Calvet (1995)). La figure 74 schématise cet environnement.

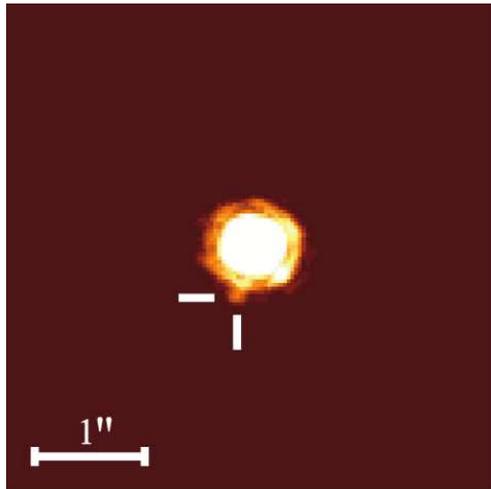
Il a été proposé que toutes les étoiles T Tauri passent par une phase de type FU Or. La majeure partie de la masse d'une étoile T Tauri classique doit être accrétée à travers le disque d'accrétion, reliquat de l'effondrement d'un nuage protostellaire en rotation, mais la plupart des T Tauri n'ont pas des taux d'accrétion suffisamment élevés pour construire une étoile de faible masse sur des échelles de temps de l'ordre de quelques millions d'années. Une phase FU Or pourrait donc être une solution. De plus, un nombre de plus en plus grand d'objets jeunes présentent des caractéristiques communes avec les FU Ors (Aspin & Reipurth (2003)).

- **L'origine des éruptions.** Pour déclencher ces éruptions, plusieurs scénarios ont été suggérés, avec des instabilités dans le disque comme origine de ces explosions.

Des instabilités visqueuses thermiques dans le disque, alimenté par une enveloppe en effondrement, ont été proposées comme solution par Bell & Lin (1994). Afin de générer de telles instabilités, une température élevée supérieure à  $10^4K$ , impliquant de grandes densités de surface et par conséquent de grandes profondeurs optiques, est nécessaire. Les instabilités sont produites lorsque la chaleur est efficacement piégée à l'intérieur du disque et que le refroidissement ne peut pas compenser le chauffage visqueux. N'importe quelle perturbation de l'équilibre entre refroidissement radiatif et chauffage visqueux peut donc être à l'origine d'une augmentation radicale du taux d'accrétion.

Une source d'instabilités a été plus particulièrement étudiée : **la multiplicité**. En effet, pour générer de telles instabilités à l'origine des éruptions, Bonnell & Bastien (1992) ont proposé des interactions de marées dans les systèmes multiples où l'explosion résulterait du passage au périastre d'un système très excentrique. Clarke & Armitage (2003) ont montré que la présence d'un compagnon, ou d'une planète massive enfouie dans le disque, produirait une modulation périodique des raies photosphériques en absorption. La période observée dans FU Orionis correspondrait à une orbite avec un demi-grand axe à  $10 R_{\odot}$ , distance à laquelle la présence d'une planète massive responsable du déclenchement de l'instabilité est attendue. En suivant cette idée, Lodato & Clarke (2004) ont étudié les interactions entre le disque d'accrétion et une planète massive. Ils ont montré qu'elles produiraient naturellement des éruptions avec des changements abrupts de luminosité sur environ une année, comme ceux observés dans les photométries de FU Orionis et V1057Cyg. L'accumulation de matière au niveau de la position du compagnon produirait une instabilité thermique dans le disque. Des preuves observationnelles de la multiplicité des FU Ors peuvent apporter des contraintes à ces scénarios.

A partir d'observations avec l'optique adaptative du télescope Subaru, Wang *et al.* (2004) ont détecté un compagnon faible autour de FU Ori (contraste de brillance de 4 magnitudes). Ce compagnon est situé à  $0,50 \pm 0,03''$  (soit  $225 \pm 14UA$ ) et orienté à  $160,8 \pm 3,0^{\circ}$  (Figure 75). Ce compagnon est très probablement une étoile pré-séquence principale avec une masse de  $1,1 M_{\odot}$ . Ce résultat a par la suite été confirmé par Reipurth & Aspin (2004) qui ont obtenu des mesures photométriques et spectroscopiques dans l'infrarouge sur le compagnon mettant en évidence un excès clair dans ces longueurs d'onde ainsi qu'un type spectral K. Ces auteurs suggèrent par



**Fig. 75.** Image de FU Orionis obtenue en optique adaptative dans la bande K (Wang *et al.* 2004). Le compagnon situé à 0,5'' est signalé par des tirets blancs.

ailleurs que FU Orionis est une binaire serrée avec un compagnon situé à moins de 10UA et dans ce cas, l'étoile serait le troisième membre d'un système triple. De plus, ils proposent la possibilité que les évènements FU Ors représentent une étape dans la formation d'une binaire proche avec des éruptions aux passages par le périastre. L'absence de jets dans la majorité des FU Ors serait alors due au fait que les binaires proches ont perdu l'organisation des champs magnétiques nécessaire pour la collimation de matière sous forme d'un jet. Le compagnon détecté en optique adaptative n'est probablement pas responsable des éruptions parce que sa séparation est trop grande. **Afin de vérifier ces hypothèses et de détecter l'éventuelle présence d'un compagnon, stellaire ou planétaire, à quelques unités astronomiques, il est nécessaire d'accéder à une résolution angulaire d'une dizaine de millisecondes d'angle que seule l'interférométrie optique peut aujourd'hui apporter.**

Après les premiers résultats interférométriques de Berger *et al.* (2000), Malbet *et al.* (2005) ont observé FU Orionis avec les interféromètres IOTA, PTI et VLTI sur un total de 10 bases entre 1998 et 2003, et ont marginalement détecté à 2- $\sigma$  la présence d'un compagnon proche ou d'une tache à la surface du disque d'accrétion. Ils basent cette conclusion sur l'observation d'une oscillation au maximum de 10% dans les visibilitées en bande K sur une base de PTI (base dite 'Nord-Sud' de 110m de long). Leur modèle ajustant au mieux les observations est un disque d'accrétion standard, résolu par PTI (incliné de  $i = 48^{+9}_{-10}$  et orienté selon un angle de position  $\Omega = 8^{+21}_{-21}$ ), mais présentant une tache non résolue située à une distance de  $10 \pm 1$ UA de l'étoile centrale et orientée selon un angle de position de  $130^\circ \pm 1^\circ$ . Leurs données de 1998, 1999 et 2000 sont compatibles avec la détection d'un mouvement presque radial à une vitesse de  $1,2 \pm 0,6$  UA/an, alors que les données de 2003 ne peuvent pas contraindre les paramètres de l'objet. Leur meilleur ajustement détermine une différence de magnitude de 3,6 en bande H. Ceci dit, les paramètres issus de leur meilleur ajustement sont à prendre avec précaution parce que beaucoup de solutions acceptables aboutissent à des valeurs radicalement différentes. Par ailleurs, la solution avec la tache n'est pas statistiquement meilleure que les autres solutions qui ne présentent pas une telle caractéristique.

En utilisant les trois télescopes de l'interféromètre IOTA, il est possible d'avoir accès à des mesures de clôture de phase. Ces mesures fournissent une information sur la phase de l'objet observé et donnent donc une indication sur la répartition du flux cohérent mesuré. Obtenir des mesures de clôture de phase permet donc d'étudier l'asymétrie en brillance des FU Ors et donc

l'éventuelle présence d'un compagnon proche. En effet, la signature d'une binaire en clôture de phase est d'autant plus nette que la différence de flux est faible. A partir de telles observations sur FU Orionis, nous avons cherché à poser la question de l'existence d'un compagnon proche en estimant un degré de confiance dans une telle prédiction à partir de mesures interférométriques sur IOTA.

## 2. Observations et réduction de données

### § 1. IOTA

L'interféromètre IOTA, aujourd'hui démonté, était constitué de trois télescopes (des sidérostats de 45cm de diamètre) pouvant être positionnés sur 17 stations réparties le long de deux bras orthogonaux formant un L de dimensions 15m x 35m. Les télescopes nommés A et C peuvent être positionnés le long du bras de 35m alors que le troisième télescope, nommé B, peut être déplacé le long du bras de 15m. La base séparant deux faisceaux qui interfèrent est donc comprise entre 5 et 38m permettant d'atteindre une résolution comprise maximale de  $\sim 9$  millisecondes d'angle. Un miroir plan actif permet de corriger des effets de *tip-tilt*. Les faisceaux sont transportés depuis le télescope jusqu'au cœur de la recombinaison (avec codage temporel) par des lignes à retard qui sont placées sous vide. Une grande ligne à retard compense la différence des chemins optiques globale entre faisceaux et une petite ligne à retard assure cette égalité en temps réel en compensant le mouvement apparent de l'étoile dû à la rotation de la Terre. Un actuateur piézoélectrique module temporellement la différence de marche.

La recombinaison a lieu à l'intérieur du composant d'OI, IONIC3, fabriqué par le LETI, présentant 3 entrées et 6 sorties en opposition de phase deux à deux. Un schéma du composant peut être trouvé en Figure 76. Ce recombineur n'a pas de voies dédiées à l'enregistrement des variations de photométries, celles-ci étant calculées directement à partir des interférogrammes comme dans la section § 4.4 du chapitre 4. La lumière provenant de chaque télescope A, B, ou C, est injectée dans une fibre monomode, l'ensemble des fibres étant ensuite aligné dans une nappe collée au composant d'OI afin d'assurer une injection optimisée dans les guides d'onde. Le circuit optique sépare la lumière provenant de chaque télescope avant de recombinaison les sous-faisceaux avec ceux provenant des deux autres télescopes dans des coupleurs, qui jouent le rôle d'une séparatrice en optique classique. Les recombinaisons se font donc par paire (AB, BC, AC). A la sortie de chaque coupleur, deux interférogrammes en opposition de phases sont modulés temporellement permettant l'enregistrement de systèmes de franges sur le détecteur. La limite

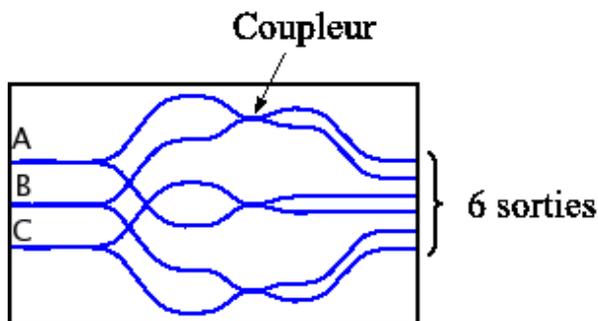


FIG. 76. Composant recombineur de 3 télescopes en bande H installé sur IOTA de 2002 à 2006.

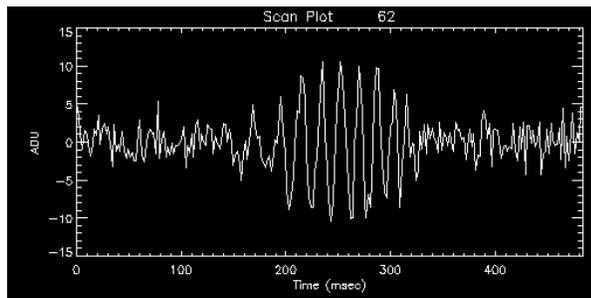


FIG. 77. Franges typiques obtenues sur FU Orionis sur une base.

de magnitude atteignable avec cet ensemble IONIC3/IOTA est de 7 en bande H, ce qui permet l'observation de FU Orionis (de magnitude 5,7).

Chaque mesure interférométrique rassemble un ensemble d'étapes comprenant :

- une acquisition avec les trois obturateurs fermés, empêchant les faisceaux provenant des trois télescopes de se propager à l'intérieur du composant. Cette étape permet de déterminer le courant d'obscurité que le détecteur mesure constamment;
- trois acquisitions successives laissant passer uniquement un faisceau sur les trois. Ces étapes permettent de déterminer la répartition des flux à l'intérieur du composant, et de calculer la matrice dite des *kappa* pour le calcul de la photométrie instantanée (voir la section § 4.4 du chapitre 4);
- une acquisition avec tous les faisceaux se recombinant à l'intérieur du composant d'OI, étape permettant le calcul des visibilités et clôtures de phase.

Chaque observation de l'objet scientifique est précédée puis suivie de l'observation d'un étalon de référence non résolu (calibrateur), angulairement proche ( $< 10^\circ$ ), de brillance et type spectral proches de celui de la source étudiée, et dont le diamètre est précisément connu.

## § 2. La réduction des données

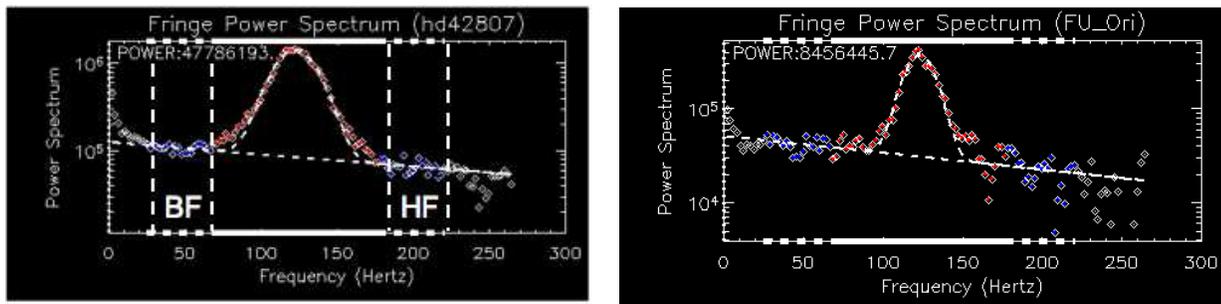
• **Principe.** Pour la réduction de données, j'ai utilisé un logiciel en langage *IDL*, développé par J. Monnier. Ce logiciel est basé sur la mesure du spectre de puissance de chaque interférogramme pour déterminer la visibilité, comme proposé dans Coudé Du Foresto *et al.* (1997), après correction des fluctuations d'intensité et soustraction de plusieurs biais instrumentaux dûs aux bruits de lecture, fluctuations résiduelles d'intensité, et bruits de photons (Perrin 2003). Un suiveur de franges en temps réel (Pedretti *et al.* 2005) permet d'obtenir une égalisation des chemins optiques pour cophaser les interférogrammes obtenus sur les trois bases, garantissant des mesures de clôture de phase correctes. Celles-ci sont estimées en sommant les phases individuelles des trois systèmes de franges obtenues sur les trois bases d'IOTA. Ce calcul suit la méthode présentée dans Baldwin *et al.* (1996). Chaque mesure est une moyenne de 200 interférogrammes.

• **Étapes de la réduction.** Plus précisément le logiciel utilisé suit les étapes suivantes :

- (1) A partir des données brutes, il y a création d'un fichier récapitulatif, par nuit d'observation, donnant toutes les informations sur les enregistrements : noms de l'étoile et des calibrateurs, mode de lecture du détecteur, désignation des fichiers correspondants;

- (2) A partir des mesures photométriques et de fond, la matrice des  $kappa$ , donnant la répartition des flux à l'intérieur du composant d'OI, est calculée. Les déséquilibres de flux vont être corrigés ultérieurement à partir de cette matrice;
- (3) Les interférogrammes ainsi que les densités spectrales de puissance correspondantes sont visualisés. Cette étape permet d'effectuer une sélection visuelle des interférogrammes de bonne qualité et de supprimer ceux qui sont corrompus. En effet, ceux qui ont subi un décalage brusque de la différence de marche, par exemple, à cause du piston atmosphérique différentiel sont alors partiellement visibles, et ils sont supprimés lors de cette étape. De même, lorsque les franges n'existent pas sur certains fichiers, la densité de puissance correspondante est nulle. Les interférogrammes concernés sont alors supprimés. La figure 77 montre un interférogramme typique obtenu sur une base de IOTA sur FU Orionis;
- (4) La densité spectrale moyennée sur les interférogrammes sélectionnés est ensuite visualisée et ajustée par une gaussienne. Le niveau de fond (dû au bruit de lecture, bruit de photons et à un terme de photométrie résiduel) est estimé en ajustant une loi de puissance entre les mesures à basses et hautes fréquences, puis soustrait aux valeurs de la densité spectrale de puissance. La figure 78 présente un exemple de densité spectrale correspondant à FU Orionis et à son calibrateur HD42807 : les parties rouges correspondent aux intensités de densité spectrale à ajuster pour déterminer les visibilités alors que les bleues sont les parties à basses et hautes fréquences (BF et HF, respectivement), hors du pic dû aux franges, qui permettent d'estimer le niveau de fond;
- (5) Des visibilités non calibrées des variations photométriques, ainsi que des clôtures de phase sont obtenues pour chaque source. Les premières résultent de l'intégration de la densité spectrale de puissance (corrigée du fond) sur la largeur du pic. Les deuxièmes sont calculées en formant un bispectre en considérant trois systèmes de franges, issus des mesures sur les trois bases, cophasés par le suiveur de frange. Le bispectre est obtenu par le produit complexe des transformées de Fourier (*ie* spectre) de chaque interférogramme, en imposant une condition de clôture de fréquence pour considérer un triangle fermé et utiliser la propriété des clôtures de phase d'annuler les phases aléatoires dues à l'atmosphère. Par ailleurs, le calcul est effectué en faisant l'hypothèse que la fenêtre temporelle dans laquelle est calculée la clôture de phase est inférieure au temps de cohérence afin de maintenir les phases des franges stables lors des mesures (*ie* la turbulence est figée dans ces intervalles) (Hale *et al.* 2003).
- (6) La calibration photométrique est appliquée aux mesures, et des visibilités et clôtures de phase non calibrées sont obtenues;
- (7) Les mesures obtenues sur le calibrateur sont corrigées en tenant compte de son diamètre connu afin de déterminer la fonction de transfert de l'interféromètre et obtenir des visibilités calibrées des effets instrumentaux. Les clôtures de phase calibrées sont obtenues en soustrayant la clôture de phase du calibrateur, non résolu, et par conséquent centro-symétrique. Cette valeur donne directement accès à la clôture de phase instrumentale.

La difficulté de cette méthode réside dans l'estimation du fond de la densité spectrale de puissance. En effet, dans le cas du calibrateur pour lequel le rapport signal-à-bruit est élevé,



**FIG. 78.** Densités spectrales de puissance typiques pour FU Orionis (à droite) et son calibrateur (HD42807, à gauche) sur une même base. Les parties à basses et hautes fréquences servant à estimer le fond de la densité spectrale sont spécifiées BF et HF respectivement sur la figure de gauche.

à la fois les parties à basses ( $\sim 50\text{Hz}$ ) et hautes fréquences ( $\sim 200\text{Hz}$ ) sont clairement définies (voir Figure 78, à gauche), permettant un ajustement correct du pic de densité. Par contre, pour FU Orionis, le signal à haute fréquence est très bruité et l'estimation du fond en est affectée. Pour ces observations, il est délicat d'ajuster le pic de la densité spectrale. Cette incertitude à haute fréquence entraîne une mauvaise estimation du fond qui engendre une erreur dans le calcul de la densité spectrale de puissance due à l'interférogramme uniquement. La visibilité résultante est par conséquent bruitée. Par ailleurs, la caractérisation du détecteur à faible flux n'ayant pas été faite, il est possible que le fonctionnement du détecteur dans des régimes à faible flux soit biaisé.

- **Estimation des erreurs.** Les erreurs sur les clôtures de phase sont estimées en prenant la dispersion des mesures sur les 200 interférogrammes. Lors du calcul de la moyenne des données de clôtures de phase par fenêtre d'une demi-heure, en angle horaire, les erreurs sont obtenues en prenant l'inverse de la somme quadratique des inverses des erreurs sur chaque mesure individuelle. Les valeurs de clôtures de phase peuvent être majorées de  $0,5^\circ$  afin de tenir compte d'une éventuelle erreur dues à la chromaticité des fonctions d'OI obtenue lors la calibration avec un calibrateur de type spectral différent.

### § 3. Les observations

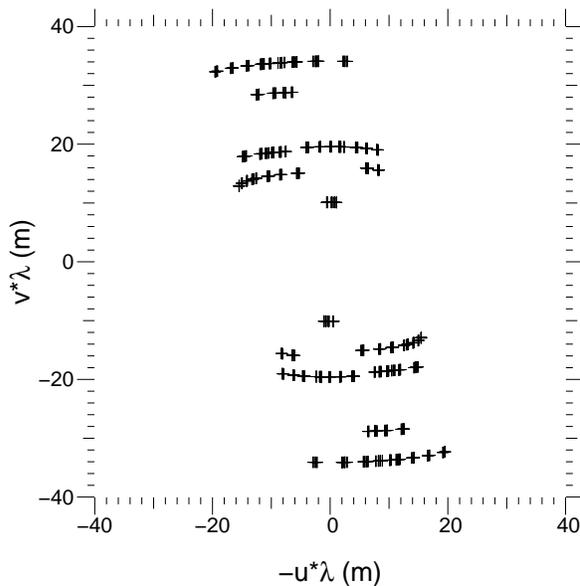
Les observations ont eu lieu lors de deux nuits consécutives en décembre 2002 et en février 2003 dans deux configurations de triplets de télescopes différentes. Afin d'estimer la fonction de transfert instrumentale ainsi que son évolution au cours de la nuit, chaque observation de FU Orionis a été précédée puis suivie de l'observation de calibrateurs. Ceux-ci, HD42807 et HD39099, ne sont pas résolus par IOTA, avec des diamètres respectifs de  $0,45 \pm 0,03$  et  $0,9 \pm 0,1$  millisecondes d'angle. Au total, nous avons obtenu 153 mesures de visibilités (sur l'ensemble des bases) et 44 mesures de clôtures de phase en bande H. Ces dernières ont ensuite été moyennées par intervalles d'une demi heure en angle horaire. Les informations sur les observations sont résumées dans les tableaux 33 et 34.

Ces observations, sur un total de 6 bases, ont permis d'observer FU Orionis selon différentes fréquences spatiales. Le plan  $uv$  obtenu est représenté en Figure 79. Les bases vont de  $\sim 10\text{m}$  jusqu'à  $\sim 38\text{m}$ , permettant d'atteindre une résolution allant de  $\sim 9$  à  $\sim 36$  millisecondes d'angle.

**TAB. 33.** Dates des observations, configurations des télescopes, et calibrateurs utilisés.

Date	Configuration	Calibrateurs
13-14 décembre 2002	A35B15C15	HD42807
16-17 février 2003	A35B05C10	HD42807/HD39099

Objet	Ascension droite	Déclinaison	Magnitude (H)	Type spectral	Diamètre (")
FU Orionis	05 45 22,362	+09 04 12,31	5,7	G3I	
HD42807	06 13 12,5028	+10 37 37,718	4,8	G2V	0,45±0,03
HD39099	05 50 51,3961	+14 02 53,010	4,2	K1III	0,9±0,1

**TAB. 34.** Informations relatives à FU Orionis et ses calibrateurs.**FIG. 79.** Plan  $uv$  résultant des observations de FU Orionis. Les fréquences spatiales ne sont pas échantillonnées de manière uniforme à cause de la géométrie de l'interféromètre.

Le champ de vue des télescopes ( $\sim 0,92$  seconde d'angle) est donné sur la figure 80. Seule une partie de ce champ de vue est sondée de manière cohérente : le champ de vue *interférométrique*  $\Theta$  correspondant aux observations, s'exprime selon :

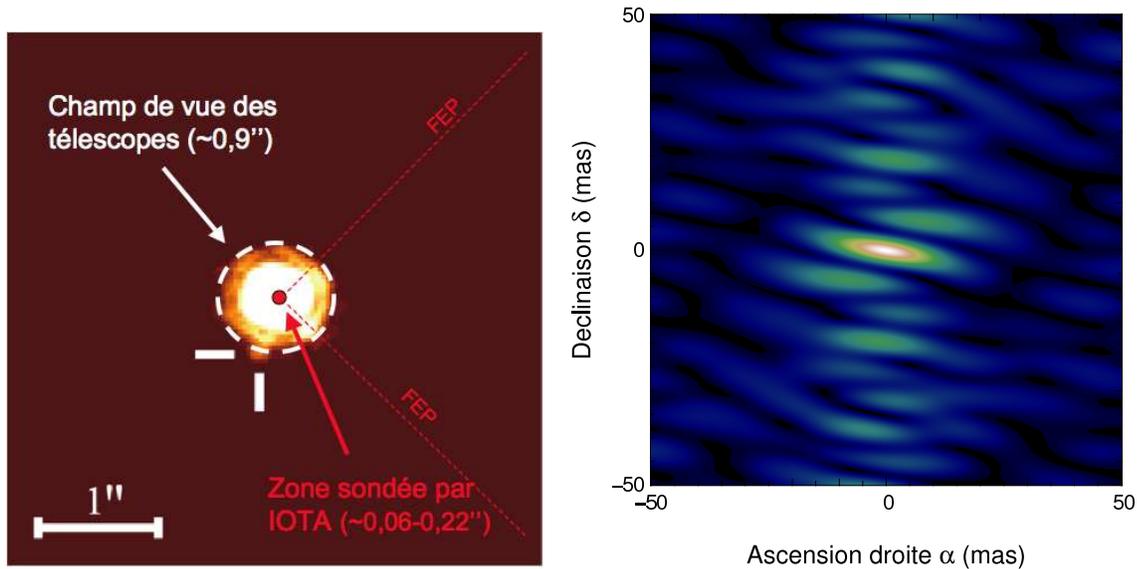
$$\Theta = \frac{\lambda}{B} \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (3.77)$$

où  $\Delta\lambda = 0,15\lambda$  est la largeur de la bande spectrale. Pour des bases allant de 5 à 38m, ce champ vaut entre 60 et 220 millisecondes d'angle. Le plan  $uv$  n'étant pas échantillonné de manière uniforme, la fonction d'étalement de point (FEP) équivalente est allongée (voir Figure 80, à droite).

### 3. Résultats

#### § 1. Les visibilités

Les visibilités carrées calibrées mais non moyennées sont données en Figure 81. Elles sont représentées en fonction de la valeur de la base à gauche, et en fonction de l'angle horaire à



**FIG. 80.** A gauche : sur l'image obtenue en optique adaptative (Wang *et al.* 2004) est ajouté le champ de vue de l'interféromètre IOTA. Chaque télescope voit un champ de vue de 0,9 secondes d'angle centré sur FU Orionis. Les observations interférométriques ne permettent d'observer qu'à certaines fréquences spatiales avec une résolution allant de  $\sim 36$  à  $\sim 9$  millisecondes d'angle, de manière non uniforme dans le champ de vue *interférométrique*. A droite, la fonction d'étalement de point (FEP) des observations sur FU Orionis.

droite. Les valeurs des visibilité carrées moyennées par base sont données dans le tableau 82. Les visibilité carrées calibrées ont des valeurs autour de 1, avec une dispersion allant de 4 à 9 %. Elles sont compatibles avec l'émission d'un point source non résolu, et ne peuvent donc contraindre tout autre modèle plus complexe. Dans le cadre de notre étude de la binarité de FU Orionis, ces visibilité biaisées par un bruit non identifié dans le détecteur n'ont aucun impact sur les paramètres du modèle. Nous avons par conséquent décidé de les rejeter et de baser notre étude uniquement sur les mesures de clôtures de phase.

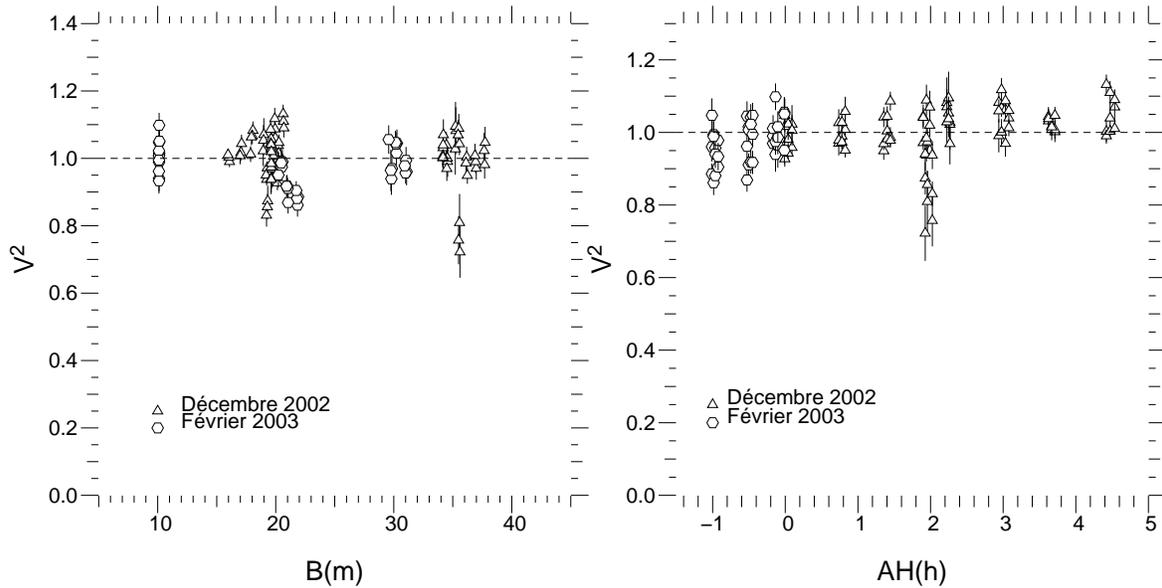
## § 2. Les clôtures de phase

La figure 83 et le tableau 35 présentent l'ensemble des mesures de clôtures de phase obtenues en fonction de l'angle horaire des observations. Un signal clair différent de zéro, notamment pour les angles horaires négatifs, dénotant un écart à la centro-symétrie pour la distribution de brillance, est mesuré. La plus petite erreur sur les mesures est de  $0,6^\circ$ , la plus grande, de  $1,2^\circ$ .

**TAB. 35.** Clôtures de phase moyennées en fonction de l'angle horaire des observations, en décembre 2002 avec la configuration de télescopes A35B15C15, et en février 2003 avec la configuration A35B05C10.

Angle horaire (h)	0	0,8	1,4	2,0	3,0	3,7	4,5
CP - Dec02 ( $^\circ$ )	$0 \pm 0,8$	$0,6 \pm 0,8$	$-1,5 \pm 0,7$	$-0,3 \pm 0,5$	$-0,6 \pm 0,6$	$0,1 \pm 0,6$	$1,2 \pm 0,7$

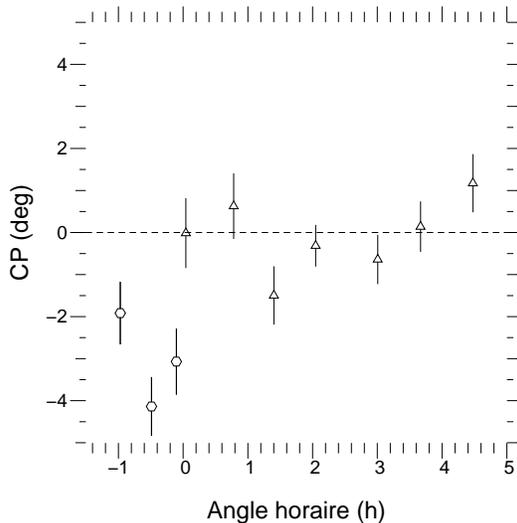
Angle horaire (h)	-1,0	-0,5	-0,1
CP - Fev03 ( $^\circ$ )	$-1,9 \pm 0,7$	$-4,1 \pm 0,7$	$-3,1 \pm 0,8$



**FIG. 81.** Visibilités carrées calibrées (non moyennées) obtenues sur FU Orionis en décembre 2002 et février 2003 en fonction de la base (à gauche) et de l'angle horaire (à droite).

Date	Base (m)	$V^2$
Décembre 2002	$35,5 \pm 1,1$	$0,99 \pm 0,09$
Décembre 2002	$18,7 \pm 1,3$	$0,98 \pm 0,06$
Décembre 2002	$19,9 \pm 0,3$	$1,04 \pm 0,05$
Février 2003	$30,3 \pm 0,5$	$0,99 \pm 0,04$
Février 2003	$21,1 \pm 0,6$	$0,92 \pm 0,04$
Février 2003	$10,1 \pm 0,1$	$1,00 \pm 0,04$

**FIG. 82.** Visibilités carrées calibrées moyennées par base d'observation. Ces valeurs sont proches de 1 avec une incertitude introduite par le mauvais comportement du détecteur à faible flux.



**FIG. 83.** Mesures moyennes de clôtures de phase obtenues sur FU Orionis avec l'interféromètre IOTA entre décembre 2002 avec la configuration de télescopes (A35B15C15; cercles) et février 2003 avec le triplet (A35B05C10; triangles).

## 4. Analyse

L'étude de Malbet *et al.* (2005) sur l'émission de FU Orionis dans l'infrarouge proche par des mesures interférométriques a mis en évidence la présence d'un disque d'accrétion. Celui-ci n'est pas résolu par IOTA et nous avons vérifié que son orientation n'a pas d'influence sur les

clôtures de phase. Nous ne l'étudierons pas dans notre analyse des mesures obtenues par cet interféromètre. Par ailleurs, suite aux travaux de Berger *et al.* (2000), Malbet *et al.* (2005) ont tenté d'ajuster les visibilités qu'ils ont mesurés, et notamment l'oscillation observée sur la base NS de PTI, par un modèle combinant un disque d'accrétion standard et un point source non résolu par l'interféromètre. Ce dernier peut représenter un compagnon ou un point chaud à la surface du disque. Ce modèle est statistiquement plus probable que le premier. Le meilleur ajustement donne des paramètres pour la binaire du tableau 36. Le compagnon serait situé à  $\sim 10\text{UA}$ , orienté selon un angle de position de  $130^\circ$ , avec  $\Delta H 3,6$ . Une telle prédiction résulte en un signal de clôtures de phase différent de zéro aux bases de IOTA. En effet, la binaire ne produit pas une distribution de brillance centro-symétrique, et de telles mesures peuvent permettre de valider ou d'infirmer la présence d'un compagnon proche.

Nous avons donc effectué de telles observations (voir § 2) que je confronte, dans la suite de ce chapitre, à un modèle géométrique simple de binaire. Pour cela, je discute la capacité d'un interféromètre comme IOTA à détecter des binaires de rapports de flux croissants.

**TAB. 36.** Paramètres issus du meilleur ajustement d'un modèle combinant un disque d'accrétion standard et un point non résolu (Malbet *et al.* (2005)). Le point source est distant de  $\rho$ , orienté selon un angle de position  $\theta$  et présente des différences de magnitudes  $\Delta H$  et  $\Delta K$  avec l'étoile centrale.

$\rho$ (UA)	$\theta$ ( $^\circ$ )	$\Delta K$	$\Delta H$
$10 \pm 1$	$130 \pm 1$	3,9	3,6

## § 1. Ecarts aux prédictions

Nous définissons ici deux quantités que nous utiliserons couramment dans la suite du chapitre : le terme de  $\chi^2$  et sa probabilité (en anglais, *goodness of fit*).

Le  $\chi^2$  réduit ( $\chi_r^2$ ) s'écrit :

$$\chi_r^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(CP_{mod} - CP_{mes})^2}{\sigma_{CP_{mes}}^2} \quad (1.78)$$

où  $N$  est le nombre de degrés de liberté.

Parce que nous suspectons les erreurs sur la clôture de phase d'être surestimées, nous ne considérons pas l'erreur additionnelle conservatrice de  $0,5^\circ$  pour la suite du travail. Il a par ailleurs été vérifié que les ajustements des modèles n'en étaient pas influencés. De la même façon, moyenner ou non les mesures de clôture de phase ne change rien aux ajustements et leurs paramètres. Nous choisissons de considérer dans la suite du chapitre uniquement les données non moyennées.

Le terme de *goodness of fit* ou probabilité d'un  $\chi^2$  est défini selon :

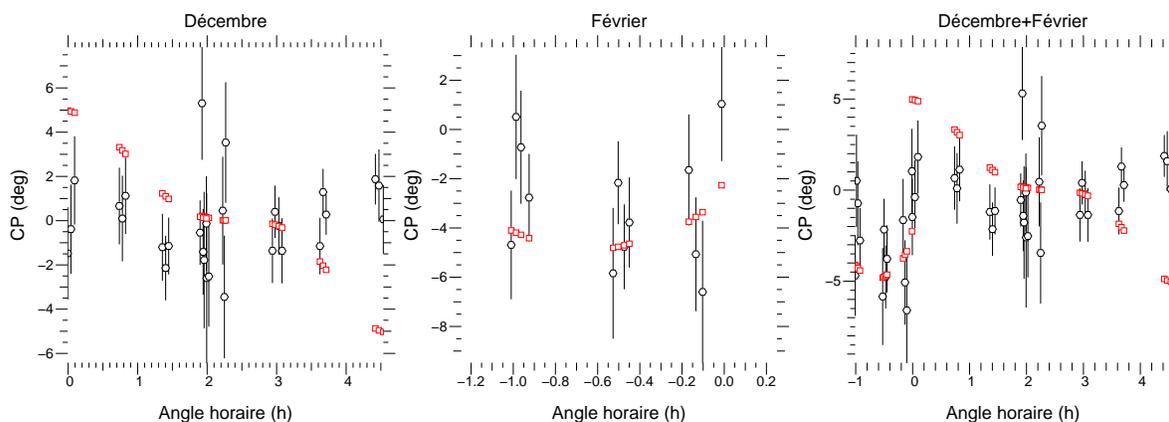
$$P(\chi^2; N) = \int_{\chi^2}^{\infty} P(\chi'^2; N) d\chi'^2 \quad (1.79)$$

avec

$$P(\chi'^2; N) = \frac{2^{-N/2}}{\Gamma(N/2)} \chi'^{(N-2)} e^{-\chi'^2/2} \quad (1.80)$$

Date	$\chi_r^2$	$P_{\chi^2}$
Décembre 02	4,5	$7 \cdot 10^{-15}$
Février 03	1,2	0,27
Décembre 02 + Février 03	3,5	$2 \cdot 10^{-13}$

**FIG. 84.** Valeurs de  $\chi_r^2$  minimum et des probabilités correspondantes ( $P_{\chi^2}$ ) par rapport aux clôtures de phase prédites par le meilleur modèle de Malbet *et al.* (2005).



**FIG. 85.** Les clôtures de phase mesurées sur IOTA, en ronds noirs, sont comparées aux prédictions du meilleur modèle pour le compagnon proche de Malbet *et al.* (2005) (carrés rouges). De gauche à droite : pour les données de décembre 2002, de février 2003 ou de l'ensemble.

où  $N$  est le nombre de degré de liberté et  $\Gamma$  est la fonction *gamma* classique. Il s'agit de la probabilité qu'une fonction décrivant réellement un ensemble de  $N$  données donne une valeur supérieure ou égale à  $\chi^2$ . Ce terme fournit la probabilité qu'un  $\chi^2$  a de se produire *ie* qualifie la qualité d'ajustement d'un modèle statistique à un ensemble de données (Barlow 1989).

### § 1.1. *Ecarts à la prédiction de Malbet et al. (2005)*

A partir des prédictions de Malbet *et al.* (2005), nous obtenons les valeurs de  $\chi_r^2$  et les probabilités correspondantes résumées dans le tableau 84. Alors que les données obtenues en février 2003 uniquement sont correctement ajustées par leur prédiction ( $\chi_r^2 \sim 1,2$  avec une probabilité de 27%), les observations de décembre 2002 ainsi que la combinaison de l'ensemble des données ne s'accordent pas sur ce modèle pour le compagnon proche. La figure 85 présente les mesures obtenues sur IOTA (en noir) ainsi que les clôtures de phase prédites par le meilleur modèle de Malbet *et al.* (2005) (symboles carrés), en ne considérant que les données IOTA de décembre 2002, de février 2003, individuellement, ou combinées (de gauche à droite).

### § 1.2. *Ecarts à la centro-symétrie*

Compte tenu de la dispersion des points mesurés, il est intéressant de quantifier l'écart à une distribution centro-symétrique, comme l'émission d'un point source unique qui correspondrait simplement à l'émission non-résolue du disque d'accrétion. Le tableau 86 donne les valeurs de  $\chi_r^2$  ainsi que les probabilités correspondantes. Les données de décembre 2002 sont compatibles avec un point source ( $\chi_r^2 \sim 0,8$  et  $P_{\chi^2} \sim 70\%$ ), ce qui n'est pas étonnant puisque les valeurs de clôtures de phase pour cette période oscillent autour de 0. Par contre, les valeurs négatives obtenues en février 2003 ne sont pas compatibles avec l'émission d'un point source unique. Dans

Date	$\chi_r^2$	$P_{\chi^2}$
Décembre 02	0,8	0,7
Février 03	1,5	0,02
Décembre 02 + Février 03	3,1	$2 \cdot 10^{-4}$

**FIG. 86.** Valeurs de  $\chi_r^2$  minimum et des probabilités correspondantes ( $P_{\chi^2}$ ) par rapport à la clôture de phase nulle prédite pour un point source (ou un disque non résolu).

la section suivante, je présente l'ajustement d'un modèle géométrique d'une binaire à l'ensemble des données obtenues sur IOTA.

## § 2. Ajustement par un modèle de binaire

### § 2.1. Le modèle

Nous considérons un modèle géométrique simple constitué de deux étoiles, de flux  $P_1$  et  $P_2$ , et visibilité complexes  $v_1$  et  $v_2$ . Le rapport de flux entre ces deux étoiles est noté  $r$ . Avec ces notations, la visibilité complexe de l'ensemble peut s'écrire :

$$v = \frac{P_1 v_1 + P_2 v_2}{P_1 + P_2} = \frac{|v_1| + r|v_2| e^{-\frac{2i\pi}{\lambda}(u\Delta\alpha + v\Delta\beta)}}{1 + r} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda}(u\alpha_1 + v\beta_1)} \quad (2.81)$$

où  $r = \frac{P_2}{P_1}$ ;  $u, v$  sont les fréquences spatiales aux bases considérées et  $\alpha_{1,2}, \beta_{1,2}$  les coordonnées des sources 1 et 2 dans le ciel ( $\Delta\alpha, \Delta\beta$  sont les différences de leurs coordonnées). Lorsque l'on considère deux étoiles non résolues individuellement par l'instrument, la visibilité complexe finale du système peut s'écrire :

$$v = \frac{1 + r e^{-\frac{2i\pi}{\lambda}(u\Delta\alpha + v\Delta\beta)}}{1 + r} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda}(u\alpha_1 + v\beta_1)} \quad (2.82)$$

Les clôtures de phase du modèle de binaire sont alors obtenues en prenant la phase du bispectre  $B$ , produit complexe des visibilité sur chaque base du triangle :

$$CP = \text{atan} \left( \frac{\text{Im}(B)}{\text{Re}(B)} \right) \quad (2.83)$$

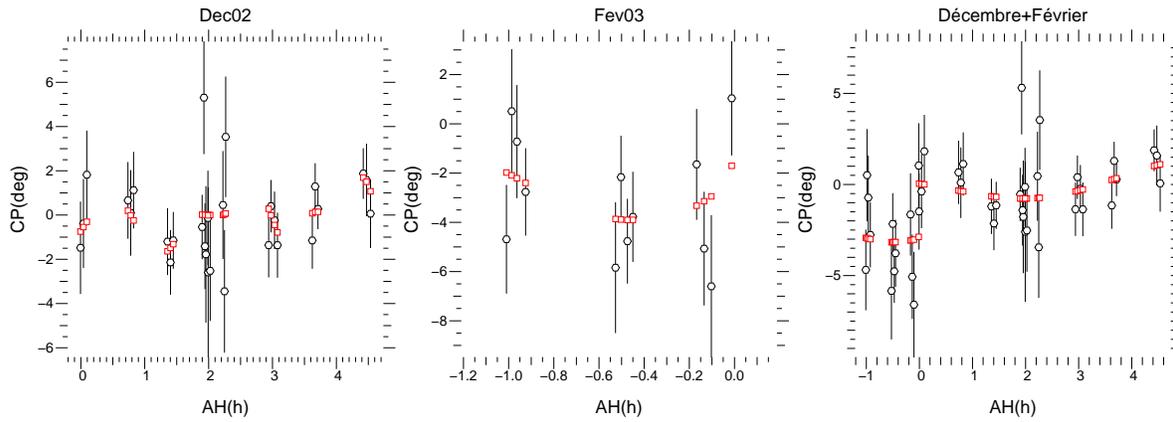
avec  $B = v_{12} v_{23} v_{13}^*$ .

### § 2.2. Les ajustements

• **Procédure d'ajustement.** Afin d'ajuster le modèle de binaire au premier ordre, nous avons calculé une grille de  $\chi_r^2$  avec trois paramètres libres : la séparation angulaire  $\rho$ ; l'angle de position de la binaire  $\theta$ , déterminée du nord vers l'est; et le rapport de flux  $r$  entre les deux composantes (relié à la différence de magnitude). Les  $\chi_r^2$  sont estimés de la même manière que dans l'équation (1.78).

Pour les calculs de  $\chi_r^2$ , les paramètres varient de la manière suivante:

- $\rho \in [1,100]$  millisecondes d'angle, en 100 pas;
- $\theta \in [-180^\circ, 180^\circ]$  en 100 pas;
- $r \in [10,80]$  en 100 pas;



**FIG. 87.** Résultats de l'ajustement des clôtures de phase mesurées par IOTA (ronds noirs) par un modèle de binaire (carrés rouges), pour les données de décembre 2002 uniquement (à gauche), de février 2003 uniquement (au milieu) et pour l'ensemble combiné (à droite).

• **Les meilleurs modèles.** L'étude des valeurs de  $\chi_r^2$  et de leurs probabilités statistiques permet alors d'établir les modèles de binaire les plus probables pour expliquer les mesures de clôture de phase. Les meilleurs modèles sont estimés en prenant celui correspondant au minimum du  $\chi_r^2$ . Les résultats des ajustements sont donnés dans le tableau 37. La figure 87 compare les prédictions des meilleurs modèles de binaire aux observations.

**TAB. 37.** Résultats des ajustements d'un modèle de binaire aux données de décembre 2002, février 2003 uniquement, et quand l'ensemble est combiné. Les valeurs du  $\chi_r^2$ , de sa probabilité ainsi que les paramètres du meilleur modèle de binaire sont donnés : la séparation  $\rho$  en millisecondes d'angle (msa); l'angle de position  $\theta$  et le rapport de flux  $r$ .

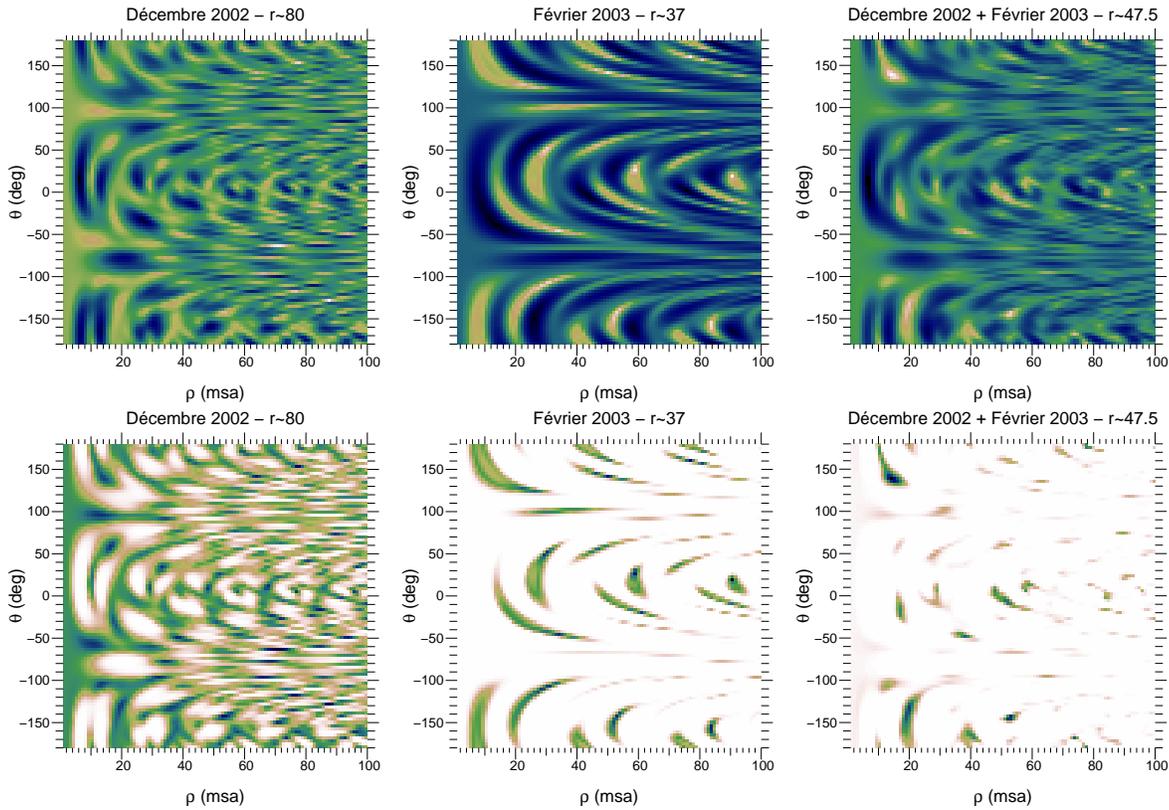
Données	$\chi_r^2$	$P_{\chi^2}$	$\rho$ (msa)	$\theta$ (°)	$r$
Décembre 2002	0,66	0,90	88	-129,1	80
Février 2003	1,03	0,41	91	20	36,2
Décembre 2002 + Février 2003	0,81	0,69	14	140	47,5

Le tableau 37 donne des paramètres très différents en fonction de la période de mesures considérée. Tous les ajustements ont des valeurs de  $\chi_r^2$  proche ou inférieures à 1 (du fait de la surestimation des erreurs), ainsi que des valeurs de probabilité  $P_{\chi^2}$  satisfaisantes (supérieures à 40%).

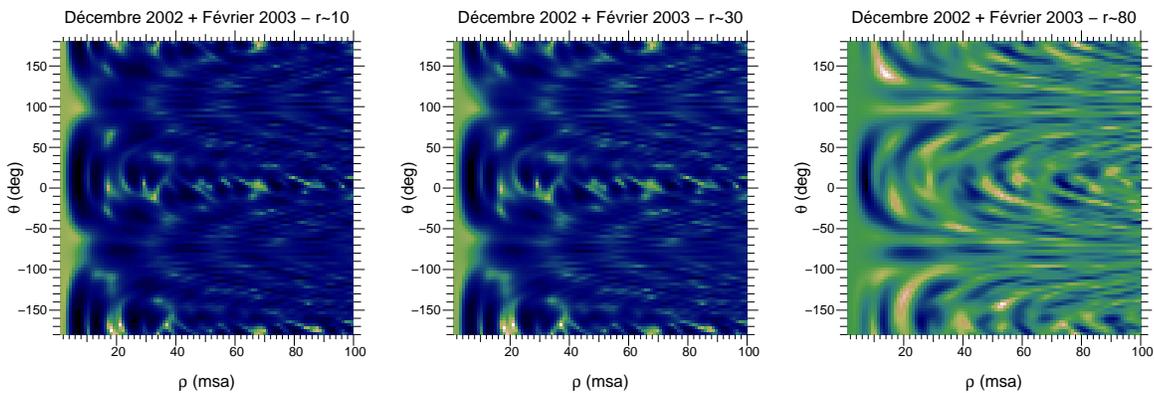
La configuration donnée par le meilleur modèle ajustant les données de décembre 2002 est semblable à l'émission d'un objet ponctuel : le compagnon est éloigné et peu lumineux par rapport à la source principale. Les valeurs prises par les paramètres de ce modèle sont situées près des extrémités des grilles, notamment pour le rapport de flux. Une grille plus grande aurait certainement conduit à un rapport de flux plus grand pour ce meilleur modèle.

La combinaison des données de décembre 2002 et février 2003 donne un modèle avec une séparation et un angle de position plus proches de la prédiction de Malbet *et al.* (2005) que les autres. En faisant l'hypothèse que le système binaire est identique entre les deux mois de mesures, on obtient le meilleur ajustement par un modèle d'une binaire séparée de 14 millisecondes d'angle, orientée selon un angle de position de 140° et donc le rapport de flux

**FIG. 88.** Cartes de  $\chi_r^2$  (en haut) et de probabilités correspondantes (en bas) pour les meilleurs modèles, aux rapports de flux estimés par les ajustements des données de clôtures de phase. Les zones claires correspondent aux valeurs de  $\chi_r^2$  et de  $P_{\chi^2}$  les plus faibles. Les solutions sont nombreuses pour chacun des modèles.



**FIG. 89.** Cartes de  $\chi_r^2$  pour trois modèles de binaire ajustant les données combinées de décembre 2002 et février 2003 pour des rapports de flux de 10, 30, et 80.



entre composantes est de 47,5, soit une différence de magnitudes  $\Delta H \sim 4,2$ . Le  $\chi^2$  trouve un équilibre entre les données de décembre 2002, compatibles avec un point source (ou une binaire de rapport de flux très marqué), et les données de février 2003, compatibles avec une binaire.

- **Les cartes de  $\chi_r^2$  et de  $P_{\chi^2}$ .** Les cartes de  $\chi_r^2$  et de  $P_{\chi^2}$  pour les rapports de flux issus des meilleurs ajustements des données sont dans la figure 88, en haut et en bas respectivement. Les parties claires des cartes de  $\chi^2$  donnent les meilleurs modèles. Dans les cartes de probabilités, les

parties les plus claires ont les probabilités les plus faibles. A la lecture de ces deux types de cartes, on peut d'une part apercevoir un nombre important de modèles valables (*ie* l'ajustement d'un modèle de binaire présente de nombreux minima locaux), ce nombre étant d'autant plus grand que le rapport de flux  $r$  augmente. Cela est encore plus flagrant si on compare une même carte de  $\chi_r^2$  à différents rapports de flux (voir Figure 89). Sur cette figure, il est clair que les contraintes apportées sur les paramètres de la binaire sont d'autant moins fortes que le rapport de flux entre les composantes augmente.

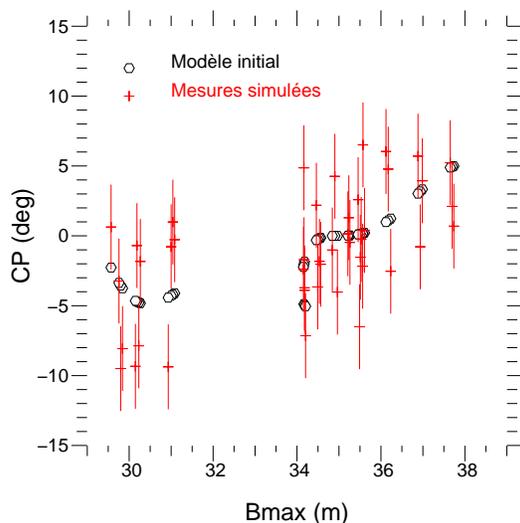
Les rapports de flux obtenus par l'ensemble des meilleurs modèles (de la section précédente) étant tous relativement élevés (de  $\sim 36$  à 80), nous avons voulu tester la dynamique de nos observations IOTA, *ie* **notre capacité à détecter de manière non ambiguë un compagnon**.

### § 3. Dynamique des observations

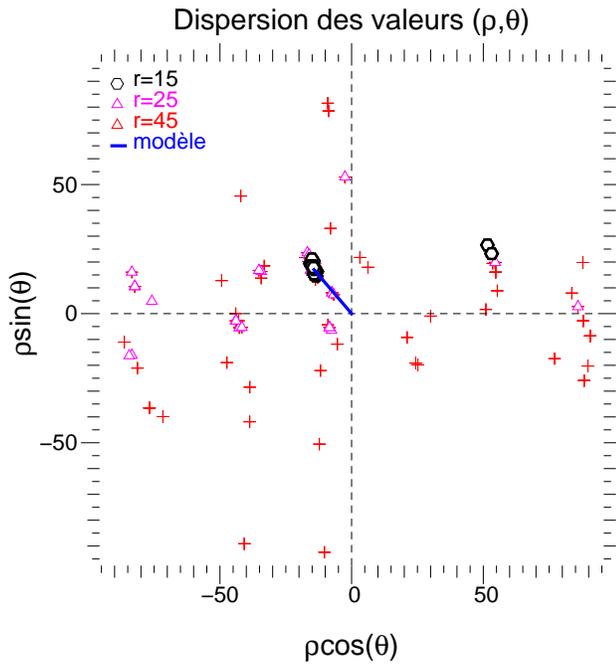
Pour tester la dynamique de nos observations, nous avons voulu évaluer un critère de confiance dans une détection, et avons simulé des mesures de clôture de phase, selon une technique de type Monte Carlo, telles qu'elles seraient mesurées sur IOTA, à partir d'un modèle de binaire. Ces mesures 'artificielles' sont simulées en ajoutant un bruit gaussien reproduisant les erreurs typiquement mesurées sur les clôtures de phase de IOTA. Nous avons effectué 100 simulations (statistiquement significatif) avec des valeurs de séparation et d'angle de position fixées ( $\rho = 0,022''$ ,  $\theta = 130^\circ$ , paramètres prédits par Malbet *et al.* (2005)) mais avec des rapports de flux allant de 15 (*ie*  $\Delta H = 2,9$ ) à 45 (*ie*  $\Delta H = 4,1$ ). Un exemple de simulation de mesures IOTA à partir d'un modèle est donné en Figure 90.

A partir de ces observations, nous avons procédé de manière similaire à la section § 2.2, en calculant une matrice de  $\chi_r^2$  à partir d'une grille de valeurs de séparations, d'angles de position et de rapports de flux. A chaque simulation de données correspond une recherche de  $\chi_r^2$  minimum, le but de l'expérience étant de vérifier la répétabilité des mesures et la précision avec laquelle il est possible de déterminer les paramètres de la binaire (à l'origine des 'fausses' données) lorsque les rapports de flux varient.

La figure 91 donne une représentation polaire ( $\rho \cos(\theta)$ ,  $\rho \sin(\theta)$ ) des résultats des convergences des ajustements pour trois valeurs de rapports de flux ( $\sim 15, 25, 45$ ). Cette



**FIG. 90.** Simulations de mesures de clôtures de phase IOTA (croix) à partir du modèle de binaire produisant le signal de clôture de phase représenté par des hexagones. Les mesures sont données en fonction de la base maximale du triangle.



**FIG. 91.** Représentation polaire de la dispersion des 100 valeurs de la séparation  $\rho$  et de l'angle de position  $\theta$  obtenues par minimisation d'un  $\chi_r^2$  pour des rapports de flux entre composantes de 15 (cercles noirs), 25 (triangles magentas) et 45 (croix rouges). Le modèle initial est représenté par la ligne bleue.

Rapport de flux	$N_{d < d_{max}@2-\sigma}$
15	95%
20	82%
25	64%
30	51%
35	41%
40	25%
45	23%

**FIG. 92.** Pourcentage des simulations convergeant à  $\pm 2\sigma$  des prédictions de Malbet *et al.* (2005) pour différents rapports de flux.

visualisation rend immédiatement compte de la plus grande difficulté à contraindre les paramètres de la binaire, par la méthode d'un  $\chi_r^2$  minimum, à mesure que le rapport de flux augmente. Sur cette figure, on peut voir la répartition quasi uniforme des valeurs de  $(\rho, \theta)$  à haut rapport de flux, contrairement au cas où  $r=15$  : les grilles de  $\chi_r^2$  ne permettent plus de déterminer avec confiance les paramètres de la binaire. Le tableau 92 donne le pourcentage de points, dans l'espace polaire, situés à moins de  $2\sigma$  du modèle initial (avec  $\sigma_{\rho, \theta} = [2, 2'', 1^\circ]$  pour la prédiction de Malbet *et al.* (2005)), pour plusieurs rapports de flux. Ces points sont alors situés à une distance inférieure à  $d_{max}$ , écart maximal à la valeur initiale.

Nos simulations nous amènent à la conclusion qu'une détection à  $2\sigma$  d'une binaire de paramètres  $[\rho = 0,022'', \theta = 130^\circ]$ , avec un degré de confiance de 80%, nécessite un rapport de flux inférieur à 20.

## 5. Conclusion et perspectives

Les mesures effectuées sur IOTA en février 2003 présentent un signal clair de clôtures de phase différentes de zéro. Par conséquent, une structure présente dans les unités astronomiques les plus proches de FU Ori est responsable d'une émission non-centrosymétrique. L'étude d'un compagnon proche a été suggérée par les résultats récents de Malbet *et al.* (2005) et Reipurth & Aspin (2004), mais d'autres composantes pourraient en être à l'origine. Ce signal pourrait

résulter de la présence d'un halo asymétrique relativement compact (Millan-Gabet *et al.* 2006b), ou être la conséquence d'un chauffage visqueux localisé.

Le modèle de binaire ajustant le mieux nos données consiste en un compagnon distant de 14 millisecondes d'angle (situé à  $\sim 6,4$  UA), orienté selon un angle de position de  $140^\circ$ , et avec un rapport de flux de  $\sim 47$  avec  $\chi_r^2 \sim 0,81$ . Notre étude de la dynamique de IOTA ne lui attribue que  $\sim 20\%$  comme degré de confiance, et de multiples autres paramètres de binaire sont statistiquement valables. Cette étude a été effectuée pour un seul type de binaire, et d'autres simulations Monte Carlo à partir d'autres modèles de binaires dans le champ de vue interférométrique sont nécessaires pour conclure sur la présence ou non d'un compagnon proche.

Par ailleurs, notre technique de réduction de données divise les franges enregistrées en segments temporels correspondant au temps de cohérence atmosphérique et un décalage des enveloppes de cohérence dû à des fluctuations de différences de chemin optique peut affecter nos déterminations des clôtures de phase. Un estimateur de clôture de phase qui n'est pas affecté par le décalage des phases des franges (*ie* qui ne divise pas les franges en segments de cohérence) peut être utilisé, mais serait certainement très bruité sauf si l'interférogramme entier est enregistré pendant un temps inférieur au temps de cohérence. Des mesures en bandes étroites seraient plus appropriées afin de s'affranchir de l'enveloppe des franges.

Des données additionnelles obtenues avec des bases plus grandes, comme celles du VLTI, sont nécessaires. Par exemple, AMBER/VLTI avec sa dispersion spectrale apporterait des contraintes à haute résolution angulaire sur différentes couleurs.



# Partie IV

## Conclusion et perspectives



## Conclusion générale

---

Mon travail de thèse a consisté à utiliser des nouveaux diagnostics à haute résolution angulaire appliqués à l'étude des étoiles jeunes et à contribuer au développement d'un instrument imageur. Deux diagnostics ont été utilisés : l'interférométrie dispersée spectralement et les clôtures de phase. En effet, jusqu'à maintenant, les études des régions internes autour des étoiles de Herbig se sont concentrées sur l'émission des poussières seulement. Les observations dispersées spectralement obtenues avec AMBER (VLTI) permettent de compléter ces études en sondant la morphologie du gaz dans les unités astronomiques les plus proches. Par ailleurs, les mesures de clôtures de phase s'avèrent être un outil puissant pour contraindre les géométries des unités astronomiques les plus proches. Ceci dit, des images indépendantes de modèles ne seront possibles que grâce au développement d'outils d'imagerie à haute résolution angulaire. Seule la recombinaison d'un grand nombre de faisceaux permettra de constituer un ensemble d'observables suffisant pour la reconstruction d'une image, indépendante des modèles.

Dans le cadre du projet d'un instrument imageur du VLTI (*VSI*), la partie instrumentale de ma thèse a permis de valider l'utilisation de l'optique intégrée pour la recombinaison multiple. En effet, j'ai montré qu'un recombineur matriciel de 4 faisceaux présente des caractéristiques instrumentales satisfaisantes pour être au coeur d'un instrument imageur. Celui-ci présente des contrastes instrumentaux élevés, peu de pertes, et un comportement photométrique et interférométrique stable dans le temps. Le codage matriciel de la cohérence, associé à l'utilisation d'un algorithme donnant la relation entre les mesures d'intensités et les observables interférométriques permet d'exploiter les sorties déphasées les unes par rapport aux autres et d'éviter une modulation temporelle des franges. Ainsi, en une seule mesure d'intensités, il est possible d'extraire les visibilité complexes pour chacune des bases, ce qui résulte en un gain en rapport signal à bruit. Dans le cadre des instruments de seconde génération du VLTI, des composants améliorés et recombinaison un plus grand nombre de télescopes seront testés puis mis en place. L'optique intégrée est donc au coeur des futurs grands projets interférométriques comme *VSI* et *GRAVITY*.

La seconde partie de ma thèse met en oeuvre l'application de deux nouveaux types de diagnostics observationnels.

Tout d'abord, l'utilisation de mesures de clôtures de phase obtenues sur IOTA a permis d'étudier la présence d'un compagnon proche autour de FU Ori. Après avoir tenté de reproduire l'émission asymétrique détectée par un modèle de binaire, j'ai évalué la dynamique de nos observations et estimé une probabilité de détection d'un compagnon proche. Cette étude a permis de contraindre un rapport de flux maximum entre le système FU Orionis et un éventuel compagnon proche.

Enfin, les mesures spectro-interférométriques obtenues sur AMBER sur une étoile de Herbig Ae et une étoile de Herbig Be ont permis de mettre en évidence la différence de géométrie du gaz responsable de l'émission dans la raie  $\text{Br}_\gamma$  entre ces deux étoiles. Cette différence témoigne de mécanismes d'émission différents. En effet, nous avons modélisé l'émission  $\text{Br}_\gamma$  pour MWC297 avec un vent en expansion alors que l'émission correspondante, pour AB Aur, semble être localisée près du bord interne du disque de poussière. Par ailleurs, la modélisation

de l'émission des poussières confirme cette différence entre les environnements des Herbig Ae et Herbig Be : l'environnement de la Herbig précoce est compatible avec un modèle de disque d'accrétion standard alors que ce même modèle échoue pour la Herbig Ae. Un modèle de disque passif, *MCFOST*, incluant un calcul complet du transfert radiatif avec la contribution de l'émission diffusée, a permis de reproduire les mesures photométriques et interférométriques.

A l'issue de ce travail, de nombreuses questions concernant l'environnement proche des étoiles de Herbig restent en suspens. Différents mécanismes d'accrétion peuvent-ils expliquer les différences entre les Herbig Ae et les Herbig Be? Quelle est la contribution du gaz situé dans la cavité interne du disque de poussière à l'émission infrarouge proche? Quelles sont les interactions entre le disque, l'accrétion et les vents éventuels? Quel est l'impact de l'émission diffusée dans les mesures interférométriques? Quelles sont les contributions relatives du rayonnement diffusé par rapport au rayonnement thermique?

Des observations additionnelles et complémentaires sont nécessaires pour pouvoir déterminer la morphologie de zones internes des étoiles de Herbig. Notamment, associer des observations sondant différentes échelles spatiales à différentes longueurs d'onde permettra de contraindre à la fois la géométrie de cet environnement mais aussi les conditions physiques et les phénomènes qui le façonnent.

# Partie V

## Bibliographie



## Bibliographie

- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., Augereau, J.-C. *et al.* 2006, Circumstellar material in the Vega inner system revealed by CHARA/FLUOR, *Astron. & Astrophys.* **452**, 237.
- Adams, F. C., Lada, C. J. et Shu, F. H. 1987, Spectral evolution of young stellar objects, *Astrophysical Journal* **312**, 788.
- Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C., Folsom, C. *et al.* 2007, Magnetism and rotation in Herbig Ae/Be stars, *ArXiv e-prints* **710**.
- Aspin, C. et Reipurth, B. 2003, Two Embedded Young Stellar Objects in NGC 2264 with FU Orionis Characteristics, *Astronomical Journal* **126**, 2936.
- Baldwin, J. E., Beckett, M. G., Boysen, R. C., Burns, D. *et al.* 1996, The first images from an optical aperture synthesis array: mapping of Capella with COAST at two epochs., *Astron. & Astrophys.* **306**, L13.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F. et Hauschildt, P. H. 1998, Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams, *Astron. & Astrophys.* **337**, 403.
- Barlow, R. 1989, *Statistics*, John Wiley & Sons.
- Bastian, U. et Mundt, R. 1985, FU Orionis star winds, *Astron. & Astrophys.* **144**, 57.
- Bell, K. R. et Lin, D. N. C. 1994, Using FU Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models, *Astrophysical Journal* **427**, 987.
- Benedettini, M., Pezzuto, S., Giannini, T., Lorenzetti, D. *et al.* 2001, An ISO investigation of the MWC 297 circumstellar region, *Astron. & Astrophys.* **379**, 557.
- Berger, J., Haguenaer, P., Kern, P. Y., Rousselet-Perraut, K. *et al.* 2003, An integrated-optics 3-way beam combiner for IOTA, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1099-1106 (2003).*, pp. 1099–1106.
- Berger, J. P. 1998, *Interférométrie et formation stellaire. Perspectives pour une instrumentation en optique intégrée.*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- Berger, J.-P., Malbet, F., Colavita, M. M., Segransan, D. *et al.* 2000, New insights into the nature of the circumstellar environment of FU Ori, dans P. J. Lena et A. Quirrenbach (éditeurs), *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 597-604, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds.*, vol. 4006 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 597–604.
- Bergner, Y. K., Kozlov, V. P., Krivtsov, A. A., Miroshnichenko, A. S. *et al.* 1988, Photometric Investigation of the Herbig Be-Star MWC:297 - Part One - Quasisimultaneous UBVRIJHK Observations, *Astrophysics* **28**, 313.
- Berrilli, F., Corciulo, G., Ingresso, G., Lorenzetti, D. *et al.* 1992, Infrared emission from dust structures surrounding Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal* **398**, 254.

- Bertout, C., Basri, G. et Bouvier, J. 1988, Accretion disks around T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **330**, 350.
- Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R. *et al.* 2007, Accretion funnels onto weakly magnetized young stars, *Astron. & Astrophys.*, *accepted* .
- Boehm, T. et Catala, C. 1995, Rotation, winds and active phenomena in Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **301**, 155.
- Boehm, T., Catala, C., Donati, J.-F., Welty, A. *et al.* 1996, Azimuthal structures in the wind and chromosphere of the Herbig AE star AB Aurigae. Results from the MUSICOS 1992 campaign., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **120**, 431.
- Bohm, T. et Catala, C. 1993, A Spectral Atlas of the Herbig Ae-Star Ab-Aurigae - the Visible Domain from 391-NM to 874-NM, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **101**, 629.
- Bonnell, I. et Bastien, P. 1992, A binary origin for FU Orionis stars, *Astrophysical Journal, Letters* **401**, L31.
- Born, M. et Wolf, E. 1964, *Principles of Optics*, Pergamon Press.
- Bouret, J.-C., Catala, C. et Simon, T. 1997, Nitrogen V in the wind of the pre-main sequence Herbig AE star AB Aurigae, *Astron. & Astrophys.* **328**, 606.
- Brittain, S. D., Rettig, T. W., Simon, T., Kulesa, C. *et al.* 2003, CO Emission from Disks around AB Aurigae and HD 141569: Implications for Disk Structure and Planet Formation Timescales, *Astrophysical Journal* **588**, 535.
- Brittain, S. D., Simon, T., Najita, J. R. et Rettig, T. W. 2007, Warm Gas in the Inner Disks around Young Intermediate-Mass Stars, *Astrophysical Journal* **659**, 685.
- Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C., Hernández, J. *et al.* 2004, The Mass Accretion Rates of Intermediate-Mass T Tauri Stars, *Astronomical Journal* **128**, 1294.
- Castor, J. I., Abbott, D. C. et Klein, R. I. 1975, Radiation-driven winds in Of stars, *Astrophysical Journal* **195**, 157.
- Catala, C., Bohm, T., Donati, J.-F. et Semel, M. 1993, Circular polarization and variability in the spectra of Herbig Ae/Be stars. 1: The Fe II 5018 Å and He I 5876 Å lines of AB Aurigae, *Astron. & Astrophys.* **278**, 187.
- Catala, C., Praderie, F. et Kunasz, P. B. 1984, Line formation in the wind of AB AUR, *Astron. & Astrophys.* **134**, 402.
- Clarke, C. J. et Armitage, P. J. 2003, The spectroscopic signature of hot Jupiters in FU Orionis objects, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **345**, 691.
- Corder, S., Eisner, J. et Sargent, A. 2005, AB Aurigae Resolved: Evidence for Spiral Structure, *Astrophysical Journal, Letters* **622**, L133.
- Coude Du Foresto, V., Perrin, G. et Boccas, M. 1995, Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers., *Astron. & Astrophys.* **293**, 278.
- Coudé Du Foresto, V., Ridgway, S. et Mariotti, J.-M. 1997, Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **121**, 379.
- Damiani, F., Micela, G. et Sciortino, S. 2006, Chandra X-ray observations of the stellar group near the Herbig Be star MWC 297. A revision of the X-ray properties of MWC 297, *Astron. & Astrophys.* **447**, 1041.

- Delage, L. et Reynaud, F. 2000, Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fiber-linked three telescope stellar interferometer, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **147**, 2.
- Delboulbe, A. 2006, Banc d'égalisation de fibres optiques par méthode interférométrique, *JNOG Proc.* .
- Drew, J. E., Busfield, G., Hoare, M. G., Murdoch, K. A. *et al.* 1997, MWC 297, B1.5Ve: a zero-age main-sequence star in the Aquila Rift, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **286**, 538.
- Ducati, J. R. 2002, Catalogue of Stellar Photometry in Johnson's 11-color system., *VizieR Online Data Catalog* **2237**, 0.
- Dullemond, C. P., Dominik, C. et Natta, A. 2001, Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole, *Astrophysical Journal* **560**, 957.
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Akeson, R. L., Hillenbrand, L. A. *et al.* 2003, Near-Infrared Interferometric Measurements of Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **588**, 360.
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L. *et al.* 2004, Resolved Inner Disks around Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **613**, 1049.
- Ferreira, J., Dougados, C. et Cabrit, S. 2006, Which jet launching mechanism(s) in T Tauri stars?, *Astron. & Astrophys.* **453**, 785.
- Finkenzeller, U. et Mundt, R. 1984, The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **55**, 109.
- Froehly, C. 1981, Coherence and Interferometry through Optical Fibers, *ESO Proc.* .
- Fukagawa, M., Hayashi, M., Tamura, M., Itoh, Y. *et al.* 2004, Spiral Structure in the Circumstellar Disk around AB Aurigae, *Astrophysical Journal, Letters* **605**, L53.
- Furlan, E., Hartmann, L., Calvet, N., D'Alessio, P. *et al.* 2006, A Survey and Analysis of Spitzer Infrared Spectrograph Spectra of T Tauri Stars in Taurus, *Astrophysical Journal, Supplement* **165**, 568.
- Garcia Lopez, R., Natta, A., Testi, L. et Habart, E. 2006, Accretion rates in Herbig Ae stars, *Astron. & Astrophys.* **459**, 837.
- Ghosh, P. et Lamb, F. K. 1979, Accretion by rotating magnetic neutron stars. II - Radial and vertical structure of the transition zone in disk accretion, *Astrophysical Journal* **232**, 259.
- Goodrich, R. W. 1987, The ring-shaped nebulae around FU Orionis stars, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **99**, 116.
- Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., Boggess, A. *et al.* 1999, Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Imaging of the Herbig AE Star AB Aurigae, *Astrophysical Journal, Letters* **523**, L151.
- Haguenaer, P. 2001, *Qualification de IONIC, instrument de recombinaison interférométrique basé sur des composants d'optique planaire dédié à l'astronomie*, Thèse de doctorat, Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2001. 222 p.
- Hale, D. D. S., Fitelson, W., Monnier, J. D., Weiner, J. *et al.* 2003, Techniques for measuring phase closure at 11 microns, dans W. A. Traub (éditeur), *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 387-397 (2003).*, vol. 4838 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 387–397.

- Hamaguchi, K., Terada, H., Bamba, A. et Koyama, K. 2000, Large X-Ray Flare from the Herbig BE Star MWC 297, *Astrophysical Journal* **532**, 1111.
- Hartmann, L. et Calvet, N. 1995, Observational constraints on FU ORI winds, *Astronomical Journal* **109**, 1846.
- Hartmann, L. et Kenyon, S. J. 1985, On the nature of FU Orionis objects, *Astrophysical Journal* **299**, 462.
- Hartmann, L. et Kenyon, S. J. 1996, The FU Orionis Phenomenon, *Annual Review of Astron and Astrophys* **34**, 207.
- Herbig, G. H. 1960, The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity, *Astrophysical Journal, Supplement* **4**, 337.
- Herbig, G. H. 1977, Eruptive phenomena in early stellar evolution, *Astrophysical Journal* **217**, 693.
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J. et Keene, J. 1992, Herbig Ae/Be stars - Intermediate-mass stars surrounded by massive circumstellar accretion disks, *Astrophysical Journal* **397**, 613.
- Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., Urban, S. *et al.* 2000, The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars, *Astron. & Astrophys.* **355**, L27.
- Isella, A. et Natta, A. 2005, The shape of the inner rim in proto-planetary disks, *Astron. & Astrophys.* **438**, 899.
- Jennison, R. C. 1958, A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **118**, 276.
- Jeunhomme, L. 1983, Single mode fiber optics, Principles and Applications, *Marcel Dekker Inc.*
- Jocou, L. 2007, *Conception, intégration et caractérisation d'un simulateur interférométrique pour l'astronomie*, Thèse de doctorat, CNAM.
- Joy, A. H. 1945, T Tauri Variable Stars., *Astrophysical Journal* **102**, 168.
- Kern, P., Malbet, F., Schanen-Duport, I. et Benech, P. 1996, Integrated optics single-mode interferometric beam combiner for near-infrared astronomy, dans F. Kern, P. Malbet (éditeur), *Astrofib' 96: Integrated optics for astronomical interferometry*, Grenoble.
- Kervella, P., Gitton, P. B., Segransan, D., di Folco, E. *et al.* 2003, VINCI, the VLTI commissioning instrument: status after one year of operations at Paranal, dans W. A. Traub (éditeur), *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 858-869 (2003).*, vol. 4838 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 858–869.
- Lada, C. J. 1986, Star in the making, *Sky and Telescope* **72**, 334.
- Lagorceix, H. 1995, *Application des fibres optiques unimodales à l'interférométrie stellaire*, Thèse de doctorat, Université de Limoges.
- Lawson, P. R. (éditeur) 2000, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*.
- LeBouquin, J. 2005, *Imagerie par synthèse d'ouverture optique, application aux étoiles chimiquement particulières*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- LeBouquin, J. B., Rousselet-Perraut, K., Kern, P., Malbet, F. *et al.* 2004, A H band integrated optics combiner for the VLTI., *Astron. & Astrophys.* **3**, 34.

- Leinert, C., Haas, M., Ábrahám, P. et Richichi, A. 2001, Halos around Herbig Ae/Be stars - more common than for the less massive T Tauri stars, *Astron. & Astrophys.* **375**, 927.
- Lin, S.-Y., Ohashi, N., Lim, J., Ho, P. T. P. *et al.* 2006, Possible Molecular Spiral Arms in the Protoplanetary Disk of AB Aurigae, *Astrophysical Journal* **645**, 1297.
- Liu, W. M., Hinz, P. M., Hoffmann, W. F., Brusa, G. *et al.* 2005, Resolved Mid-Infrared Emission around AB Aurigae and V892 Tauri with Adaptive Optics Nulling Interferometric Observations, *Astrophysical Journal, Letters* **618**, L133.
- Lodato, G. et Clarke, C. J. 2004, Massive planets in FU Orionis discs: implications for thermal instability models, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **353**, 841.
- Lynden-Bell, D. et Pringle, J. E. 1974, The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **168**, 603.
- Malbet, F. 2007, Comparison between the bulk optics and integrated optics concepts of VSI, *VSI internal report* .
- Malbet, F. 2007, Study of physical conditions in protoplanetary disks by interferometry. Theory, instrumentation and first observations. – étude des conditions physiques dans les disques protoplanétaires par interférométrie. Théorie, instrumentation et premières observations., *HDR thesis* pp. 1–+.
- Malbet, F. et Bertout, C. 1995, Detecting T Tauri disks with optical long-baseline interferometry., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **113**, 369.
- Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., Berger, J.-P. *et al.* 1999, Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **138**, 135.
- Malbet, F., Lachaume, R., Berger, J.-P., Colavita, M. M. *et al.* 2005, New insights on the AU-scale circumstellar structure of FU Orionis, *Astron. & Astrophys.* **437**, 627.
- Malfait, K., Bogaert, E. et Waelkens, C. 1998, An ultraviolet, optical and infrared study of Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **331**, 211.
- Mannings, V. 1994, Submillimetre Observations of Herbig Ae/be Systems, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **271**, 587.
- Mannings, V. et Sargent, A. I. 1997, A High-Resolution Study of Gas and Dust around Young Intermediate-Mass Stars: Evidence for Circumstellar Disks in Herbig AE Systems, *Astrophysical Journal* **490**, 792.
- Mathis, J. S. et Whiffen, G. 1989, Composite interstellar grains, *Astrophysical Journal* **341**, 808.
- Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akeson, R., Leinert, C. *et al.* 2007, The Circumstellar Environments of Young Stars at AU Scales, dans B. Reipurth, D. Jewitt et K. Keil (éditeurs), *Protostars and Planets V*, pp. 539–554.
- Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Akeson, R. L., Hartmann, L. *et al.* 2006a, Keck Interferometer Observations of FU Orionis Objects, *Astrophysical Journal* **641**, 547.
- Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Berger, J.-P., Traub, W. A. *et al.* 2006b, Bright Localized Near-Infrared Emission at 1-4 AU in the AB Aurigae Disk Revealed by IOTA Closure Phases, *Astrophysical Journal, Letters* **645**, L77.
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P. et Traub, W. A. 2001, Spatially Resolved Circumstellar Structure of Herbig AE/BE Stars in the Near-Infrared, *Astrophysical Journal* **546**, 358.

- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., Traub, W. A., Malbet, F. *et al.* 1999, Sub-Astronomical Unit Structure of the Near-Infrared Emission from AB Aurigae, *Astrophysical Journal, Letters* **513**, L131.
- Millour, F. 2006, *Interférométrie différentielle avec AMBER*, Thèse de doctorat, Université de Grenoble.
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Z., Vinković, D. et Elitzur, M. 1999, Dust Emission from Herbig Ae/Be Stars: Evidence for Disks and Envelopes, *Astrophysical Journal, Letters* **520**, L115.
- Monnier, J. D. et Millan-Gabet, R. 2002, On the Interferometric Sizes of Young Stellar Objects, *Astrophysical Journal* **579**, 694.
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., Akeson, R. L. *et al.* 2005, The Near-Infrared Size-Luminosity Relations for Herbig Ae/Be Disks, *Astrophysical Journal* **624**, 832.
- Monnier, J. D., Traub, W. A., Schloerb, F. P., Millan-Gabet, R. *et al.* 2004, First Results with the IOTA3 Imaging Interferometer: The Spectroscopic Binaries  $\lambda$  Virginis and WR 140, *Astrophysical Journal, Letters* **602**, L57.
- Muzerolle, J., D'Alessio, P., Calvet, N. et Hartmann, L. 2004, Magnetospheres and Disk Accretion in Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **617**, 406.
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., Wooden, D. *et al.* 2001, A reconsideration of disk properties in Herbig Ae stars, *Astron. & Astrophys.* **371**, 186.
- Nisini, B., Milillo, A., Saraceno, P. et Vitali, F. 1995, Mass loss rates from HI infrared lines in Herbig Ae/Be stars., *Astron. & Astrophys.* **302**, 169.
- Oudmajer, R. D. et Drew, J. E. 1999, H $\alpha$  spectropolarimetry of B[e] and Herbig Be stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **305**, 166.
- Palla, F. et Stahler, S. W. 1993, The Pre-Main-Sequence Evolution of Intermediate-Mass Stars, *Astrophysical Journal* **418**, 414.
- Pedretti, E., Traub, W. A., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R. *et al.* 2005, Robust determination of optical path difference: fringe tracking at the Infrared Optical Telescope Array interferometer, *Applied Optics* **44**, 5173.
- Perraut, K. 1996, *Modélisation des effets de polarisation dans un interféromètre stellaire. Application aux observations astronomiques Haute Résolution Angulaire en lumière polarisée.*, Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille 3.
- Perrin, G. 2003, Subtracting the photon noise bias from single-mode optical interferometer visibilities, *Astron. & Astrophys.* **398**, 385.
- Pezzuto, S., Strafella, F. et Lorenzetti, D. 1997, On the Circumstellar Matter Distribution around Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **485**, 290.
- Piétu, V., Guilloteau, S. et Dutrey, A. 2005, Sub-arcsec imaging of the AB Aur molecular disk and envelope at millimeter wavelengths: a non Keplerian disk, *Astron. & Astrophys.* **443**, 945.
- Pinte, C., Ménard, F., Berger, J., Benisty, M. *et al.* 2007, Inner radius of T Tauri Disks Estimated From Near-Infrared Interferometry: The Importance of Scattered Light, *Astrophysical Journal*, *in prep* .
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G. et Bastien, P. 2006, Monte Carlo radiative transfer in protoplanetary disks, *Astron. & Astrophys.* **459**, 797.

- Praderie, F., Catala, C., Simon, T. et Boesgaard, A. M. 1986, Short-term spectral variability in AB Aurigae - Clues for activity in Herbig Ae stars. I - The ultraviolet lines of MG II and Fe II, *Astrophysical Journal* **303**, 311.
- Reipurth, B. et Aspin, C. 2004, The FU Orionis Binary System and the Formation of Close Binaries, *Astrophysical Journal, Letters* **608**, L65.
- Rooms, F., Morand, A., Schanen-Duport, I., Broquin, J.-E. *et al.* 2003, New concept for combining three telescopes with integrated optics: multi-mode interferences (MMI), dans W. A. Traub (éditeur), *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1359-1369 (2003).*, vol. 4838 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 1359–1369.
- Shao, M. et Staelin, D. H. 1980, First fringe measurements with a phase-tracking stellar interferometer, *Applied Optics* **19**, 1519.
- Simon, T. 1974, Broad-band 20-microns photometry of 63 stars., *Astronomical Journal* **79**, 1054.
- Skinner, S. L., Brown, A. et Stewart, R. T. 1993, A high-sensitivity survey of radio continuum emission from Herbig Ae/Be stars, *Astrophysical Journal, Supplement* **87**, 217.
- Skrutskie, M. F., Meyer, M. R., Whalen, D. et Hamilton, C. 1996, Near-Infrared Photometric Monitoring of Young Stellar Objects, *Astronomical Journal* **112**, 2168.
- Stee, P. et de Araujo, F. X. 1994, Line profiles and intensity maps from an axi-symmetric radiative wind model for Be stars, *Astron. & Astrophys.* **292**, 221.
- Tatulli, E. 2004, *Traitement du signal en interférométrie monomode dans le cadre du projet AMBER. Application à l'observation interférométrique de l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes.*, Thèse de doctorat, Université de Grenoble.
- van den Ancker, M. E., Bouwman, J., Wesselius, P. R., Waters, L. B. F. M. *et al.* 2000, ISO spectroscopy of circumstellar dust in the Herbig Ae systems AB Aur and HD 163296, *Astron. & Astrophys.* **357**, 325.
- van den Ancker, M. E., de Winter, D. et Tjin A Djie, H. R. E. 1998, HIPPARCOS photometry of Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **330**, 145.
- Vergnole, S., Delage, L. et Reynaud, F. 2004, Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of 'OHANA project, *Optics Communications* **232**, 31.
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., Oudmaijer, R. D. *et al.* 2005a, Probing the circumstellar structures of T Tauri stars and their relationship to those of Herbig stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **359**, 1049.
- Vink, J. S., O'Neill, P. M., Els, S. G. et Drew, J. E. 2005b, On the origin of the X-ray emission towards the early Herbig Be star MWC 297, *Astron. & Astrophys.* **438**, L21.
- Vinković, D., Ivezić, Z., Jurkić, T. et Elitzur, M. 2006, Near-Infrared and the Inner Regions of Protoplanetary Disks, *Astrophysical Journal* **636**, 348.
- Vinković, D., Ivezić, Z., Miroshnichenko, A. S. et Elitzur, M. 2003, Discs and haloes in pre-main-sequence stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **346**, 1151.
- Wang, H., Apai, D., Henning, T. et Pascucci, I. 2004, FU Orionis: A Binary Star?, *Astrophysical Journal, Letters* **601**, L83.

