



# Imagerie de l'environnement protoplanétaire des étoiles jeunes par interférométrie optique

Jacques Kluska

► **To cite this version:**

Jacques Kluska. Imagerie de l'environnement protoplanétaire des étoiles jeunes par interférométrie optique. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes, 2014. Français. <NNT : 2014GRENY060>. <tel-01103750v2>

**HAL Id: tel-01103750**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01103750v2>**

Submitted on 10 Sep 2016

**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

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astrophysique, Plasmas et Planètes**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Jacques Kluska**

Thèse dirigée par **Fabien Malbet**  
et codirigée par **Jean-Philippe Berger**

préparée au sein **Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble**  
et de l'**Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

## Imagerie de l'environnement proto-planétaire des étoiles jeunes par interférométrie optique

Thèse soutenue publiquement le **06/09/2014**,  
devant le jury composé de :

**Pr. Jonathan Ferreira**

Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble, Président

**Dr. Stéphane Guilloteau**

Directeur de recherche, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, CNRS, Rapporteur

**Dr. Laurent Mugnier**

Ingénieur de recherche, ONERA, Rapporteur

**Dr. Stefan Kraus**

Lecturer in Astrophysics, University of Exeter (Angleterre), Examineur

**Pr. René Oudmaijer**

Professor, University of Leeds (Angleterre), Examineur

**Dr. Fabien Malbet**

Directeur de recherche, IPAG, CNRS, Directeur de thèse

**Dr. Jean-Philippe Berger**

Senior scientist, ESO Garching, Co-Directeur de thèse





---

« - C'est une bonne situation ça, *thésard* ?

- Mais, vous savez, je ne pense pas qu'il y ait de bonne ou de mauvaise situation. Moi, si je devais résumer ma thèse devant vous, je vous dirais que c'est d'abord des rencontres, des gens qui m'ont tendu la main au moment où j'en avais besoin (...) ».

C'est en paraphrasant cette célèbre réplique, début d'un long monologue d'E. Baer (alias Otis) dans *Astérix et Obélix mission Cléopâtre*, que j'entame mes remerciements. Et ce n'est pas un hasard que je choisisse un extrait issu d'un film humoristique, car les souvenirs que je garderais seront les souvenirs de joies que j'ai eues pendant cette thèse. Non pas que de tristesses ou de moments difficiles il n'y en a pas eu, mais les personnes qui m'ont entourées durant ces trois années sont d'humeur positive, m'ont aidé à traverser les épreuves et ont grandement contribué aux meilleurs moments vécu durant cette thèse.

Comment ne pas commencer par remercier Fabien et Jean-Philippe ?

Fabien, tu m'as accompagné tout au long de ces 3 années en me guidant, me soutenant et me motivant notamment pour montrer mes travaux. Malgré quelques moments difficiles pour toi, tu as toujours su me redonner confiance. Merci ! Je me souviendrais des observations effectuées avec toi à Paranal et notamment d'un fou rire qui, pour je ne sais quelle raison, nous a atteint en pleine nuit d'observation. Je te félicite encore pour avoir été élu maire adjoint de la ville de Grenoble !

Jean-Philippe, malgré la distance, tu as toujours su m'accueillir (à Santiago ou à Garching) de la meilleure des façons et me permettre ainsi d'exploiter au mieux les moments que j'ai passés à travailler avec toi. Merci pour les discussions sur Skype et tout ton soutien. Tu m'as aussi accueilli dans ta famille et j'aurais dorénavant toujours tes enfants à dos à cause de la place que je prenais dans la voiture familiale lors d'un trajet Paranal - San Pedro.

Ces remerciements sont l'un des seuls passages de la thèse que vous n'avez pas relu, il se peut alors qu'il soit très mal structuré. Merci pour votre grande aide dans la rédaction du manuscrit mais aussi des différents papiers !

J'aimerais aussi remercier Jonathan d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Merci aussi de m'avoir accepté 4 années auparavant dans le master 2 d'Astrophysique et Milieux Dilués dont tu étais le responsable, et ce malgré la particularité de mon cursus.

Un grand merci à mes rapporteurs qui ont été Stéphane Guilloteau et Laurent Mugnier pour avoir rapporté mon manuscrit et m'avoir donné de précieux et pertinents conseils.

I would also like to thank Stefan Kraus and Rene Oudmaijer for coming from the United Kingdom to be in my jury and for reading my thesis in french.

Il y a aussi d'autres personnes qui grandement contribué à la réussite de cette thèse et que je voudrais remercier, Jean-Baptiste, toujours disponible pour aider, même de l'autre côté de l'atlantique, Myriam, pour les diverses discussions et son aide en particulier lors de la rédaction, Bernard, pour les discussions et les remarques qui m'ont motivé et fait progresser, Karine, pour avoir accepté de relire ma thèse en urgence dans les dernier jours, mais aussi Geoffroy, Guillaume, Gilles, Philippe, Gaël, POP, Sylvain, Christophe, François. Les RAP et VALS de l'ANR

---

POLCA ont aussi contribué à la danse des idées pour faire avancer ma thèse (en plus de la financer). Je remercie Michel, Eric, Ferreol, Isabelle et toutes les personnes que j'ai pu rencontrer dans ce cadre. Merci aux membres de l'ancienne équipe FOST et de l'équipe CRISTAL pour les discussions qu'on a pu avoir.

Je remercie aussi particulièrement Pierre Kern et Laurent Joco sans qui je n'aurais jamais pu découvrir les joies de l'interférométrie dans un premier stage, sous la direction de Laurent, qui consistait à développer une enceinte cryogénique pour GRAVITY (enceinte qui est toujours dans un coin du laboratoire infrarouge).

Merci aussi à Laurence pour m'avoir accompagné dans les papiers pour les missions et à Valérie pour m'avoir aidé pour les problèmes administratifs et m'avoir soutenu tout au long de cette thèse.

Enfin, la bonne ambiance et les joies ressenties durant cette thèse ont, dans la plupart des cas, été vécues en compagnie des autres étudiants en thèse ! Un grand merci à ceux qui ont fait partie de la promotion dorée du M2 2010/2011 : Fabien, pour les pauses tarot, thé, pour avoir chassé les fantômes ensemble et pour les nombreux débats philosophico-politico-sociologiques, Julien, pour les discussions scientifiques et non-scientifiques, les coups de pouce, les voyages, le soutien dans les moments difficiles et le squash, Florian, pour le soutien, la colocation, les bières, la présidence, le partage de moments tristes et heureux et ton « témoignage » ! Merci à vous pour cette amitié. Merci aussi à Julien M. pour le trek à Victoria et les partages sur le Chili, Romane, pour ta bonne humeur et ta chasse aux potins, Antoine, pour tes « fail », tes soupirs inopinés et les débats sur les mauvaises ondes, la relativité, le BIO et l'ultimate, Fabrice, pour ton enthousiasme de tous les instants, mais aussi, Jonathan M., Mikhaël, Virginie, Ali, Nicolas, Alexandre. Merci aux plus anciens, Astrid, Vianney, Rémi, Jérémie ainsi qu'aux plus jeunes, Simon, Thomas, Solenn, Maël, Laura, Justine, Faustine, Annaël. Je vous souhaite bien du courage pour la fin de la thèse. Et puis merci aux postdoc, Nicolas B. (mon grand frère interféro pour moi), Alexis M., Alexis C., Mickaël, Wing-Fai, Andres.

Et parce que la vie ne se résume pas au laboratoire, un grand merci à Clémence, Hadrien et Piotr pour leur grande amitié et leur précieux soutien malgré la distance. Merci à Claire, Ericka, aux boquets (C2, M36, A115, L166), Anne-Cécile, Anne-Lise, Suzanne, Manu, Alice, Jérôme, Elodie et à toutes les personnes que j'ai pu rencontrer et fréquenter durant ces 3 années.

Enfin, je voudrais remercier ma famille, mon frère Darek et Dorota ainsi que mes trois nièces, Samantha, Méryl et surtout Ludmila pour tous les sourires qu'elles ont partagé avec moi, ma soeur Agnès et Fabien pour leur soutien et à mes neveux Viggo et Maksimilien pour leurs joies et l'animation qu'ils apportent à tous les instants. Je voudrais aussi remercier de tout coeur mes parents, pour leur soutien sans faille durant cette thèse, mais aussi pendant toutes mes études. Ils ont toujours été là et m'ont encouragé pour me dépasser et traverser au mieux les moments les plus difficiles, malgré le fait que peu de personnes y croyaient !

Enfin j'aimerais remercier celle qui est devenue ma femme, Myriam, pour son soutien, son Amour et le fait d'avoir grandi ensemble durant ces trois dernières années.





# Table des matières

Liste des figures	ix
Liste des tables	xi
Notations et acronymes	xiv
Introduction	1
<b>I Contexte</b>	<b>5</b>
<b>1 L'environnement protoplanétaire des étoiles jeunes</b>	<b>7</b>
1.1 Formation stellaire . . . . .	8
1.1.1 Du nuage moléculaire aux proto-étoiles . . . . .	8
1.1.2 Evolution vers la séquence principale . . . . .	9
1.2 Structure des disques protoplanétaires . . . . .	11
1.2.1 Observations des disques . . . . .	11
1.2.2 Modèles de disques . . . . .	12
1.2.3 Composition de la poussière . . . . .	14
1.2.4 Accrétion et éjection . . . . .	14
1.3 Formation planétaire . . . . .	16
1.3.1 Deux modèles principaux . . . . .	16
1.3.2 Dérive des grains . . . . .	17
1.3.3 Des tourbillons pour piéger la poussière . . . . .	17
1.3.4 Migration planétaire . . . . .	18
1.4 Evolution et dissipation du disque . . . . .	19
1.4.1 Evidence observationnelle d'évolution des disques . . . . .	19
1.4.2 Dissipation des disques . . . . .	20
1.5 Besoin de la très haute résolution angulaire . . . . .	21
<b>2 Apport de l'interférométrie optique à l'étude des étoiles jeunes</b>	<b>25</b>
2.1 La haute résolution angulaire . . . . .	26
2.1.1 Résolution angulaire d'un télescope monolithique . . . . .	26
2.1.2 Résolution angulaire interférométrique . . . . .	27
2.2 Principe de l'interférométrie . . . . .	28
2.2.1 Cohérence temporelle . . . . .	29



2.2.2	Cohérence spatiale . . . . .	30
2.2.3	Théorème de van Cittert-Zernike . . . . .	31
2.3	L'interférométrie à longue base en pratique . . . . .	32
2.3.1	Les observables . . . . .	32
2.3.2	Estimation des observables . . . . .	34
2.4	Observatoires d'interférométrie optique existants . . . . .	36
2.4.1	L'infrastructure au VLTI . . . . .	36
2.4.2	Instrumentation . . . . .	37
2.5	Résultats astrophysiques sur les étoiles jeunes impliquant l'interférométrie optique . . . . .	38
2.5.1	La première unité astronomique . . . . .	39
2.5.2	Accrétion et éjection . . . . .	41
2.5.3	Au delà du bord interne . . . . .	42
2.5.4	Premières images . . . . .	43
2.6	Conclusion . . . . .	44
 <b>II Reconstruction d'images</b>		<b>47</b>
 <b>3 Principe de la reconstruction d'images</b>		<b>49</b>
3.1	Un problème inverse mal-posé . . . . .	50
3.2	Approche Bayésienne . . . . .	51
3.3	Le modèle d'image . . . . .	52
3.3.1	Définition du pixel . . . . .	53
3.3.2	Positivité . . . . .	53
3.3.3	Normalisation . . . . .	53
3.4	De l'image aux visibilitées : la transformée de Fourier . . . . .	54
3.4.1	La transformée de Fourier exacte . . . . .	54
3.4.2	La transformée de Fourier discrète . . . . .	54
3.5	Optimisation . . . . .	54
3.5.1	La fonction de vraisemblance $f_{\text{data}}$ . . . . .	55
3.5.2	La fonction de régularisation $f_{\text{prior}}$ . . . . .	57
3.5.2.1	Normes L0, L1, L2 et Lp . . . . .	58
3.5.2.2	Entropie . . . . .	58
3.5.2.3	Lissage . . . . .	59
3.5.2.4	Variation totale . . . . .	59
3.5.2.5	Variation Laplacienne totale . . . . .	60
3.5.3	L'hyperparamètre $\mu$ . . . . .	60
3.5.4	Exemples d'algorithmes de reconstruction d'image . . . . .	60
3.5.4.1	BSMEM . . . . .	61
3.5.4.2	Building Block Method . . . . .	61
3.5.4.3	MiRA . . . . .	61
3.5.4.4	Macim . . . . .	62
3.5.4.5	Squeeze . . . . .	62
3.5.4.6	Wisard . . . . .	62
3.5.4.7	Beauty Contest . . . . .	62

3.6	Chromaticité . . . . .	63
3.6.1	Effet étoile/disque . . . . .	63
3.6.2	Effet de gradient dans un disque . . . . .	64
3.7	Perspectives de la reconstruction d'images . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Approche semi paramétrique pour les objets chromatiques</b>	<b>67</b>
4.1	Contexte . . . . .	68
4.2	Méthode . . . . .	68
4.2.1	Séparation Etoile-Environnement . . . . .	68
4.2.2	Modélisation du flux de chaque composant . . . . .	69
4.2.3	Calcul des visibilitées . . . . .	70
4.3	Validation . . . . .	71
4.3.1	Modélisation de données chromatiques . . . . .	71
4.3.2	Résultat des reconstructions . . . . .	73
4.3.2.1	Choix de l'hyperparamètre $\mu$ . . . . .	73
4.3.2.2	Les reconstructions d'image . . . . .	74
4.3.2.3	Détermination des propriétés chromatiques . . . . .	75
4.3.3	Ajustement simultané des paramètres chromatiques . . . . .	75
4.4	Application : HR5999 . . . . .	78
4.5	Conclusion . . . . .	80
<b>III</b>	<b>Observations et résultats</b>	<b>93</b>
<b>5</b>	<b>Le Large Program d'observation PIONIER</b>	<b>95</b>
5.1	Contexte scientifique . . . . .	96
5.2	Objectifs . . . . .	96
5.3	L'instrument PIONIER . . . . .	97
5.4	Sélection des sources . . . . .	97
5.5	Stratégie observationnelle . . . . .	98
5.5.1	Modes d'observation . . . . .	98
5.5.2	Configuration des observations . . . . .	98
5.5.3	Priorités . . . . .	102
5.5.4	Optimisation du plan- $\{u, v\}$ . . . . .	102
5.5.5	Sélection et optimisation des calibrateurs . . . . .	103
5.6	Résultats . . . . .	104
<b>6</b>	<b>Images d'étoiles jeunes</b>	<b>111</b>
6.1	Objectifs et caractérisation de l'échantillon . . . . .	112
6.1.1	Couverture du plan- $\{u, v\}$ . . . . .	112
6.1.2	Degré de résolution de la source . . . . .	114
6.2	Détermination du chromatisme . . . . .	115
6.2.1	Détermination par les reconstructions d'images . . . . .	115
6.2.2	Détermination par la photométrie . . . . .	118
6.2.3	Comparaison . . . . .	118
6.3	Analyse des images . . . . .	119

## TABLE DES MATIÈRES

---

6.3.1	Validation des reconstructions d'image sur un modèle . . .	121
6.3.2	Les profils radiaux . . . . .	121
6.3.3	Détermination des profils azimutaux . . . . .	126
6.4	Des morphologies différentes . . . . .	127
6.5	Une analyse nouvelle à approfondir . . . . .	131
<b>7</b>	<b>Un objet particulier : MWC158</b>	<b>133</b>
7.1	Une étoile B[e] . . . . .	134
7.2	Observations interférométriques . . . . .	136
7.3	Ajustement de modèles géométriques . . . . .	138
7.3.1	Premières contraintes sur la morphologie de l'émission. . .	138
7.3.2	Ajustement avec phases de clôture . . . . .	139
7.3.2.1	Modulation de l'anneau . . . . .	139
7.3.2.2	Résultats . . . . .	141
7.3.3	Variabilité . . . . .	142
7.4	Imagerie . . . . .	143
7.5	Détection d'éjections? . . . . .	144
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>149</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>155</b>
	<b>Annexes</b>	<b>172</b>
<b>A</b>	<b>Intricate visibility effects from resolved emission of young stellar objects : the case of MWC158 observed with the VLTI</b>	<b>173</b>
<b>B</b>	<b>A resolved, au-scale gas disk around the B[e] star HD 50138</b>	<b>189</b>
<b>C</b>	<b>The 2014 Interferometric Imaging Beauty Contest</b>	<b>209</b>
<b>D</b>	<b>Liste des publications et participations aux conférences</b>	<b>233</b>

# Liste des figures

1.1	Filaments observés par Herschel dans le Taureau. . . . .	8
1.2	Le schéma standard d'évolution d'une étoile jeune). . . . .	10
1.3	Les grains de poussières dans le disque protoplanétaire. . . . .	12
1.4	Images de disques . . . . .	13
1.5	Image de Oph IRS 48 montrant une forte asymétrie. . . . .	18
1.6	Distinctions des objets de Groupe I et de Groupe II. Graphe du nombre d'étoiles avec disques dans des amas versus l'âge de ces amas.	20
1.7	Les mécanismes de dissipation des disques . . . . .	20
1.8	Les parties internes des disques protoplanétaires. Figure issue de Dullemond & Monnier (2010). . . . .	22
2.1	La résolution interférométrique et le VLTI. . . . .	28
2.2	Principe de l'interférométrie à 2 télescopes. . . . .	29
2.3	La cohérence temporelle. . . . .	30
2.4	Les mesurables en interférométrie optique. . . . .	32
2.5	Effet d'un suiveur de franges sur la stabilisation de celles-ci. . . . .	33
2.6	La phase de clôture entre trois télescopes. . . . .	35
2.7	Plan du VLTI au Cerro Paranal. . . . .	37
2.8	SED de AB Aur montrant un excès dans l'infrarouge proche. . . . .	39
2.9	Diagramme taille/luminosité et les différents modèles de disques internes . . . . .	40
2.10	Géométrie du bord interne. . . . .	41
2.11	Premières images reconstruites d'objet jeunes. . . . .	44
3.1	Nombre d'opérations pour effectuer une transformée de Fourier en fonction du nombre de données . . . . .	55
3.2	Comparaison de la valeur de l'erreur $f$ avec la fonction 3.15 (en bleu) et 3.16 (en noir). . . . .	56
3.3	Exemples des effets d'une régularisation . . . . .	57
3.4	Courbe de visibilité chromatiques et décompositions spectrales en proche infrarouge. . . . .	63
4.1	Décompositions spectrales en proche infrarouge. . . . .	69
4.2	Image et données simulées du modèle. Reconstructions d'images avec et sans la méthode SPARCO. . . . .	72
4.3	Choix de l'hyperparamètre $\mu$ . . . . .	73

4.4	Mosaïque de reconstructions d'image effectuées avec SPARCO/MiRA en faisant varier les paramètres chromatiques. . . . .	76
4.5	Cartes de $\chi^2$ effectuées avec la régularisation de <i>lissage</i> en utilisant différents hyperparamètres $\mu : 10^7, 10^8, 10^9$ et $10^{10}$ . . . . .	77
4.6	Carte de $\chi^2$ dans l'espace des paramètres chromatiques. . . . .	78
4.7	Distribution spectrale d'énergie de HR5999. . . . .	79
4.8	Reconstructions d'image sur HR5999. . . . .	80
5.1	Trajectoire des bases de la grande configuration des AT dans le plan- $\{u, v\}$ . . . . .	103
5.2	Frise montrant le début et la fin d'observabilité pour les sources imagerie de la période 90. . . . .	103
5.3	Visibilités carrées collectées sur les sources du Large Program . .	105
5.4	Visibilités carrées collectées sur les sources du Large Program (suite)	106
5.5	Phases de clotûre collectées sur les sources du Large Program . .	107
5.6	Phases de clôtûre collectées sur les sources du Large Program (suite)	108
6.1	plan- $\{u, v\}$ des objets sélectionnés pour l'imagerie dans l'espace de Fourier. . . . .	113
6.2	Cartes de $\chi^2$ dans l'espace des paramètres chromatiques $f_0^*$ et $d_{env}$ . .	116
6.3	Les cartes de probabilité calculés selon l'hypothèse de régime Gaussien. . . . .	117
6.4	Les images reconstruites selon en utilisant les paramètres chromatiques les plus probables déterminés selon les Figures 6.2 et 6.3 . .	120
6.5	Les visibilités carrées générées à partir des modèles utilisés pour la validation de l'analyse radiale en fonction de la fréquence spatiale. .	122
6.6	Images paramétriques et reconstruites des modèles de validation des profils radiaux. . . . .	122
6.7	Profils radiaux des images paramétriques issues du modèle et reconstruites. . . . .	123
6.8	Profils radiaux en fonction du rayon en mas pour les objets reconstruits. . . . .	125
6.9	Les profils azimutaux des objets reconstruits. . . . .	127
7.1	Représentation temporelle des données obtenues sur MWC158. . .	136
7.2	Les données interférométriques sur MWC158 . . . . .	137
7.3	Images et $V^2$ correspondent aux ajustements paramétriques. . . .	140
7.4	Images décrivant la modulation azimutale. . . . .	141
7.5	Résultats de l'ajustement paramétrique avec les paramètres décrits sur la Table 7.4. Première ligne : époque B. Deuxième ligne : époque C. . . . .	143
7.6	Comparaison des modèles de l'époque B avec les données de la période C (première ligne) et des modèles de l'époque C avec les données de l'époque B (seconde ligne). . . . .	144
7.7	Reconstructions d'images de MWC158 suivant les époques B et C. . .	145
7.8	Reconstruction d'image avec SPARCO sur une étoile Mira. . . . .	151

C.1 Reconstructions d'images utilisant un point de départ Gaussien  
avec Variation Totale (à gauche) et Lissage (à droite). . . . . 230

# Liste des tables

2.1	Interféromètres optiques observant ou ayant observé les étoiles jeunes.	36
4.1	Paramètres du modèle . . . . .	71
4.2	Régimes de bruit utilisés pour générer les données à partir du modèle paramétriques. Ces régimes sont estimés à partir de Le Bouquin et al. (2011). . . . .	72
5.1	Tableau des sources sélectionnées pour le large program de PIONIER sur les étoiles de Herbig. . . . .	99
5.2	La suite de la Table 5.1 . . . . .	100
5.3	Descriptif des observations du grand programme PIONIER en période P90. . . . .	101
5.4	Descriptif des observations du grand programme PIONIER en période P91. . . . .	101
5.5	Modes d’observation utilisés . . . . .	102
6.1	Description de la couverture de plan- $\{u, v\}$ des objets sélectionnés pour l’imagerie. . . . .	114
6.2	Table de comparaison des paramètres chromatiques issus des reconstructions d’image et de l’ajustement de la SED. . . . .	118
6.3	Tables des paramètres pour l’analyse des profils radiaux. . . . .	124
7.1	Caractéristiques de MWC 158 . . . . .	135
7.2	Tailles et orientations des régions internes déterminées par interférométrie. . . . .	136
7.3	Résultat de l’ajustement paramétrique de 3 époques (A, K et B+C) avec un modèle axisymétrique. . . . .	139
7.4	Résultats de l’ajustement des données des époques B et C avec des modèles asymétriques. . . . .	142





# Notations et acronymes

## Types spectraux

Type	Température	Raies d'absorption
O	> 30000 K	azote, carbone, hélium, oxygène
B	10000 K à 30000 K	hélium, hydrogène
A	7500 K à 10000 K	hydrogène
F	6000 K à 7500 K	fer, titane, calcium, strontium, magnésium
G	5000 K à 6000 K	calcium, hélium, hydrogène, métaux
K	4000 K à 5000 K	métaux, oxyde de titane
M	2500 K à 4000 K	métaux et oxyde de titane
L	1500 K à 2500 K	métaux, alcalins
T	1000 K à 1500 K	alcalins, eau, monoxyde de carbone, méthane
Y	500 K à 1000 K	ammoniac

## Classes de luminosité

Classe	Description
0	Hypergéantes
I	Supergéantes
II	Géantes lumineuses
III	Géantes
IV	Sous-géantes
V	Naines (séquence principale)
VI	Sous-naines
VII	Naines blanches

### Spectres particuliers

Notation	Description
comp	spectre composite
e	présence de raies en émission
[e]	présence de raies interdites en émission
f	émission de raies NIII et HeII
m	présence de fortes raies métalliques
n	présence de larges raies d'absorption
nn	présence de très larges raies d'absorption
p	autres particularités
s	raies d'absorption très étroites
sh	étoile à enveloppe
var	spectre variable
w	faibles raies
:	incertitude

### Unités

rad	radian
arcmin (')	minute d'arc ( $2.90888 \times 10^{-4}$ rad)
arcsec (")	seconde d'arc ( $4.848137 \times 10^{-6}$ rad)
mas	milli seconde d'arc ( $4.848137 \times 10^{-9}$ rad)
au	Unité Astronomique (149 597 870 700 m)
pc	parsec ( $3.085678 \times 10^{16}$ m)
Myr	Million d'années
$M_{\text{jup}}$	Masse de Jupiter ( $1,8986 \times 10^{27}$ kg)
$M_{\odot}$	Masse du Soleil ( $1.98892 \times 10^{30}$ kg)
$L_{\odot}$	Luminosité du Soleil ( $3,826 \times 10^{26}$ W)

### Notations mathématiques

$\tilde{A}$	Transformée de Fourier de $A$
$\mathbf{A}$	Vecteur $\vec{A}$
$\langle A \rangle$	Moyenne statistique de $A$
$\Re(A)$	partie réelle de $A$

## Acronymes

AGB	Branche asymptotique des géantes (Asymptotic Giant Branch)
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
AMBER	Astronomical Multiple BEam Recombiner
AT	Télescope Auxiliaire du VLT
BBM	Building Block Method
BS	Bi-Spectre
BSMEM	BiSpectrum Maximum Entropy Method
CHARA	Center for High Angular Resolution Astronomy (Georgia State University)
ELT	Extremely Large Telescope
ESO	European Southern Observatory
GI2T	Grand Interféromètre à 2 Télescopes
I2T	Interféromètre à 2 Télescopes
IOTA	Infrared Optical Telescope Array
IR	Infrarouge
IRS	Image ReconSTRUCTION algorithm
IRIS	InfraRed Image Sensor
KI	Keck Interferometer
LBT	Large Binocular Telescope
MACAO	Multi Application Curvature Adaptive Optics
Macim	MArkhov Chain IMager
MATISSE	Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment
MCMC	Monte Carlo chaines de Markhov (Monte Carlo Markhov Chain)
MIDI	MID-Infrared instrument
MiRA	Multi-aperture image Reconstruction Algorithm
MIRC	Michigan InfraRed Combiner
MMSN	Nébuleuse solaire de masse minimum (Minimum Mass Solar Nebula)
MRI	Instabilité magnéto-rotationnelle (Magneto-Rotational Instability)
MROI	Magdalena Ridge Observatory Interferometer
MWC	Mount Wilson observatory Catalog
NACO	NAOS + CONICA
NPOI	Navy Prototype Optical Interferometer
PC	Phase de Clôture
PIONIER	Precision Intergrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment
PTI	Palomar Testbed Interferometer
SAM	Self Aperture Masking
SED	Densité d'énergie spectrale (Spectral Energy Distribution)
SPARCO	Semi Parametric Approach for image Reconstruction of Chromatic Objects
SPIE	International Society for Optics and Photonics
STRAP	System for Tip-tilt Removal with Avalanche Photodiodes
UT	Télescope Unitaire du VLT
UV	Ultraviolet

**Acronymes (suite)**

VEGA	Visible spEctroGraph and polArimeter
VLT	Very Large Telescope
VLTI	Very Large Telescope Interferometer
VMLM-B	Variable Metric Low Memory - Bound method
Wisard	Weak-phase Interferometric Sample Alternating Reconstruction Device
YSO	Objet stellaire jeune (Young Stellar Object)



# Introduction

Quand l'Homme s'intéresse à la compréhension de notre monde, une question revient : comment s'est formée notre Terre ? Est-ce le produit du hasard ou est-ce un monde comme des milliards d'autres dans l'Univers ? C'est alors qu'il se pose la question de la naissance des planètes dans l'histoire des étoiles. Les planètes ne naissent pas ex-nihilo mais sont le produit de la matière qui était présente au moment de la formation des étoiles. C'est ainsi que s'est imposée l'idée que les planètes venaient de disques que les astrophysiciens qualifient de protoplanétaires (de proto, qui veut dire antérieur).

L'étude de ces disques (que je détaillerai au chapitre 1) est un axe de recherche qui s'est beaucoup développé depuis leur découverte à travers la détection d'un excès infrarouge à la photosphère stellaire dans les années 60. La première image d'un disque fut obtenue dans les années 80, confirmant les modèles créés précédemment (Smith & Terrile 1984). On ne peut introduire la recherche portant sur les disques protoplanétaires sans introduire leurs produits : les exoplanètes. Depuis la première découverte en 1995 (Mayor & Queloz 1995), elles sont maintenant plus de 1000 à figurer dans les catalogues. Pour comprendre notre origine, il est donc important de déterminer la capacité d'un disque protoplanétaire à former des planètes, puis de remonter à la quantité de planètes habitables potentielles dans notre Galaxie.

Dans le but de contraindre les conditions initiales de la formation planétaire, les recherches se sont portées sur la structure géométrique de ces disques, leur composition en gaz et en poussière et leur dynamique. L'imagerie directe de ces disques protoplanétaires montre qu'ils s'étendent du voisinage proche de l'étoile jusqu'à des centaines d'unités astronomiques et qu'ils ont une structure évasée. Or, les détections des exoplanètes amènent à la conclusion que la majorité des planètes se forment dans ces parties internes, c'est-à-dire dans les 10 premières unités astronomiques. Avec l'amélioration des techniques d'observations, certaines images récentes de ces disques montrent des structures complexes (cavités, spirales) qui sont les signatures de la formation planétaire et de phénomènes l'influençant prenant place dans les parties internes. Il est donc important d'imager ces zones proches de l'étoile mais celles-ci ne sont pas accessibles avec les télescopes monolithiques. Pour pouvoir les observer, il faudrait améliorer la capacité de ces télescopes à distinguer les détails les plus fins en augmentant leur diamètre, mais cela nécessite des télescopes de plus de 100 m de diamètre qui ne sont pas réalisables aujourd'hui.

Une solution pour atteindre une résolution angulaire plus haute est d'observer avec plusieurs télescopes séparés de plusieurs dizaines (voire centaines) de mètres.

Cette technique, appelée interférométrie (que je présenterai au chapitre 2), permet d'observer des franges d'interférence créées par la lumière issue du même objet mais recueillies par des télescopes séparés. Ces franges témoignent de la géométrie des objets observés. Remonter à l'image de l'objet observé est une opération complexe qui se fait numériquement au travers de la résolution d'un problème inverse. Cela consiste à interpoler la transformée de Fourier de l'image de la cible entre les fréquences spatiales sondées par les différentes positions des télescopes. Cette interpolation est moins sujette aux *a priori* que l'ajustement d'un modèle géométrique paramétrique. C'est pourquoi la reconstruction d'images est particulièrement adaptée au cas de l'environnement protoplanétaire des étoiles jeunes qui est un environnement complexe. Cette technique, que je décrirai au chapitre 3, s'appelle la reconstruction d'image par synthèse d'ouverture en interférométrie et c'est le coeur technique de cette thèse.

Le Very Large Telescope Interferometer (VLTI) est une infrastructure particulièrement adaptée qui permet de mélanger la lumière de 4 télescopes depuis 2010 grâce à l'installation de l'instrument PIONIER. Avec le VLTI, il est possible de synthétiser un télescope de 140m de diamètre et d'atteindre une résolution angulaire de 2.3 milli secondes d'angle en infrarouge proche, fenêtre spatiale idéale pour l'observation de disques protoplanétaires aux échelles de la formation planétaire. Les premières reconstructions d'image à partir de données d'interférométrie optique ont été réalisées peu avant le début de ma thèse. Cependant, l'étoile centrale ne permet pas de distinguer les parties internes des disques avec un bon contraste. Dans ma thèse, j'ai créé et développé une approche novatrice dans l'optique de réaliser la reconstruction d'image d'étoiles jeunes que je décrirai au chapitre 4. Cette approche consiste à séparer l'étoile centrale de la reconstruction d'image et de reconstruire son environnement seul. Ensuite, j'ai eu l'opportunité unique d'utiliser PIONIER pour mener une grande campagne d'imagerie des disques protoplanétaires. J'ai eu la chance de collaborer avec des chercheurs internationaux et d'observer une grande partie des nuits dédiées à cette campagne. Je décris la stratégie d'observation que j'ai développée au chapitre 5.

Ces observations ont permis d'obtenir des tailles caractéristiques de ces objets, certains étant plus résolus que d'autres. La nouveauté de cette campagne d'observation réside dans la qualité sans précédent des couvertures du plan- $\{u, v\}$  mais aussi dans la possibilité de sonder les températures des régions internes des disques afin de remonter aux propriétés des grains de poussières les constituant. Je montrerai au chapitre 6 que la reconstruction des images tout en retrouvant les propriétés de l'environnement est possible. Les images apportent une information sans précédent sur les asymétries dans les disques et c'est pourquoi, au chapitre 7, je me suis focalisé sur un objet particulier et déjà bien étudié : MWC158. Je montrerai les premières images de la morphologie variable de l'environnement de cet objet.

Dans cette thèse j'ai aussi eu l'opportunité de développer et d'ajuster des modèles paramétriques géométriques aux données interférométriques ainsi que de collaborer avec d'autres chercheurs pour imager des objets évolués. Ces travaux étant en dehors du sujet de cette thèse ils ne seront pas développés dans ce manuscrit.

Ainsi, ma thèse se situe à l'intersection de deux axes de recherche, l'un astrophysique et l'autre instrumental. La première partie composée de deux chapitres décrit l'état de l'art de la recherche sur les disques protoplanétaires et sur les avancées apportées par l'interférométrie optique. La seconde partie est axée sur la reconstruction d'images. Cette technique est décrite dans un premier chapitre et l'approche semi-paramétrique que j'ai développée afin de reconstruire des images de l'environnement proche des étoiles jeunes est présentée dans un deuxième. La troisième et dernière partie porte sur les applications de cette technique aux observations des disques protoplanétaires. Le premier chapitre de cette partie décrit le programme d'observation de ces objets avec l'instrument PIONIER au VLTI. Le second chapitre porte sur l'analyse des images de l'environnement de ces étoiles et le dernier chapitre pointe sur un objet particulier, MWC158, dans lequel on détecte et image une forte variabilité des parties internes.

Mon objectif dans cette thèse est d'apporter des éléments nouveaux, à partir de méthodes novatrices, sur la compréhension des zones de formation des planètes. Les images que j'ai produites ont pour but de faire progresser ce domaine de recherche.





# Première partie

## Contexte



# Chapitre 1

## L'environnement protoplanétaire des étoiles jeunes

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Formation stellaire . . . . .</b>	<b>8</b>
1.1.1	Du nuage moléculaire aux proto-étoiles . . . . .	8
1.1.2	Evolution vers la séquence principale . . . . .	9
<b>1.2</b>	<b>Structure des disques protoplanétaires . . . . .</b>	<b>11</b>
1.2.1	Observations des disques . . . . .	11
1.2.2	Modèles de disques . . . . .	12
1.2.3	Composition de la poussière . . . . .	14
1.2.4	Accrétion et éjection . . . . .	14
<b>1.3</b>	<b>Formation planétaire . . . . .</b>	<b>16</b>
1.3.1	Deux modèles principaux . . . . .	16
1.3.2	Dérive des grains . . . . .	17
1.3.3	Des tourbillons pour piéger la poussière . . . . .	17
1.3.4	Migration planétaire . . . . .	18
<b>1.4</b>	<b>Evolution et dissipation du disque . . . . .</b>	<b>19</b>
1.4.1	Evidence observationnelle d'évolution des disques . . . . .	19
1.4.2	Dissipation des disques . . . . .	20
<b>1.5</b>	<b>Besoin de la très haute résolution angulaire . . . . .</b>	<b>21</b>

---

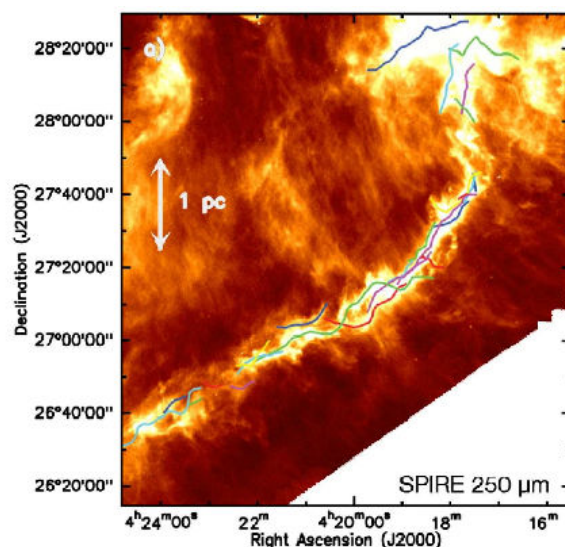


FIGURE 1.1 – Filaments observés par Herschel à  $250\mu\text{m}$  (Palmeirim et al. 2013; Hacar et al. 2013) dans le Taureau.

Ma thèse se propose d’imager les disques protoplanétaires à haute résolution angulaire en utilisant l’interférométrie optique. Elle se focalise notamment dans la région où les planètes terrestres sont supposées se former : dans les 10 premières unités astronomiques (au) autour de l’étoile. Mais afin d’analyser la morphologie de ces parties internes il est nécessaire d’étudier les phénomènes physiques qui structurent le disque protoplanétaire à toutes les échelles. Dans ce chapitre je fais donc une revue des connaissances sur la structure de ces disques ainsi que sur leur capacité à former des planètes.

## 1.1 Formation stellaire

Dans cette première section je vais décrire le parcours évolutif d’une étoile jusqu’à la séquence principale. Au cours de cette évolution les disques circumstellaires (qui peuvent générer des planètes) vont se former autour de l’étoile, avant de se dissiper.

### 1.1.1 Du nuage moléculaire aux proto-étoiles

Dans le milieu interstellaire, les nuages moléculaires sont constitués de gaz et de poussière. Ils sont sculptés par des flux supersoniques à grande échelle qui causent la formation des filaments (e.g. André et al. 2010; Miville-Deschênes et al. 2010) qui ont été observés récemment par le satellite Herschel (voir Figure 1.1). Ces filaments semblent avoir des caractéristiques quasi-universelles comme par exemple leur épaisseur de 0.1 pc (Arzoumanian et al. 2011). Seuls les filaments les plus denses, où la gravité va dominer, vont former des coeurs préstellaires, c’est-à-dire des graines qui vont donner naissance aux étoiles (Men’shchikov et al.

2010). Myers (2009, 2011) montre que les étoiles les plus massives vont se former à l'intersection de ces filaments, là où le milieu sera le plus dense.

Ces coeurs préstellaires sont des surdensités locales de gaz et de poussière liées gravitationnellement (Ward-Thompson et al. 1994). Les plus massifs d'entre eux auront leur coeur si dense que des réactions thermonucléaires de l'hydrogène débiteront pour former une proto-étoile. Goodman et al. (1993) ont observé des gradients de vitesse suffisamment faibles pour permettre l'effondrement gravitationnel de la matière entourant la proto-étoile. Par conservation du moment cinétique, la matière en effondrement et en rotation se distribue le long du plan équatorial formant le disque circumstellaire.

### 1.1.2 Evolution vers la séquence principale

Avant d'atteindre la séquence principale, la proto-étoile évolue suivant des étapes qui ont été classifiées en fonction de la distribution spectrale d'énergie (SED). Mendoza V. (1966) a, en effet, observé la photométrie de ces objets de l'ultraviolet ( $0.36 \mu\text{m}$ ) à l'infrarouge ( $5 \mu\text{m}$ ) et noté des excès de flux en les comparant à des SED d'étoiles "nues" (photosphère seulement). Ces excès de flux sont présents dans l'ultraviolet et dans l'infrarouge. Il existe aussi un excès dans le rouge qui a été attribué à une forte émission de la raie  $H_\alpha$ . L'origine de ces courbes photométriques particulières est due à une grande enveloppe de poussière et de son accrétion sur l'étoile. Cela nous permet de faire le lien entre la distribution spectrale d'énergie (SED) observée et l'évolution stellaire (voir Figure 1.2).

Un schéma d'évolution standard a été proposé par Lada (1987) (et mis à jour par André (1994)). Le classement a été établi en observant la différence de pente de flux (indice spectral) dans l'infrarouge ( $\alpha_{\text{IR}}$ ) entre  $2.2 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$ . Ce schéma d'évolution est divisé en 4 classes (voir Fig 1.2) :

- **Classe 0** : La proto-étoile est enfouie dans son enveloppe en effondrement si bien que l'on ne perçoit pas sa lumière directe quelque soit la longueur d'onde. La SED est alors dominée par le flux de l'enveloppe piquant dans l'infrarouge lointain et le millimétrique.
- **Classe I** : L'enveloppe commence à s'amincir et à se transformer en disque par conservation du moment cinétique. On observe de l'accrétion de matière sur l'étoile ainsi que des jets bipolaires. La SED a son pic d'émission dans l'infrarouge moyen et lointain. L'étoile commence à être observable avec un télescope optique.
- **Classe II** : L'enveloppe se dissipe et devient optiquement mince. Le disque d'accrétion s'est formé, est optiquement épais et contribue au flux en infrarouge. L'étoile émet beaucoup dans le visible. L'accrétion de matière du disque à l'étoile provoque des chocs sur la surface de l'étoile qui sont observables dans l'ultraviolet. Des jets peuvent être observés.
- **Classe III** : Le disque est devenu optiquement mince et les objets ne présentent plus de signes d'accrétion ou d'éjection. Des systèmes planétaires se sont possiblement formés. Pour témoigner de cette formation, un disque de débris, résultant de collisions entre planétésimaux, peut être détecté dans l'infrarouge.

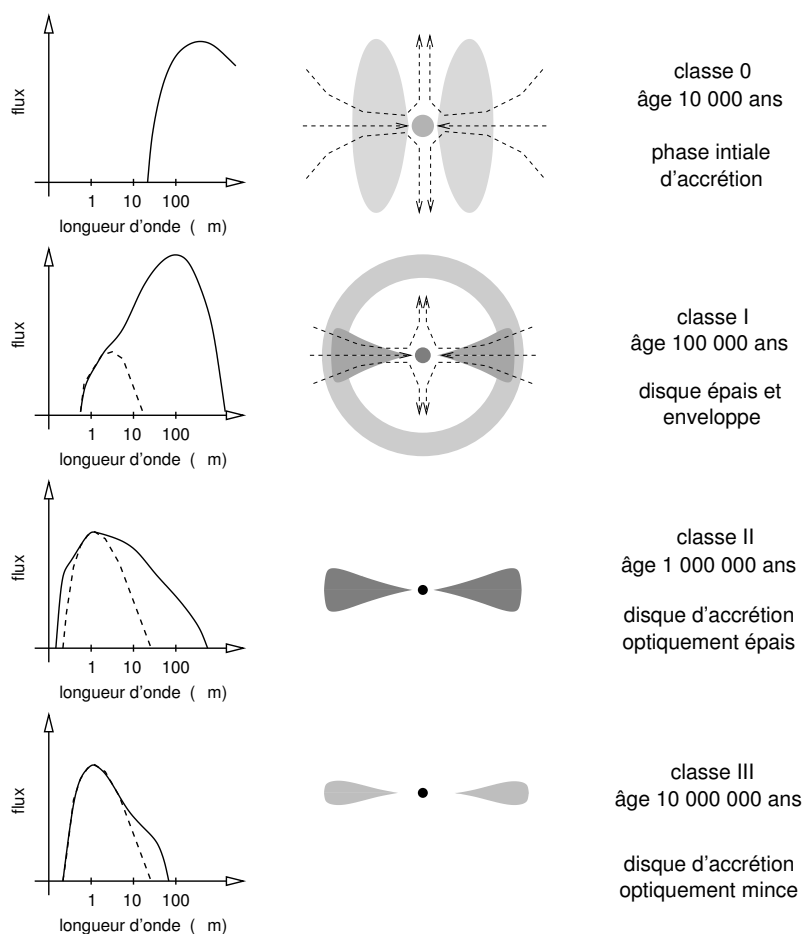


FIGURE 1.2 – Le schéma standard d'évolution d'une étoile jeune (André (1994) et revu par Lachaume (2003b)). A gauche : La SED. Au centre : un schéma de l'environnement stellaire. A droite : classe, âge et brève description de l'objet. Les étoiles de la classe II sont les objets principaux de ma thèse.

Les objets jeunes de classe II vont être la cible des travaux de cette thèse car ces objets sont le lieu d'intenses processus de formation planétaire. On peut les diviser en trois catégories en fonction de la masse de l'étoile centrale :

- **Les étoiles TTauri** : ces étoiles jeunes de masse comparable au Soleil ont été observées et classifiées comme telles par Joy (1945) qui a noté les caractéristiques suivantes : variabilité, association à une nébulosité, présence de raies en émission et type spectral entre F5 et G5.
- **Les étoiles de Herbig AeBe** : ce sont les contreparties plus massives des étoiles TTauri (de 2 à  $8 M_{\odot}$ ). Elles ont été classifiées la première fois par Herbig (1960) et ont un type spectral A ou B.
- **Les étoiles massives de plus de  $8 M_{\odot}$**  : Ces étoiles de type O ou B évoluent rapidement vers la séquence principale. De plus, le taux de radiation est si fort que la formation d'un disque autour de ces étoiles est débattu. Cependant, un disque fut observé sur une étoile de  $20 M_{\odot}$  (Kraus et al. 2010).

La valeur de la masse de l'étoile centrale peut avoir un effet important sur la formation des planètes. D'une part les étoiles massives sont plus souvent binaires (par ex. Raghavan et al. 2010) et d'autre part elles évoluent différemment (plus rapidement) vers la séquence principale (Behrend & Maeder 2001). Cela peut influencer les mécanismes de formation des planètes qui prennent place dans les disques autour de ces étoiles jeunes.

## 1.2 Structure des disques protoplanétaires

Les architectures des systèmes planétaires révélées par transit et vitesse radiale sont extrêmement variées. On trouve notamment de nombreuses planètes dans un rayon d'une unité astronomique autour de l'étoile, région accessible par interférométrie optique. Pour pouvoir comprendre l'origine, il est nécessaire de comprendre les propriétés physiques de l'environnement protoplanétaire. Pour cela il faut connaître la structure des disques au travers de la confrontation des observations et des modèles numériques et ce, tout au long du processus de formation et d'évolution des planètes (par ex. Wolf et al. 2000).

Un schéma de disque est indiqué sur la Figure 1.3. On peut voir un disque s'étendant à une centaine d'au ayant une structure évasée. La distribution des grains de poussières, briques fondamentales de la formation planétaire, dépend de la taille de ceux-ci. Pour contraindre la formation planétaire il est nécessaire de comprendre l'évolution de ces grains. Pour cela il est possible de faire de nombreuses observations en lumière thermique et en lumière diffusée à différentes longueurs d'ondes. Je vais donc décrire le résultat des observations des disques dans leur ensemble (sans rentrer dans le détail des parties internes) et introduire leurs modèles. Puis, je vais décrire la composition de la poussière ainsi que les mécanismes dynamiques affectant les disques.

### 1.2.1 Observations des disques

Les disques protoplanétaires ont été pour la première fois imagés dans le visible avec le télescope spatial Hubble. Dans l'amas du Taureau certaines étoiles jeunes sont entourées d'un disque (par ex. O'dell et al. 1993; O'dell & Wen 1994). Ces disques s'étendent jusqu'à plusieurs centaines d'unités astronomiques (voir Figure 1.4).

Comme résumé sur la Figure 1.3, la structure du disque doit être sondée par différents instruments afin de pouvoir remonter à la structure globale. Dans le millimétrique on peut sonder le disque externe en profondeur. Les observations des raies du CO dans le millimétrique pour des étoiles de classe II ont confirmé la structure du gaz et de la poussière en forme de disque (Koerner et al. 1993; Dutrey et al. 1994; Guilloteau & Dutrey 1994; Mannings & Sargent 1997). On a démontré par la suite que ces disques sont en rotation Keplérienne (Guilloteau & Dutrey 1998; Dutrey et al. 1998; Simon et al. 2000). Leurs structures radiales ont pu être sondées dans le millimétrique (Dutrey et al. 1993; Andrews & Williams



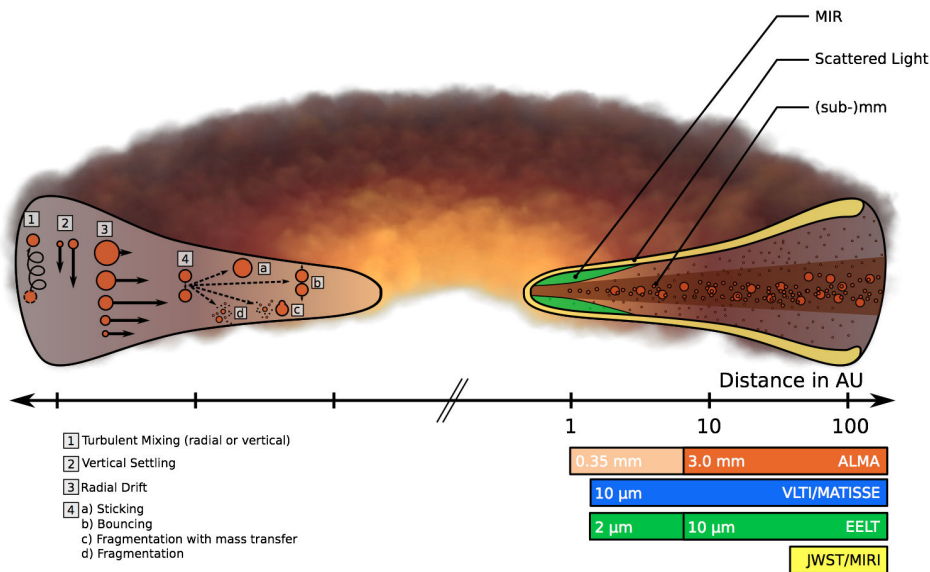


FIGURE 1.3 – Les grains de poussières dans le disque protoplanétaire (Testi et al. 2014). Les grains qui sont couplés au gaz vont suivre le régime turbulent de celui-ci. Ils pourront se découpler et sédimenter vers le plan médian ainsi que migrer vers les parties internes. Enfin, les plus massifs d’entre eux vont soit collisionner soit grossir encore plus et créer une cavité dans le disque.

2005; Guilloteau et al. 2011), certaines images révélant des cavités internes (Piétu et al. 2006; Hughes et al. 2007, 2009; Andrews et al. 2009; Pérez et al. 2014, Figure 1.4). Des asymétries azimuthales dans la distribution des grains ont pu être découvertes récemment avec ALMA (Casassus et al. 2012; van der Marel et al. 2013). Par ailleurs, en optique, on a accès aux parties plus chaudes, donc plus internes et à la lumière diffusée sur la surface des disques. Ainsi, la structure verticale de ces derniers a pu être sondée pour des disques vus par la tranche avec Hubble. Ceux-ci présentent un aspect évasé (Burrows et al. 1996). Cet aspect a été confirmé par Lagage et al. (2006), qui ont observé le disque de HD97048 dans l’infrarouge moyen (à voir aussi Okamoto et al. 2009, pour HD200775). Enfin, l’imagerie directe en infrarouge, l’étude de la lumière diffusée dans l’infrarouge a permis de sonder des structures complexes en spirales à la surface de ces disques (par ex. Garufi et al. 2013, voir Figure 1.4).

## 1.2.2 Modèles de disques

Pour reproduire ces observations et comprendre la physique de ces disques, il est nécessaire de construire des modèles numériques. Dans un premier temps, des modèles simples (analytiques) ont été établis pour essayer de reproduire la distribution spectrale d’énergie et les profils radiaux d’émission. Dans ces modèles, les disques sont considérés géométriquement fins et optiquement épais. On parlera de disque passif si la seule source énergétique est le rayonnement de l’étoile centrale (Adams et al. 1987) et de disque actif si cette source est provoquée par les effets

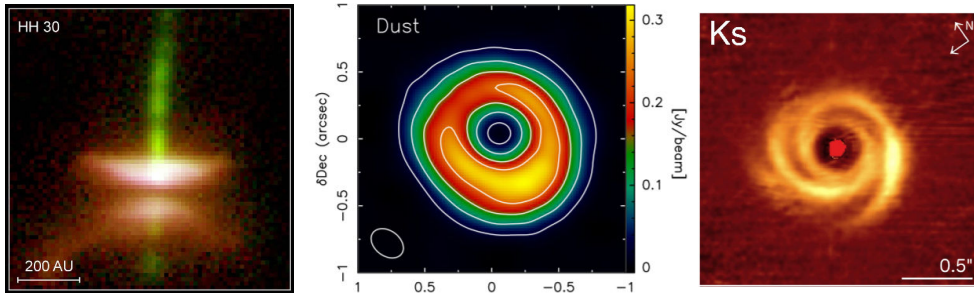


FIGURE 1.4 – Images de disques. A gauche : image d’un objet de classe I, HH30 avec le télescope spatial Hubble (Burrows et al. 1996). Au centre : image d’un objet de classe II (SAO206462), avec ALMA en lumière thermique dans le millimétrique (Pérez et al. 2014). A droite : image du même objet en lumière diffusée avec NaCo en infrarouge proche (Garufi et al. 2013).

visqueux s’opposant à la rotation différentielle du disque (Shakura & Sunyaev 1973; Lynden-Bell & Pringle 1974). Comme cette viscosité va provoquer l’accrétion de matière sur l’étoile, les disques actifs sont appelés disques d’accrétion. Les disques passifs, quant à eux, ne sont pas en phase d’accrétion (ou bien celle-ci est négligeable) mais réémettent l’énergie reçue de l’étoile. Ces deux modèles donnent la même distribution spectrale d’énergie et leur loi en température est en  $r^{-\frac{3}{4}}$  ( $r$  étant la distance à l’étoile).

Pour expliquer la géométrie évasée des disques, des modèles ont été proposés afin de reproduire cette structure verticale (Kenyon & Hartmann 1987). Elle est expliquée par un disque à l’équilibre hydrostatique. Celui-ci donne une échelle de hauteur verticale des disques ( $\frac{h}{r}$ ) évoluant en  $r^{\frac{1}{4}}$ . Le disque intercepte donc plus de lumière venant de l’étoile et la température varie en  $r^{-\frac{1}{2}}$ . Par la suite, Chiang & Goldreich (1997) ont proposé un modèle de disque à deux couches. La couche supplémentaire représente une atmosphère du disque qui reçoit les photons directement de l’étoile. Elle en réémet la moitié vers le disque interne et la moitié vers l’extérieur du disque. Ce modèle permet de reproduire les excès infrarouges d’étoiles ne pouvant être ajustés par des lois de puissance.

Plus récemment, des modèles plus sophistiqués prenant en compte le transfert radiatif dans ces disques à l’aide de code Monte Carlo ont été utilisés (par ex. MCFOST, MCMAX; Pinte et al. 2006; Min et al. 2009, resp.). Ces codes permettent une paramétrisation poussée du disque au niveau de sa structure (indice d’évasement, rayons interne et externe), de sa composition de poussière ou de gaz (distribution des tailles de grains, composition chimique). Certaines versions de ces codes permettent d’itérer entre la structure verticale et la température du disque jusqu’à atteindre l’équilibre hydrostatique (Verhoeff et al. 2011). Ces codes consistent à simuler des photons partants de l’étoile aux longueurs correspondant au spectre de celle-ci. Ces photons vont pénétrer le modèle de disque et interagir avec la poussière et/ou le gaz. Ils vont se faire diffuser ou absorber et vont atteindre l’observateur. Il est ainsi possible de générer des images à des longueurs d’onde différentes en comptant les photons sortis de ce modèle en direction de

l'observateur.

### 1.2.3 Composition de la poussière

Malgré la domination de la masse du disque par le gaz, la poussière joue un rôle important car elle est responsable de l'opacité à la radiation, du transfert énergétique vers le gaz. De plus, elle joue le rôle de catalyseur chimique, de lieu de condensation d'éléments volatiles et elle est la brique de base de la formation des coeurs planétaires. Dans ce qui suit j'évoque certaines de ses propriétés.

La composition de la poussière du disque est dérivée de celle du milieu interstellaire où les grains de poussière sont probablement des grains de silicate et de carbone avec une distribution allant de quelques Ångström à quelques dixièmes de microns (Draine 2003). Selon les modèles, cette composition de poussière n'évoque pas beaucoup dans les nuages moléculaires et dans les coeurs protostellaires (Kruegel & Siebenmorgen 1994; Ossenkopf & Henning 1994). Cela a été confirmé par la suite par les observations (Bianchi et al. 2003; Kessler-Silacci et al. 2005). Dans les disques protoplanétaires, Juhász et al. (2010) ont trouvé que les poussières dans les disques d'étoiles de Herbig sont composées de silicate amorphes comme l'olivine et le pyroxène, de silice et d'enstatite et de forstérite cristallins. La poussière subit une transformation de phase lors des montées en température consécutives à son passage dans un champ de radiation fort présent dans les régions internes du disque. Cela témoigne de mécanismes de mélange des grains dans le disque. De plus, les grains de poussière grossissent dans les disques protoplanétaires comme cela a été mis en évidence en observant la pente de la SED des disques dans le millimétrique (Testi et al. 2001, 2003; Calvet et al. 2002). On peut en déduire l'opacité des grains et, avec une information géométrique à remonter à la distribution de leur tailles.

### 1.2.4 Accrétion et éjection

L'accrétion du gaz sur l'étoile est présente tout au long de la vie du disque jusqu'à sa dissipation. Ce phénomène d'accrétion est lié au phénomène d'éjection. Ils sont observés par le Hubble Space Telescope dans les étoiles jeunes de classe 0 (Zinnecker et al. 1998), classe I (Reipurth et al. 1997) et classe II (Burrows et al. 1996). Pour 10 masses de gaz accréteé sur l'étoile, une se fait éjecter (Hartigan et al. 1995; Antonucci et al. 2008).

**Accrétion** Pour les étoiles TTauri, l'accrétion se fait par piégeage magnétosphérique de la matière accréteé par l'étoile, ce qui a été vérifié spectroscopiquement (Edwards et al. 1994; Hartmann et al. 1994). L'intensité du champ magnétique de ces étoiles est de l'ordre de plusieurs kG (Johns-Krull et al. 2013). L'accrétion est dominée par la composante bipolaire (Long et al. 2008; Alencar et al. 2012) de ce champ et si celui-ci est incliné par rapport à l'orientation du disque externe, il peut modifier l'inclinaison du disque près de l'étoile (Bouvier et al. 2003, 2007).

Cependant, pour reproduire les taux d'accrétion observés dans les étoiles de Herbig ( $>10^{-8}M_{\odot}/\text{an}$ ), il faut un champ magnétique d'au moins 1kG (Bessolaz

et al. 2008). Or, les étoiles de Herbig ne possèdent pas de champ magnétique suffisant (Alecian et al. 2013) et l'accrétion doit se faire par un autre phénomène.

L'observation de l'accrétion dans ces objets jeunes est réalisée par spectroscopie, grâce à divers traceurs dans les raies et de l'excès UV (en observant l'amplitude du saut de Balmer, Rigliaco et al. 2012). Les traceurs, qui sont bien connus pour les TTauris, ont été utilisés avec plus ou moins de succès sur les Herbig (Blondel & Djie 2006; Garcia Lopez et al. 2006; Donehew & Brittain 2011; Mendigutía et al. 2011; Pogodin et al. 2012).

Plus loin dans le disque, cette accrétion doit être supportée par des mécanismes turbulents afin de dissiper le moment cinétique. Le processus le plus efficace pour cela est l'instabilité magnétorotationnelle (MRI).

**MRI** Elle a été proposée par Balbus & Hawley (1991) dans les disques comme un mécanisme pouvant accréter la matière sur l'étoile. Considérons un champ magnétique vertical traversant un disque en rotation képlérienne et deux particules légèrement décalées radialement liées par une même ligne de ce champ (MHD idéale). La particule interne est accélérée à cause de la conservation du moment cinétique alors que le contraire arrive à la particule externe. Or, l'effet du champ magnétique va avoir tendance à ramener ces deux particules à leurs positions initiales, ce qui revient à freiner la particule interne et accélérer la particule externe. La particule interne va donc avoir tendance à migrer radialement vers l'intérieur (vers l'extérieur pour la particule externe). Il y a donc compétition entre la conservation du moment cinétique et l'effet du champ magnétique, ce qui amène l'instabilité.

Cette instabilité est forte dans les endroits ionisés dans le disque. Les rayons X et ultraviolets de l'étoile ionisent la surface du disque. Les rayons cosmiques ionisent les parties externes. Enfin, la chaleur intrinsèque du disque ionise les parties internes. Il existe donc une zone dans le disque qui n'est pas ionisée et qui s'appelle la zone morte (Dzyurkevich et al. 2010). Le taux d'accrétion est faible dans cette zone et a mené au modèle d'accrétion par surface du disque (Gammie 1996). Cependant, la densité à la surface de ces disques peut être trop faible pour que la MRI puisse se développer (Lesur et al. 2014).

**Ejection** Cette accrétion peut donner lieu à des phénomènes d'éjection épisodiques (Zanni & Ferreira 2013) ou alors donner plus de force dans le vent stellaire (Matt & Pudritz 2005). Un peu plus loin, un vent de disque peut être présent. Il est la conséquence de l'inclinaison vers l'extérieur des lignes magnétiques dans le disque (Blandford & Payne 1982). Le résultat est une composante magnétocentrifuge qui s'exerce sur le gaz et crée le vent, qui peut être variable à cause de la MRI (Bai & Stone 2013a,b; Lesur et al. 2013). Une revue des mécanismes de lancement de jet dans les TTauri a été faite dans Ferreira et al. (2006)

La structure des disques est forgée par de nombreux phénomènes (accrétion, équilibre hydrostatique) et est dominée par le gaz. C'est pourtant le grossissement des grains de poussière qui est le point de départ de la formation planétaire. Je

détaille dans la section suivante les mécanismes qui influent la formation planétaire.

## 1.3 Formation planétaire

Les disques protoplanétaires sont par définition des disques qui vont former des planètes. Dans cette section, je détaille les mécanismes théoriques de formation planétaire et le phénomène de dérive des grains de poussière qui pourrait s'y opposer. Enfin, je discute les mécanismes de piégeage de ces grains afin qu'ils puissent s'agglomérer et former des planétésimaux.

### 1.3.1 Deux modèles principaux

Il y a actuellement deux grands types de mécanismes physiques étudiés pour la formation planétaire : l'accrétion sur coeur et l'instabilité gravitationnelle.

**Accrétion sur coeur** L'accrétion sur coeur (Pollack et al. 1996; Rafikov 2011; Mordasini 2013) consiste à faire grossir par agglomération les grains de poussière jusqu'à des tailles kilométriques. Les planétésimaux obtenus vont soit collisionner soit continuer à grossir en exerçant une force gravitationnelle de plus en plus grande. Les plus massifs d'entre eux vont accréter la matière située sur leur orbite. Si le coeur du planétésimal est suffisamment massif, il pourra aussi accréter le gaz et former ainsi une planète gazeuse. La densité nécessaire pour satisfaire ce scénario se trouve dans les parties internes du disque.

Un des problèmes de l'accrétion sur coeur est que le temps de formation des planètes est long devant le temps de dissipation du disque (voir Section 1.4.1). L'idée est donc d'inclure un nouveau processus, l'accrétion sur pierre ("*pebble accretion*", Lambrechts & Johansen 2012), qui prend en compte les forces de couplage du gaz dans l'accrétion sur les planétésimaux, ce qui réduit jusqu'à un facteur 1000 le temps de formation des planètes.

**Instabilité gravitationnelle** Si le disque protoplanétaire est assez massif, le phénomène d'auto-gravitation du gaz devient important et il peut alors s'effondrer sur lui-même par instabilité gravitationnelle (Cameron 1978; Boss 2001) aussi appelée instabilité de Jeans. Plus un disque est massif et froid, plus il sera instable. Cela est mesuré par le critère de Toomre  $Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$  avec  $c_s$  étant la vitesse du son,  $\Omega$  la vitesse angulaire,  $G$  la constante gravitationnelle et  $\Sigma$  la densité surfacique du disque (cette formule est valable pour un disque en rotation Keplérienne). L'effondrement va donner naissance à des objets liés gravitationnellement et qui formeront des planètes. Ce phénomène est beaucoup plus rapide que le précédent et permet de former des planètes gazeuses assez loin dans le disque ( $>10$ au). Cependant, les conditions de l'instabilité requièrent un disque très massif et un critère de Toomre proche de 1, ce qui est rarement le cas (par ex. Piétu et al. 2005).

### 1.3.2 Dérive des grains

Afin que les grains puissent s'agglomérer, ils doivent rester concentrés assez longtemps dans le disque. Examinons leur trajectoire dans le disque.

Les trajectoires des grains de poussières seuls sont définies par deux forces. La force de gravité de l'étoile centrale et la force centrifuge qui leur donneraient un mouvement Keplerien. Les particules gazeuses, quant à elles, sont sensibles à la pression hydrodynamique. Cette force vient s'ajouter aux deux forces précédentes (Adachi et al. 1976; Weidenschilling 1977). Le gradient de pression est orienté vers les parties internes du disque, où les densités sont plus grandes, et repousse donc vers l'extérieur. Pour une même orbite, l'équilibre des particules de gaz est trouvé pour une vitesse légèrement sub-keplerienne.

Or, dans un disque, les grains de poussière et le gaz coexistent. Se pose alors la question du couplage gaz/poussière. Celui-ci peut être quantifié avec le nombre de Stokes ( $St$ ) qui est défini comme  $St = \Omega_K \tau_d$  avec  $\tau_d = \frac{F}{mv}$  étant le temps de décélération (ou d'accélération) d'une particule de poussière défini en fonction de  $F$  la force de frottement avec le gaz, la masse du grain  $m$ , sa vitesse  $v$  et  $\Omega_K$  la vitesse angulaire Keplerienne.  $\tau_d$  augmente avec la taille du grain de poussière et pour les gros grains  $St > 1$ . Les petits grains de poussière sont donc couplés avec le gaz tandis que les gros grains, qui devraient orbiter à la vitesse Keplerienne, ressentent une force de frottement dû au différentiel de vitesse avec le gaz. Cela va les ralentir et ils vont commencer à dériver vers l'étoile (voir Figure 1.3).

Les gros grains devraient être accrétés par l'étoile dans une fraction du temps de vie du disque (voir section 1.4.1 et la Figure 1.6). Il existe donc un mécanisme qui freine cette accrétion afin de pouvoir former des planètes. Ce mécanisme pourrait être une surpression radiale dans un disque (Nakagawa et al. 1986). Une telle surpression peut ne pas être stable et créer des tourbillons par instabilité.

### 1.3.3 Des tourbillons pour piéger la poussière

Les tourbillons peuvent être créés par des instabilités hydrodynamiques. Ces tourbillons commencent à être observés dans les disques (voir Figure 1.5). Je vais en détailler deux qui sont déterminants pour la structure des disques : l'instabilité baroclinique et l'instabilité de Rossby.

**Instabilité baroclinique** L'instabilité baroclinique se développe dans un disque qui a les surfaces d'isodensité inclinées par rapport aux surfaces isobares. Elle est définie par le gradient d'entropie radial dans le disque (Klahr & Bodenheimer 2003). Dans des conditions de chauffage et refroidissement spéciales (Lesur & Papaloizou 2010) cette instabilité peut développer des tourbillons dans le disque (Petersen et al. 2007b,a). Lyra & Klahr (2011) ont montré que les conditions les plus favorables pour cette instabilité sont présentes dans la zone morte du disque. Cependant, ces tourbillons peuvent migrer radialement (Paardekooper et al. 2010). Ces tourbillons sont intéressants car ils peuvent contribuer au grossissement des grains qui formeront par la suite des planètes (Barge & Sommeria 1995; Tanga et al. 1996; Johansen et al. 2004; Klahr & Bodenheimer 2006).

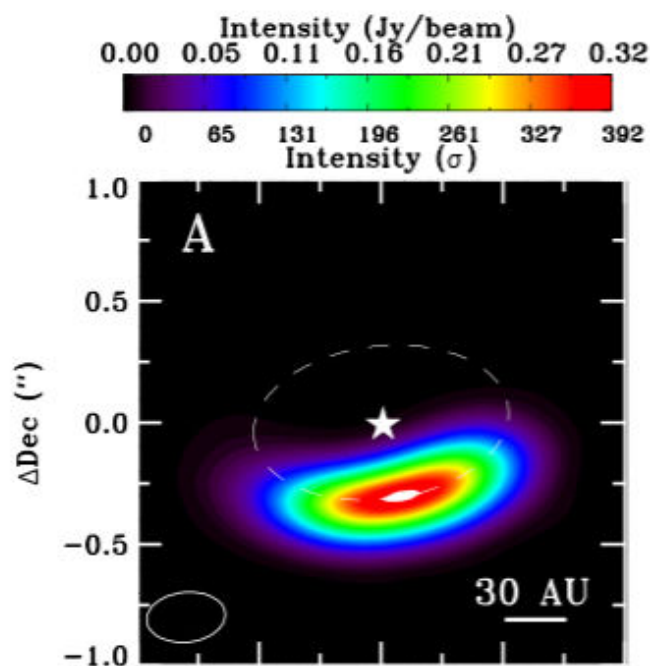


FIGURE 1.5 – Image de Oph IRS 48 montrant une forte asymétrie. C’est une reconstruction d’image à partir de données ALMA (van der Marel et al. 2013).

**Instabilité par ondes de Rossby** Une autre manière de former les tourbillons dans ces disques est l’instabilité d’onde de Rossby (Lovelace et al. 1999) qui peut être assimilée à l’instabilité de Kelvin-Helmholtz dans le cas d’un disque à rotation différentielle. Elle se développe à l’endroit où il y a un extremum de densité dans le disque (typiquement au bords interne et externe de la zone morte; Varnière & Tagger 2006). Regály et al. (2012) ont montré qu’un tourbillon créé par cette instabilité peut être à l’origine d’asymétries dans les disques détectés en radio. Cela a vite été confirmé par la découverte d’une forte asymétrie dans l’objet Oph IRS 48 dans les longueurs d’onde millimétriques (voir Figure 1.5) qui a été attribuée à l’instabilité de Rossby (van der Marel et al. 2013).

### 1.3.4 Migration planétaire

Une fois les planètes formées et même pendant leur formation, elles peuvent migrer radialement à cause de leurs interactions avec le disque (Goldreich & Tremaine 1979). Il existe 2 principaux types de migration.

**Type I** La migration de type I est souvent associée aux planètes formées par accrétion sur coeur. La planète produit un sillage dans le disque qui va former une onde de surdensité gazeuse en spirale vers l’intérieur et l’extérieur du disque (Goldreich & Tremaine 1980). L’onde située dans la partie externe va freiner la planète alors que celle à l’intérieur va l’accélérer. La somme des deux couples (couple différentiel de Lindblad) est négative, c’est-à-dire que l’onde du disque externe l’emporte et va faire migrer la planète vers l’étoile (Ward 1986, 1997). La

vitesse de migration est proportionnelle à la masse de la planète. Pour une planète d'une masse terrestre à 5 au il faut 0.2 Myr ce qui est plus court que le temps de vie du disque (Korycansky & Pollack 1993; Ward 1997; Tanaka et al. 2002).

**Type II** Dans la migration de type II (Lin & Papaloizou 1986), la planète est assez massive ( $\approx 0.1M_{\text{jup}}$ ) pour ouvrir une cavité dans le disque en ayant accréte toute la matière présente sur son orbite (Crida et al. 2006). Ainsi les disques internes et externes repoussent la planète pour la garder dans la cavité. Elle va suivre l'évolution des disques internes et externes. Ceux-ci se font accréter vers l'étoile et la planète va suivre ce mouvement. Cette migration est aussi très rapide par rapport au temps de vie du disque (Nelson et al. 2000).

## 1.4 Evolution et dissipation du disque

Comme montré sur la Figure 1.6, les disques se dissipent au bout de quelques millions d'années. Je vais donc m'intéresser à leur séquence évolutive et aux mécanismes de dissipation. Une fois de plus la SED donne des indices.

### 1.4.1 Evidence observationnelle d'évolution des disques

La forme de l'excès infrarouge va nous permettre de classer les objets jeunes en deux groupes (Meeus et al. 2001).

- **Groupe I** : leur SED peut être ajustée avec une loi de puissance et un corps noir.
- **Groupe II** : l'ajustement de la SED peut être fait avec une loi de puissance seulement.

Meeus et al. (2001) ont interprété l'excès de flux en moyen infrarouge des objets du groupe I comme étant dû à l'évasement des disques. Les disques du groupe II étant plats, ils ne présenteraient pas cet excès. Les objets des deux groupes ont aussi une couleur différente dans le millimétrique (Acke & van den Ancker 2004), les objets de groupe I étant plus rouges.

Ces caractéristiques ont par la suite été reliées à une séquence évolutive en trouvant une évolution des grains de poussières dans les disques de groupe II (Dullemond & Dominik 2004).

Plus récemment (Maaskant et al. 2013) ont proposé une autre explication pour les SED des objets de groupe I : l'excès en moyen infrarouge s'explique par la présence d'une cavité dans le disque (voir Figure 1.6). Le bord interne du disque externe serait illuminé directement par l'étoile et produirait ce flux supplémentaire. L'hypothèse des cavités semble se confirmer car, pour le moment, aucune cavité n'a été détectée autour des objets du groupe II alors que les objets du groupe I en ont presque tous (Maaskant et al. 2014).



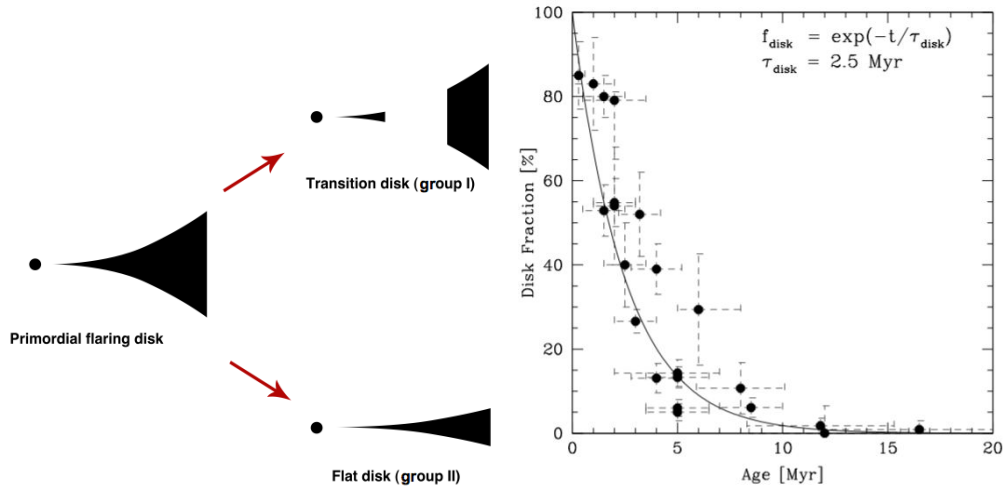


FIGURE 1.6 – A gauche : distinction géométrique des objets de Groupe I et Groupe II comme proposée par Maaskant et al. (2013). A droite : Graphe du nombre d'étoiles avec disques dans des amas versus l'âge de ces amas (Mamajek 2009). On peut voir que les disques sont dissipés 5 et 10 Myr.

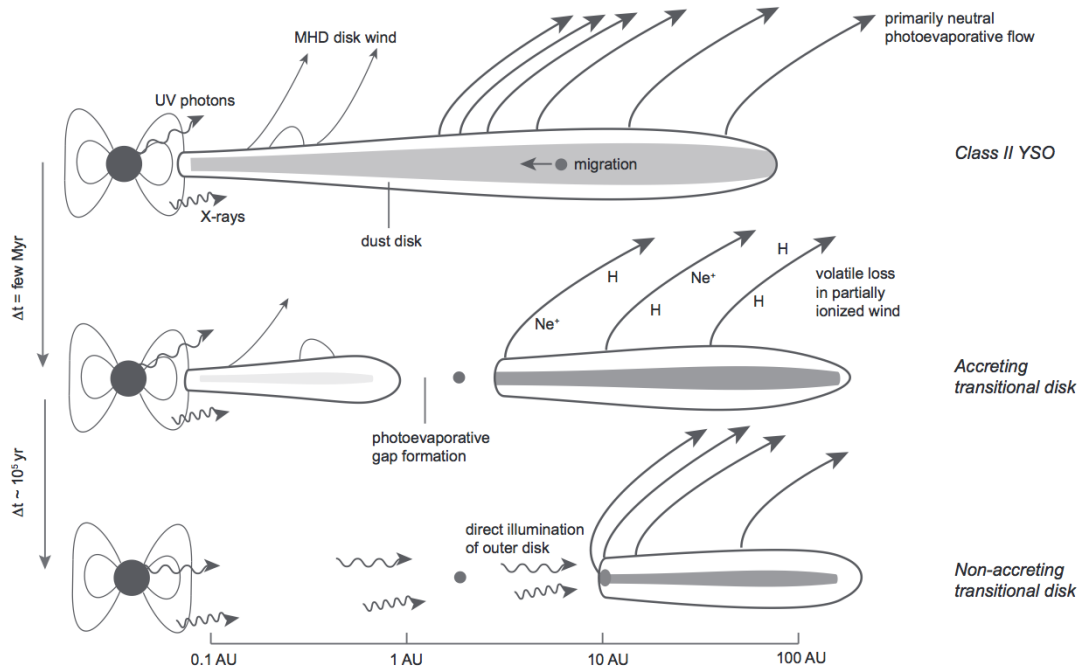


FIGURE 1.7 – Les mécanismes de dissipation des disques selon Alexander et al. (2013).

### 1.4.2 Dissipation des disques

On contraint l'âge de l'étoile pour lequel les disques se dissipent en regardant différents amas d'étoiles et en supposant que les étoiles d'un amas aient le même âge. En examinant la fraction d'étoiles avec un excès dans l'infrarouge proche, on

constate une durée de vie caractéristique de 5 Myr (Haisch et al. 2001; Mamajek 2009; Kraus et al. 2012a; Bell et al. 2013, voir Figure 1.6). Cet âge caractéristique de 5 Myr est aussi constaté en traçant l'accrétion dans ces amas en observant la raie  $H_\alpha$  (Fedele et al. 2010).

Cependant, le mécanisme de dispersion semble être très rapide comme le montrent les études statistiques (Koeperl et al. 2013) et le fait qu'il existe statistiquement peu d'objets observés comme étant des disques de transition (environ 10%, Espaillat et al. 2014). Les mécanismes de dispersion compatibles avec les contraintes précédentes sont la photoévaporation et l'accrétion (Hollenbach et al. 2000; Dullemond et al. 2007). Le temps caractéristique visqueux (et donc d'accrétion) évoluant linéairement avec la distance à l'étoile, les parties externes ne peuvent être dispersées à temps par l'accrétion seule (Hartmann 1998). C'est pour cela que la photoévaporation est nécessaire pour expliquer la dissipation du disque entier.

Les particules de gaz dans le disque qui sont assez chaudes pour échapper à la force gravitationnelle du disque définissent le phénomène de photoévaporation (Dullemond et al. 2007). Ces particules sont chauffées par les flux à haute énergie (UV ou rayons X) provenant de l'étoile centrale.

Finalement la dissipation du disque est décrite en trois étapes (voir Figure 1.7) :

1. Le disque est entier et l'accrétion domine. Les planétésimaux migrent vers l'étoile. Un vent de disque par photoévaporation existe sur la surface du disque provoqué par les photons UV et X issus de l'étoile.
2. Une cavité se forme à l'endroit de la planète, aidé par la photoévaporation, créant un disque prétransitionnel. La nécessité de la planète pour créer une cavité est encore débattue. Puis, le disque interne se dissipe par accrétion sur l'étoile, c'est l'étape de disque de transition.
3. Le disque interne est dissipé et l'accrétion est arrêtée. Le bord interne du disque externe reçoit plus de flux de l'étoile vu qu'il n'est plus dans l'ombre du disque interne. Il est photoévaporé efficacement. Il reste un disque de débris avec de la poussière de seconde génération issue des collisions entre les planétésimaux.

## 1.5 Besoin de la très haute résolution angulaire

Dans ce chapitre, j'ai fait une revue non-exhaustive des processus physiques ayant lieu dans les disques protoplanétaires. Ces disques ont une géométrie complexe. Ils sont évasés, peuvent comporter des cavités et on observe, dans certains objets, des spirales dans le disque externe. De plus, les tourbillons créés par des instabilités hydrodynamiques peuvent se créer et migrer dans les parties internes du disque. Ces phénomènes ont pu être étudiés précisément grâce à l'imagerie directe et à l'interférométrie millimétrique. Ces deux techniques sont complémentaires car l'imagerie directe en infrarouge proche sonde surtout la surface du disque, alors que les longueurs d'onde plus grandes sont sensibles aux parties internes (proches du plan médian). Les premières images de ces disques ont permis de fixer leur

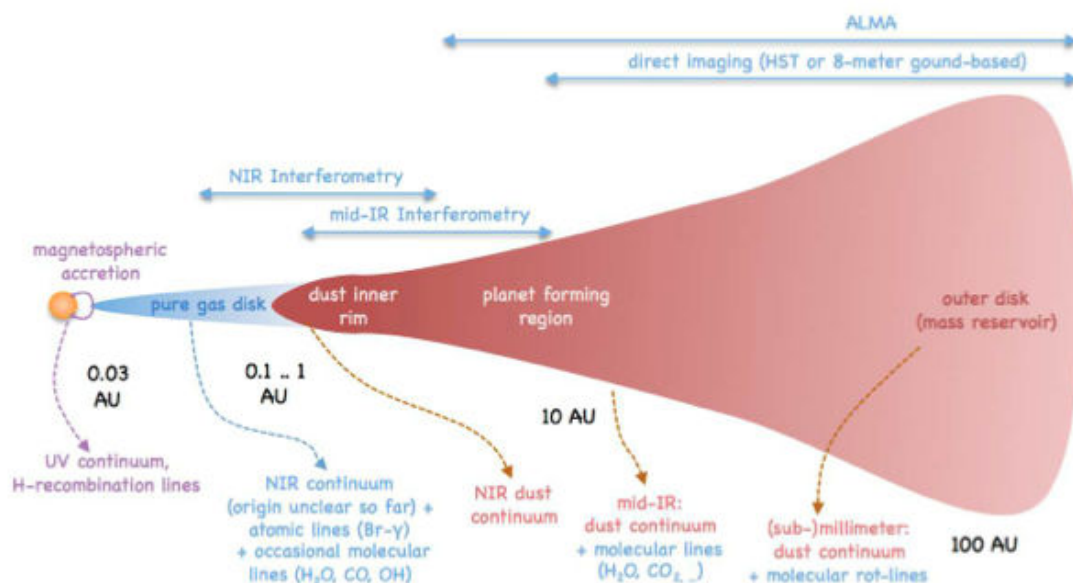


FIGURE 1.8 – Les parties internes des disques protoplanétaires. Figure issue de Dullemond & Monnier (2010).

étendue mais aussi de déterminer leur évasement. Cela a donc apporté le fait de considérer ces disques à l'équilibre hydrostatique. Puis, des cavités et des asymétries des bords internes des disques externes ont permis de mettre des contraintes sur les propriétés d'un possible compagnon générant la morphologie observée (par ex. Casassus et al. 2012; Rameau et al. 2012). De plus, ALMA a permis d'observer une asymétrie qui serait un tourbillon anticyclonique généré par une instabilité par ondes de Rossby (van der Marel et al. 2013). L'imagerie est donc cruciale pour comprendre les phénomènes physiques qui peuvent influencer la formation planétaire.

Or, comme indiqué sur la Figure 1.8, les parties les plus internes ne sont pas accessibles par imagerie directe ou à l'interférométrie dans le sub-millimétrique (ALMA). Ces régions internes sont importantes pour l'étude des disques protoplanétaires car on pense que ce sont les régions de formation de planètes terrestres. Si les planètes ne se forment pas toutes dans cette zone, elles peuvent y migrer pendant la durée de vie du disque. En outre, les phénomènes d'accrétion sont très présents dans ces régions où se situe également le point de départ des jets (voir Figure 1.8).

Il est possible d'étudier ces disques avec des mesures de flux intégré en photométrie ou en spectroscopie, mais les modèles reproduisant les données sont nombreux et peuvent différer sur la nature même de l'émission observée. Par exemple, on observe dans les étoiles de Herbig un excès de flux en infrarouge proche (à  $3\ \mu\text{m}$ ). Cet effet est probablement dû au bord interne de sublimation de la poussière. Ce bord interne, directement exposé à l'étoile se gonflerait sous l'effet de l'équilibre hydrostatique (Isella & Natta 2005). Mais des modèles de halo (Vinković et al. 2006) ou de vent de poussière (Bans & Königl 2012) reproduisent aussi

la photométrie. Ce point, que je développe dans le chapitre suivant, illustre non seulement la nécessité d'accéder à des informations à plus haute résolution angulaire, mais surtout le besoin de faire des images de ces régions afin d'accéder à la distribution de flux spatiale de l'objet sans être influencé par un modèle.

La résolution angulaire nécessaire pour distinguer les détails des premières unités astronomiques autour de l'étoile est atteinte par interférométrie optique (voir Figure 1.8). Cette technique permet de dépasser la résolution angulaire d'un télescope en recombinaison des faisceaux issus de deux télescopes éloignés de quelques dizaines de mètres. On ne peut observer directement l'image de l'objet, mais il est possible de remonter à celle-ci en la reconstruisant numériquement. Faire cela sur les objets jeunes est l'objet de cette thèse. Dans le chapitre suivant, je décris les avancées astrophysiques sur les parties internes des disques protoplanétaires réalisées grâce à l'interférométrie optique.



# Chapitre 2

## Apport de l'interférométrie optique à l'étude des étoiles jeunes

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>La haute résolution angulaire . . . . .</b>	<b>26</b>
2.1.1	Résolution angulaire d'un télescope monolithique . . . . .	26
2.1.2	Résolution angulaire interférométrique . . . . .	27
<b>2.2</b>	<b>Principe de l'interférométrie . . . . .</b>	<b>28</b>
2.2.1	Cohérence temporelle . . . . .	29
2.2.2	Cohérence spatiale . . . . .	30
2.2.3	Théorème de van Cittert-Zernike . . . . .	31
<b>2.3</b>	<b>L'interférométrie à longue base en pratique . . . . .</b>	<b>32</b>
2.3.1	Les observables . . . . .	32
2.3.2	Estimation des observables . . . . .	34
<b>2.4</b>	<b>Observatoires d'interférométrie optique existants . . . . .</b>	<b>36</b>
2.4.1	L'infrastructure au VLTI . . . . .	36
2.4.2	Instrumentation . . . . .	37
<b>2.5</b>	<b>Résultats astrophysiques sur les étoiles jeunes impli- quant l'interférométrie optique . . . . .</b>	<b>38</b>
2.5.1	La première unité astronomique . . . . .	39
2.5.2	Accrétion et éjection . . . . .	41
2.5.3	Au delà du bord interne . . . . .	42
2.5.4	Premières images . . . . .	43
<b>2.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>44</b>

---

## 2.1 La haute résolution angulaire

La haute résolution angulaire (de l'ordre de la milli seconde d'arc) est donc nécessaire pour observer la morphologie des parties internes des disques protoplanétaires et contraindre les phénomènes physiques en jeu. L'interférométrie à longues lignes de base est une technique permettant d'atteindre cet objectif en dépassant la résolution angulaire des télescopes monolithiques limités par la diffraction. Afin de reconstruire une image sur des étoiles jeunes à partir de données interférométriques, il est nécessaire de comprendre ses principes mais aussi la manière d'obtenir les observables. Il est aussi intéressant de voir les progrès effectués sur la description des phénomènes qui ont lieu dans les parties internes des objets jeunes et qui ont été obtenus grâce à cette technique.

Dans un premier temps, je vais présenter la technique de l'interférométrie en définissant la résolution angulaire et en décrivant le concept de cohérence. Puis, je vais décrire la partie pratique des observations en décrivant les observables et les observatoires. Enfin, je démontrerai les progrès effectués sur les parties internes des disques protoplanétaires effectués par l'interférométrie optique à longues lignes de base.

### 2.1.1 Résolution angulaire d'un télescope monolithique

Un télescope monolithique agit comme un système linéaire qui associe une image  $I(\alpha, \beta)$  obtenue à son foyer à la distribution d'intensité de l'objet  $O(\alpha, \beta)$  comme suit :

$$I(\alpha, \beta) = H(\alpha, \beta) * O(\alpha, \beta) \quad (2.1)$$

$H(\alpha, \beta)$  étant la réponse impulsionnelle du télescope liée à la diffraction de la lumière et  $(\alpha, \beta)$  les coordonnées angulaires sur le plan du ciel par rapport à l'axe de visée du télescope. L'opérateur  $*$  définit la convolution. Dans l'espace de Fourier cette relation devient :

$$\tilde{I}(u, v) = \tilde{H}(u, v)\tilde{O}(u, v) \quad (2.2)$$

avec  $(u, v)$  fréquences spatiales angulaires qui peuvent s'écrire  $(\frac{x}{\lambda}, \frac{y}{\lambda})$  avec  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{y}$  les coordonnées sur le miroir en unités de longueur.  $\tilde{H}$  est aussi appelée fonction de transfert optique du système. On peut donc considérer un télescope comme un filtre fréquentiel passe-bas à deux dimensions.

La réponse impulsionnelle  $H(\alpha, \beta)$  du système atmosphère+télescope à ouverture circulaire de diamètre  $D$  est définie par le module au carré de la transformée de Fourier du champ  $\psi = P \exp i\phi$  présent dans sa pupille  $P$  (Mariotti 1989; Mugnier et al. 2008) :

$$H(\alpha, \beta) = \left| \frac{1}{\pi(\frac{D}{2})^2} \iint P(u, v) e^{i\phi(\alpha u + \beta v)} du dv \right|^2 \quad (2.3)$$

Si on raisonne en termes de fréquences de coupure, un télescope de diamètre  $D$  observant à une longueur d'onde  $\lambda$  sonde une fréquence maximale de  $D/\lambda$ . Le plus

petit détails distingué par le télescope fait donc une taille de  $\lambda/D$ . C'est la limite de résolution angulaire du télescope.

On s'aperçoit que plus la longueur d'onde diminue ou plus le diamètre du télescope est grand, meilleure sera la capacité de résolution du télescope. Ce critère est valable en l'absence de toute perturbation atmosphérique, ce qui est valable pour les télescopes spatiaux mais pas pour les télescopes terrestres. La turbulence atmosphérique va perturber les fronts d'onde et ne va pas permettre au télescope d'observer à sa limite de résolution. Cette limite sera fixée par le paramètre de Fried ( $r_0$ ). Ce paramètre dépend de la puissance de la turbulence atmosphérique, de la longueur d'onde et du chemin optique de la lumière de l'étoile à travers les couches turbulentes.

Une correction en temps réel des déformations du front d'onde dues à l'atmosphère est obtenue avec un système d'optique adaptative. L'objectif de ce système est de se rapprocher au maximum de la limite de diffraction du télescope. Ce système consiste à déformer un miroir en temps réel (Rousset et al. 1990) à l'aide d'un senseur de front d'onde enregistrant les perturbations atmosphériques.

Le diamètre maximum d'un télescope monolithique actuel est de 8.4 m (LBT) ou de 10.4 m avec un miroir segmenté (Keck I et II et le Gran Telescopio de Canarias). Au VLT il y a 4 télescopes de 8 m de diamètre (voir Figure 2.1).

Est-ce que la résolution de ces télescopes est suffisante pour étudier la première unité astronomique autour d'une étoile jeune ? La région d'étoiles jeunes la plus proche, le Taureau, se situe à 140 pc du Soleil. La première unité astronomique a pour taille angulaire  $\frac{1 \text{ au}}{140 \text{ pc}} \approx 0.07'' = 7 \text{ mas}$ . Ces régions émettent dans l'infrarouge. Si on prend comme longueur d'onde  $2 \mu\text{m}$ , le diamètre minimum d'un télescope pour résoudre cette région serait de  $\frac{2 \times 10^{-6}}{7 \text{ mas}} \approx 60 \text{ m}$  ( $\approx 300 \text{ m}$  pour  $10 \mu\text{m}$ ). Les télescopes actuels ne permettent donc pas de sonder la géométrie de la première unité astronomique autour des étoiles jeunes les plus proches.

Afin d'atteindre une résolution angulaire suffisante, il faudrait donc construire des télescopes plus grands. L'ESO a pour projet de construire l'ELT, un télescope de 38 m de diamètre avec 798 segments hexagonaux de 1.45 m de large chacun.

### 2.1.2 Résolution angulaire interférométrique

Afin d'accéder à une meilleure résolution angulaire et de dépasser la limite de diffraction d'un télescope monolithique, il est possible de collecter la lumière avec plusieurs télescopes séparés d'une certaine distance et de la combiner. Cette technique est appelée interférométrie à longue base. La résolution angulaire obtenue est de  $\frac{\lambda}{|\mathbf{B}^\perp|}$  où  $|\mathbf{B}^\perp|$  est la distance entre deux télescopes projetée sur le plan du ciel (voir Fig. 2.2). Cette distance est mesurée à partir d'un vecteur allant d'un télescope à un autre (la base  $\mathbf{B}$ ) qu'on projette sur le ciel.

L'avantage de cette technique est qu'il suffit de placer les télescopes assez loin pour obtenir une grande résolution angulaire ( $\propto \frac{\lambda}{B}$ ). Cela réduit le prix et la complexité par rapport à un télescope de diamètre équivalent.

Un interféromètre a une surface collectrice plus petite qu'un télescope monolithique de diamètre équivalent. La sensibilité de l'interféromètre sera donc plus



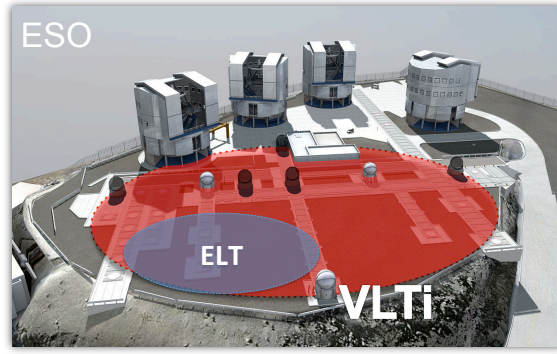


FIGURE 2.1 – Le Cerro Paranal avec les 4 télescopes unitaires de 8m de diamètres et les 4 télescopes auxiliaires de 1.8m. En bleu, la taille du miroir primaire de l'ELT. En rouge : la taille du télescope synthétisé par interférométrie avec les 4 télescopes auxiliaires.

faible. De plus, les fréquences spatiales sondées sont définies par les bases entre les télescopes. Augmenter le nombre de télescopes ou le nombre d'observations avec différentes bases, permet de couvrir un spectre plus large de fréquences spatiales. On peut aussi utiliser l'effet de super-synthèse causée par la rotation de la Terre qui change l'orientation et la taille des bases projetées sur le plan du ciel.

Cette technique est complexe et, dans la section suivante, je détaille son principe qui se base sur la cohérence de la lumière.

## 2.2 Principe de l'interférométrie

L'interférométrie à longues lignes de base a pour principe d'utiliser chacun des télescopes comme une fente d'une expérience de Young grande nature. La source de lumière est la cible astrophysique. Elle est assez lointaine pour qu'on puisse considérer le front d'onde arrivant sur les télescopes comme plan (hypothèse de Fraunhofer). Imaginons donc une source ponctuelle émettant une onde électro-magnétique d'intensité  $E_0$  et de longueur d'onde  $\lambda$  (cas monochromatique). L'amplitude du champ ( $E$ ) entrant dans les télescopes 1 et 2 s'écrira :

$$E_1 = E_0 e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{B} \mathbf{s}} \quad (2.4)$$

$$E_2 = E_0 e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \delta} \quad (2.5)$$

avec  $\mathbf{s}$  le vecteur unitaire en direction de la source (voir Fig. 2.2) et  $\delta$  une différence de marche ajustée par l'observateur.

Ce qu'on mesure est l'intensité lumineuse de ces ondes, l'interférogramme  $I$ , qui est défini comme :

$$I = \langle E_{\text{tot}} E_{\text{tot}}^* \rangle \quad (2.6)$$

$$= \langle (E_1 + E_2)(E_1^* + E_2^*) \rangle \quad (2.7)$$

$$= \langle E_1 E_1^* \rangle + \langle E_1 E_2^* \rangle + \langle E_2 E_1^* \rangle + \langle E_2 E_2^* \rangle \quad (2.8)$$

$$= 2E_0^2 \left( 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\mathbf{B} \mathbf{s} - \delta) \right) \quad (2.9)$$

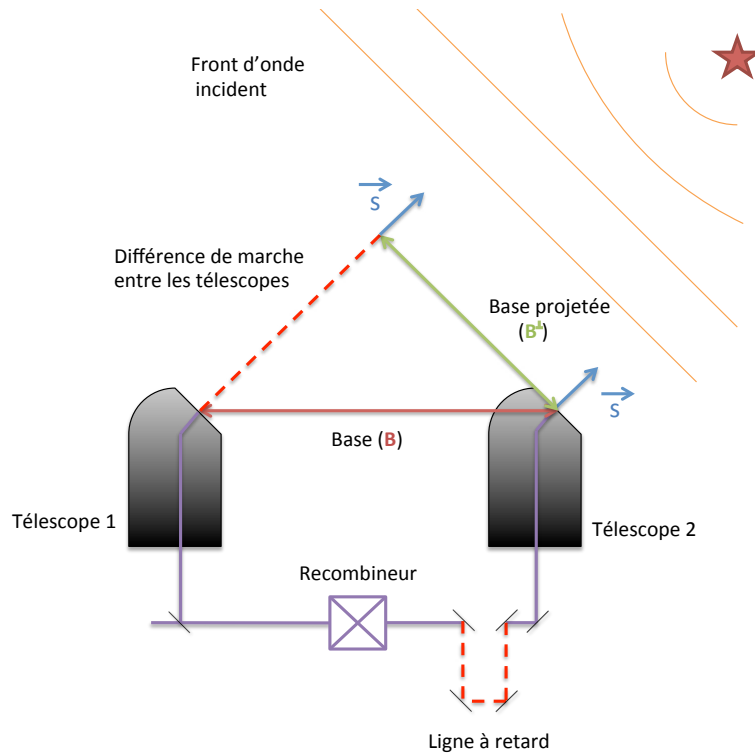


FIGURE 2.2 – Principe de l'interférométrie à 2 télescopes.

$\mathbf{Bs}$  est la différence de marche géométrique entre les deux télescopes et  $\langle \rangle$  la moyenne statistique. Le terme en cosinus représente les franges d'interférence. En faisant varier  $\delta$ , on retrouve donc ces franges.

### 2.2.1 Cohérence temporelle

Pour définir la capacité d'une onde à interférer, on introduit la notion de degré complexe de cohérence.

Afin de la démontrer, il faut introduire la fonction d'auto corrélation du champ électromagnétique  $\Gamma(\tau)$  :

$$\Gamma(\tau) = \langle (E(t + \tau)E^*(t)) \rangle \quad (2.10)$$

avec  $\tau$  un intervalle de temps. On remarque que l'équation 2.8 peut se réécrire comme suit :

$$I = \Gamma(0) + \Gamma\left(\frac{\mathbf{Bs} - \delta}{c}\right) + \Gamma^*\left(\frac{\mathbf{Bs} - \delta}{c}\right) + \Gamma(0) \quad (2.11)$$

avec  $c$  la célérité de la lumière. Notons  $\tau = \frac{\mathbf{Bs} - \delta}{c}$ .

On définit alors le degré complexe de cohérence  $\gamma(\tau)$  dans le cas monochromatique comme :

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} \quad (2.12)$$

$$= e^{\frac{2i\pi}{\lambda}\tau} \quad (2.13)$$

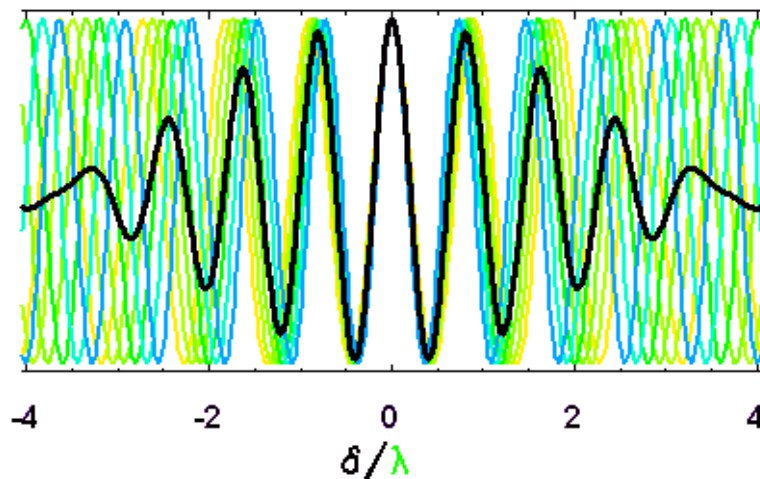


FIGURE 2.3 – La cohérence temporelle. On voit que plus on s'éloigne de la différence de marche nulle plus le contraste des franges diminue. Cela est dû au fait que les diverses contributions monochromatiques ne se superposent pas.

On appelle temps de cohérence le décalage temporel minimum pour atteindre une amplitude nulle du degré de cohérence ( $|\gamma(\tau)|$ ). Dans le cas de l'équation 2.13  $|\gamma(\tau)| = 1$  et la cohérence est infinie.

Cependant, une source n'est jamais parfaitement monochromatique. Imaginons une source qui émette avec une largeur de bande  $\Delta\nu$  (avec  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ). Son spectre de puissance serait donc une fonction porte ( $\Pi$ ) avec comme bornes  $\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}$  et  $\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}$ . Le théorème de Wiener-Khintchine énonce que la transformée de Fourier d'une fonction d'autocorrélation d'un signal est égale à son spectre de puissance. Il suffit donc d'appliquer la transformée de Fourier inverse afin de retrouver le degré complexe de cohérence :

$$\text{TF}^{-1}\left[\Pi\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)\right] = \gamma(\tau) = \frac{\sin \pi t \Delta\nu}{\pi t \Delta\nu} e^{-2i\pi\nu_0 t} \quad (2.14)$$

On constate l'apparition du terme en sinus cardinal qui définit l'enveloppe des franges. Ce terme s'annule avec le sinus, c'est-à-dire quand  $\tau = \frac{1}{\Delta\nu}$ . On peut définir une longueur de cohérence comme :

$$L_c = c\tau = \frac{c}{\Delta\nu} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.15)$$

Cette longueur de cohérence définit la différence de marche pour laquelle on observe le premier minimum de l'enveloppe des franges d'interférence. Un instrument ayant une grande dispersion spectrale ou observant à une grande longueur d'onde va augmenter cette longueur de cohérence (voir Figure 2.3).

## 2.2.2 Cohérence spatiale

La cohérence spatiale mesure la cohérence entre deux points du front d'onde séparés d'une certaine distance. Plus la distance entre ces deux points augmente ou

plus la taille de l'objet observé augmente, plus faible sera la cohérence spatiale. Reprenons le cas monochromatique en une dimension. Imaginons cette fois que l'objet ( $O(x)$ ) est une fonction porte de largeur  $\theta$  et qu'on peut le décomposer en une infinité de sources infinitésimales (selon le principe de Huygens-Fresnel). La cohérence spatiale est définie par une fonction d'autocorrélation spatiale. Elle est décrite avec la fonction de corrélation mutuelle  $\Gamma(O, \tau = 0)$  (on se place à chemins optiques égaux) :

$$\Gamma(O, \tau = 0) = \left\langle \int_{\mathbb{R}} \Pi\left(\frac{x}{\theta}\right) e^{\frac{2i\pi}{\lambda} B_x^\perp x} dx \right\rangle \quad (2.16)$$

$$= \frac{\sin \frac{\pi B}{\lambda} \theta}{\frac{\pi B}{\lambda} \theta} \quad (2.17)$$

La largeur de cohérence ( $l_c$ ) est la taille minimum de base  $B$  pour laquelle la fonction d'auto corrélation s'annule :

$$l_c = \frac{\lambda}{\theta}. \quad (2.18)$$

La cohérence spatiale est donc reliée à la distribution spatiale de l'objet et à la longueur d'onde. Pour une source de la taille d'une unité astronomique située à 140 pc dans le proche infrarouge (à  $1.65\mu\text{m}$ ) la largeur de cohérence est égale à 47 m.

Si on sonde plusieurs lignes de bases différentes, la perte totale de cohérence devrait nous donner une idée de la taille d'un objet. Mais comment relier la mesure de l'interféromètre à cette distribution spatiale que l'on veut sonder ?

### 2.2.3 Théorème de van Cittert-Zernike

La réponse est donnée par le théorème de van Cittert-Zernike (van Cittert 1934; Zernike 1938) qui est la généralisation de l'équation 2.16 pour 2 dimensions. Ce théorème lie le degré complexe de cohérence à une base donnée (i.e. la visibilité complexe  $V$ ) à la distribution spatiale de luminosité de la source. Le degré de cohérence complexe s'écrit :

$$\gamma(u, v, \tau = 0) = V(u, v) = |V|e^{i\phi} = \frac{\iint I(\alpha, \beta) e^{-2i\pi(\alpha u + \beta v)} d(\alpha, \beta)}{\iint I(\alpha, \beta) d(\alpha, \beta)} \quad (2.19)$$

où  $(\alpha, \beta)$  sont les coordonnées angulaires de la source sur le ciel,  $(u, v) = \frac{(B_x^\perp, B_y^\perp)}{\lambda}$  avec  $\mathbf{B}^\perp$  étant le vecteur de la base projetée sur le plan du ciel,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $\phi$  la phase de la visibilité. Le vecteur  $(u, v)$  définit la fréquence spatiale sondée par une base  $\mathbf{B}^\perp$ . L'ensemble des fréquences spatiales sondées définit le plan- $\{u, v\}$ .

Ce théorème est fondamental pour pouvoir reconstruire une image des objets observés à partir des mesures des visibilités. Tout le problème de la reconstruction d'images consiste à inverser l'équation 2.19 afin de retrouver la distribution d'intensité  $I(\alpha, \beta)$  de l'objet observé. Cela est explicité dans le chapitre 3.

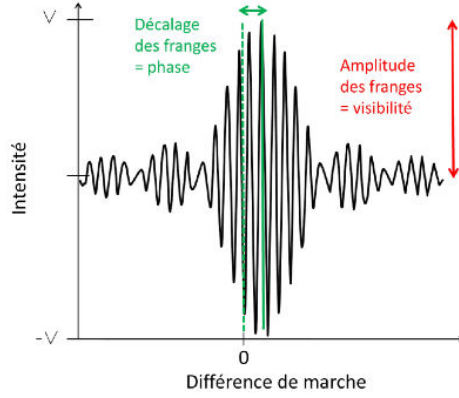


FIGURE 2.4 – Les mesurables en interférométrie optique. L'amplitude des franges est l'amplitude de la visibilité complexe. Elle renseigne sur la taille de l'objet. Le décalage des franges par rapport à la différence de marche nulle est la phase de la visibilité complexe. Elle renseigne sur l'asymétrie de l'objet.

## 2.3 L'interférométrie à longue base en pratique

Le but de l'interférométrie est donc de mesurer les visibilités à partir des franges obtenues pour une base donnée afin de remonter à la distribution angulaire d'intensité de l'objet. Il est important de connaître les observables interférométriques et la manière de les obtenir. En effet, lors de l'acquisition des données, cela peut définir la stratégie d'observation et, par la suite, la réduction de donnée ainsi que l'analyse astrophysique peuvent être perturbés par des problèmes de mesure. Dans la prochaine section, je détaille les observables interférométriques.

### 2.3.1 Les observables

En pratique, l'interférogramme peut s'écrire sous la forme suivante :

$$I(u, v, \lambda) = (I_1 + I_2)(1 + \Re\{V_{\text{obs}}(u, v, \lambda)\}e^{ik\delta}) + \text{Fond} + \text{Bruit} \quad (2.20)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation.  $I_1$  et  $I_2$  sont les intensités des télescopes 1 et 2,  $\delta$  est la différence de marche et  $k$  le nombre d'onde ( $\frac{2\pi}{\lambda}$ ). A cet interférogramme viennent s'ajouter un flux de fond et un bruit issu de la statistique de photons. La quantité mesurée dans les franges est  $V_{\text{obs}}$  qui est composée de leur contraste ( $|V|$ ) et de leur phase ( $\phi$ ) comme indiqué sur la Figure 2.4. L'information astrophysique est contenue dans ce terme. Mais pour l'extraire il faut prendre en compte un certain nombre de biais.

Cela revient à inverser l'équation suivante :

$$V_{\text{obs}}(u, v, \lambda) = 2 \frac{\sqrt{I_1, I_2}}{I_1 + I_2} e^{\sigma_{\phi_{\text{atm}}}^2} V_{\text{pol}} V_{\text{obj}}(u, v, \lambda) e^{i\phi_{\text{atm}}} \quad (2.21)$$

avec  $V_{\text{obj}}$  la visibilité complexe de l'objet observé,  $\sigma_{\phi}^2$  la variance de phase du front incident,  $\phi_{\text{atm}}$  le piston atmosphérique différentiel, c'est à dire le décalage du front

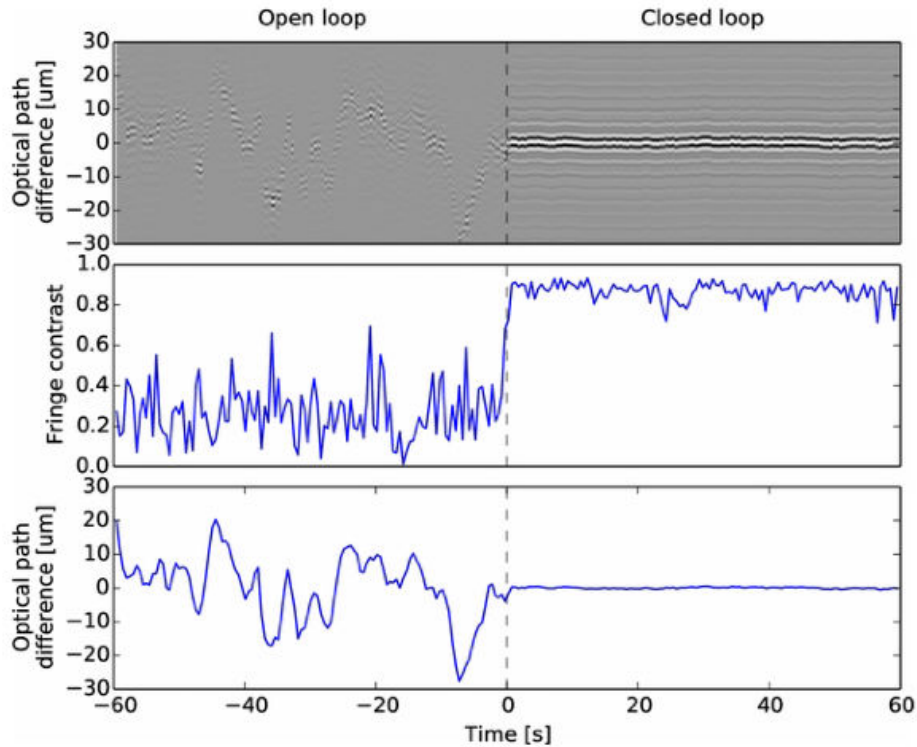


FIGURE 2.5 – Effet d’un suiveur de franges sur la stabilisation de celles-ci avec utilisation d’étoile servant de référence de phase (Woillez et al. 2014). A gauche : sans suiveur de franges. A droite : avec suiveur de franges. En abscisses : le temps en secondes. En haut : la position des franges. Au centre : le contraste des franges. En bas : la différence de chemin optique induite par le piston différentiel. Le suiveur de franges est efficace pour corriger le piston ( $\phi_{\text{atm}}$  petit) et stabiliser les franges ( $\sigma_{\phi_{\text{atm}}}$  petit).

d’onde entre les deux télescopes à cause de la perturbation atmosphérique,  $V_{\text{pol}}$  la baisse de contraste induite par les effets de polarisation (biréfringence).

Pour pouvoir estimer au mieux  $V_{\text{obj}}$ , il faut prendre en compte les effets mentionnés dans l’équation 2.21. Je vais expliciter plus en détails ces termes en donnant certaines solutions adoptées dans les instruments existants.

**Calibration photométrique** Le terme  $2\frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$  peut être estimé avec la calibration photométrique. Elle consiste à mesurer les flux photométriques issus de chaque bras de l’interféromètre. Cela peut se faire soit avant et après la mesure des franges, soit en simultané (avec des canaux photométriques dédiés).

**Piston atmosphérique différentiel** Les effets de la turbulence atmosphérique se manifestent avec une perte de cohérence et un décalage de franges. L’effet d’ordre 1 est le piston atmosphérique qui est la moyenne de la phase d’un front d’onde. Arrivant sur les deux ouvertures d’une base interférométrique, les moyennes locales (sur chacun des télescopes) de cette phase peuvent être diffé-

rentes. Cette différence de phase induit un décalage des franges ( $\phi_{\text{atm}}$ ) par rapport à la différence de marche nulle. De plus, la variation temporelle de  $\phi_{\text{atm}}$  est de l'ordre de la milli-seconde dans l'infrarouge proche au VLTI. Cela est généralement plus court que le temps d'intégration nécessaire et va donc participer à la baisse du contraste  $e^{\sigma_{\phi_{\text{atm}}}^2}$  due au brouillage des franges.

**Suiveur de franges** Or si on veut observer avec une grande dispersion spectrale ou des objets faiblement lumineux, il est nécessaire d'intégrer plus longtemps. Il est néanmoins possible d'atténuer ce brouillage des franges avec un suiveur de franges. Celui-ci a pour but de calculer le décalage du paquet de franges et à le recentrer à la différence de marche nulle ("cohérencage") en temps réel à l'aide des lignes à retard. Il est aussi possible d'observer deux étoiles, de sélectionner la plus brillante comme référence de phase et d'intégrer le signal sur la moins brillante en supposant les mêmes perturbations atmosphériques (Woillez et al. 2014). L'effet d'un suiveur de frange est montré sur la Figure 2.5 à l'aide d'une étoile de référence pour avoir la phase.

**Polarisation** Avant d'être recombines, les faisceaux captés par l'interféromètre traversent des trains optiques (contenant une dizaine de miroirs et des dichroïques) qui peuvent différer au niveau de la polarisation (bien que composés des mêmes éléments) et altérer les faisceaux différemment. La polarisation de ces faisceaux est difficile à maîtriser techniquement et la biréfringence différentielle induit une perte de cohérence des franges ( $V_{\text{pol}}$ , Rousselet-Perraut et al. 1996). Il faut donc maîtriser ces effets statiques en calibrant ou compensant la biréfringence et la rotation différentielle des faisceaux. Par exemple, dans l'instrument PIONIER, cela a été fait en introduisant une plaque compensatrice en Niobate de Lithium sur chacun des bras de l'interféromètre (Lazareff et al. 2012).

### 2.3.2 Estimation des observables

Je vais maintenant décrire les quantités réellement observées par un interféromètre optique à longue base.

**Visibilité carrée** On pourrait mesurer directement l'amplitude des franges afin d'avoir l'amplitude de la visibilité. Mais afin de débiaiser la visibilité correctement du bruit du détecteur et du bruit de photon (voir équation 2.20) on mesure le spectre de puissance dans l'espace fréquentiel, ce qui revient à mesurer une visibilité carrée (Coudé du Foresto et al. 1997).

**Phase de clôture** La phase de la visibilité complexe, quant à elle, est perdue à cause des perturbations atmosphériques. Néanmoins, avec au moins 3 télescopes, il est possible de retrouver une partie de l'information de phase. Pour cela, il est nécessaire de calculer le bispectre ( $BS$ ) entre trois télescopes A, B et C (comme

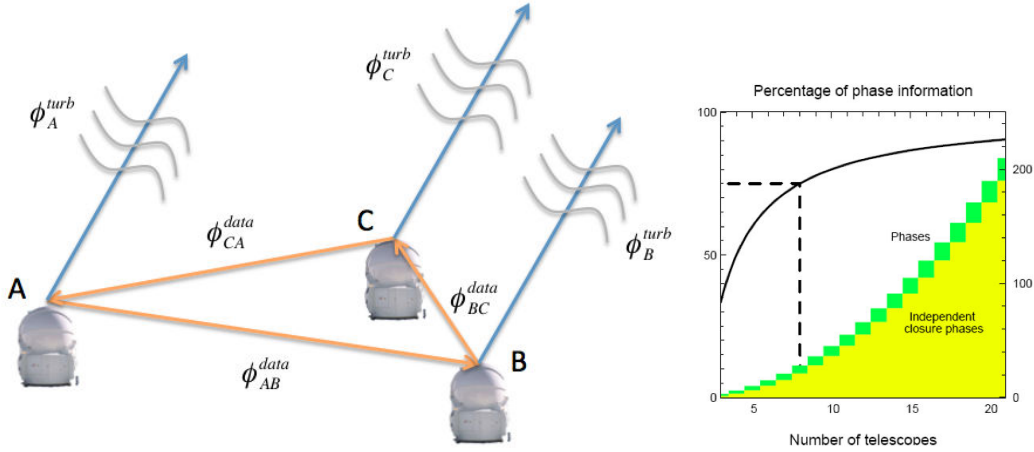


FIGURE 2.6 – Gauche : La phase de clôture (ou phase du bispectre) entre trois télescopes. Cette phase n'est pas biaisée par les perturbations atmosphériques. Droite : Proportion d'information obtenues avec la clôture de phase par rapport aux phases.

sur la Figure 2.6) :

$$BS = V_{AB}V_{BC}V_{CA} \quad (2.22)$$

$$= |V_{AB}|e^{i\phi_{AB}}|V_{BC}|e^{i\phi_{BC}}|V_{CA}|e^{i\phi_{CA}} \quad (2.23)$$

$$= |V_{AB}||V_{BC}||V_{CA}|e^{i(\phi_{AB}+\phi_{BC}+\phi_{CA})} \quad (2.24)$$

$$= |BS|e^{i\phi_{BS}} \quad (2.25)$$

On voit donc que la phase du bispectre ( $\phi_{BS}$ ), appelée dans la suite phase de clôture, est la somme des phases des visibilitées sur le triangle ABC des télescopes. Chaque télescope a une phase induite par le piston. Si on décompose la phase obtenue en des termes de phase induits par le piston atmosphérique ( $\phi^{\text{turb}}$ ) et des phases d'origine astrophysiques ( $\phi^{\text{data}}$ ), on obtient :

$$\begin{aligned} \phi_{BS} &= \phi_{AB}^{\text{data}} + \phi_B^{\text{turb}} - \phi_A^{\text{turb}} + \phi_{BC}^{\text{data}} + \phi_C^{\text{turb}} - \phi_B^{\text{turb}} + \phi_{CA}^{\text{data}} + \phi_A^{\text{turb}} - \phi_C^{\text{turb}} \\ &= \phi_{AB}^{\text{data}} + \phi_{BC}^{\text{data}} + \phi_{CA}^{\text{data}} \end{aligned} \quad (2.26)$$

ce qui est indépendant des perturbations atmosphériques.

Plus on a de télescopes, plus on aura d'information sur la phase. En effet, avec 3 télescopes on a une phase de clôture sur les 3 phases des visibilitées (une par base). On a donc 33% de l'information. En généralisant, avec  $N$  télescopes nous avons  $\frac{N(N-1)}{2}$  bases et  $\frac{N(N-1)(N-2)}{6}$  triangles de télescopes. Cependant, les phases de clôture ne sont pas toutes indépendantes. On peut, en fait, avoir  $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$  phases de clôture indépendantes. Le taux d'information augmente avec le nombre de télescopes (voir Fig. 2.6) et avec 4 télescopes, on a 50% de la phase alors qu'avec 6, on en a deux tiers.

**Spectro-interférométrie** Les instruments à grande dispersion spectrale permettent de mesurer les quantités décrites précédemment (amplitude, phase, phase



TABLE 2.1 – Interféromètres optiques observant ou ayant observé les étoiles jeunes. La première partie du tableau répertorie les observatoires passés qui ne sont plus en fonctionnement. Le centre de la table décrit les interféromètres existants et la dernière partie sont les interféromètres en cours de développement et qui ne sont pas encore opérationnels.

Nom	$N_{\text{télescopes}}$	Taille (m)	$B_{\text{max}}$ (m)	$\lambda$
IOTA	3	0.45	38	visible à infrarouge proche
PTI	3	0.40	110	visible à infrarouge proche
KI	2	10	85	infrarouge
CHARA	6	1	330	visible à infrarouge proche
VLTI	4	1.8 ou 8.2	140	infrarouge
MROI	10	1.4	343	visible infrarouge
NPOI+	4	1.8	432	visible

de clôture) en fonction de la longueur d'onde. Ces quantités sont appelées différentielles. Ainsi il est possible d'observer une raie et de voir si celle-ci est plus étendue ou plus compacte que le continu en analysant l'amplitude différentielle. Il est aussi possible de remonter à l'asymétrie de l'objet dans une raie en mesurant la phase différentielle. En faisant des hypothèses sur la morphologie du continu il est possible de localiser la raie par rapport à celui-ci. Si la raie est résolue spectralement et spatialement, on peut sonder la cinématique de celle-ci (Lachaume 2003a).

Je vais maintenant décrire les observatoires interférométriques qui ont pu ou vont observer les étoiles jeunes. Je vais décrire par la suite le Very Large Telescope Interferometer, observatoire que j'ai fréquenté pendant ma thèse.

## 2.4 Observatoires d'interférométrie optique existants

Tous les interféromètres n'ont pas pu observer les étoiles jeunes pour diverses raisons (sensibilité...). Ceux qui ont contribué à l'observation de ces objets sont répertoriés dans la Table 2.1. Les interféromètres passés ont permis de contraindre la nature des premières unités astronomiques des étoiles jeunes comme cela est décrit dans le chapitre suivant.

### 2.4.1 L'infrastructure au VLTI

Cet observatoire est situé au Cerro Paranal (2635m) au nord du Chili dans le désert d'Atacama.

Il a été construit dans l'optique de faire de l'interférométrie. Il est constitué de 4 télescopes unitaires (UT) de 8.2m de diamètre et de 4 télescopes auxiliaires (AT)

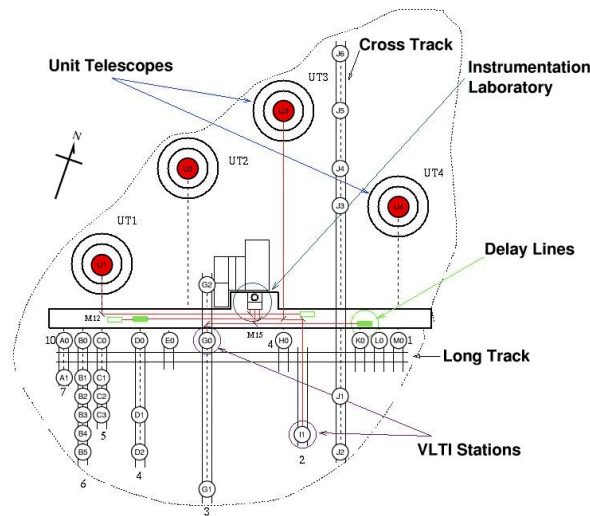


FIGURE 2.7 – Plan du VLTI au Cerro Paranal. Les UT sont représentés par des disques rouges. Les disques blancs montrent les emplacements possibles des AT.

de 1.8m. Les télescopes auxiliaires sont déplaçables sur de nombreuses stations (voir Fig 2.7). La base maximum que l'on peut atteindre est de 130m avec les UT et de 220 m (150 m en pratique) avec les AT.

Un système d'optique adaptative sur chaque télescope permet de maximiser et de stabiliser le flux injecté dans les instruments interférométriques. Cela permet d'augmenter la sensibilité de l'instrument en présence de perturbations atmosphériques. Les UT sont équipés de systèmes d'optique adaptative MACAO (Multi Application Curvature Adaptive Optic). En attendant l'optique adaptative pour les AT, un système de correction du Tip-Tilt (premier mode de la turbulence atmosphérique) a été implémenté (STRAP : System for Tip-tilt Removal with Avalanche Photodiodes). Le suivi des étoiles et le détecteur de tip-tilt est assuré par IRIS.

Les faisceaux des télescopes sont regroupés au sein d'un laboratoire focal après être passés par les lignes à retard.

## 2.4.2 Instrumentation

Au sein de ce laboratoire, plusieurs recombineurs sont installés :

- AMBER : recombineur à 3 télescopes. Il fonctionne dans le proche infrarouge ( $J$ ,  $H$  et  $K$ ). Il est doté d'un mode haute résolution spectrale pouvant aller jusqu'à 12000.
- MIDI : recombineur à 2 télescopes. Il fonctionne dans l'infrarouge moyen (de 8 à 13  $\mu\text{m}$ ) avec une résolution spectrale de 520.
- PIONIER : recombineur à 4 télescopes. Il fonctionne dans la bande  $H$  en proche infrarouge (à 1.65  $\mu\text{m}$ ). Fait pour l'imagerie, il n'a pas de grande résolution spectrale.

Les instruments de seconde génération qui vont être installés dans les années qui viennent sont :

- GRAVITY : recombineur à 4 télescopes en bande  $K$ . Le but principal est d'observer le centre galactique. Il disposera d'une résolution spectrale maximum de 4000.
- MATISSE : recombineur à 4 télescopes en moyen infrarouge ( $L$ ,  $M$  et  $N$ ). Son but est d'imager les disques protoplanétaires.

On peut remarquer que les deux instruments de seconde génération sont équipés de 4 télescopes. Sonder 6 bases en une mesure est nécessaire afin de couvrir correctement le plan- $\{u, v\}$  et être capable de reconstruire une image. Les environnements sondés sont complexes et avec les instruments à moins de télescopes, on retrouve l'environnement à l'aide de modèles et par conséquent la perception de l'environnement peut être biaisée par ces derniers.

On compare souvent l'interférométrie optique à l'interférométrie en radio. L'observatoire ALMA opérant dans le millimétrique (et sub-millimétrique) est constitué de 66 antennes avec une base maximale de 16 km. Des observations sont encore conduites au plateau de Bure avec 6 antennes (même si le projet NOEMA doublera ce nombre) ce qui est plus comparable aux observatoires interférométriques optiques actuels (CHARA). A terme, il serait intéressant de comparer les images obtenues avec ALMA avec les images obtenues d'interférométrie optique afin de relier les caractéristiques des régions internes du disque aux asymétries externes. Cela est d'autant plus intéressant que les parties du disques sondées en millimétrique et en optique sont très différentes.

Pour suivre le chemin de l'interférométrie radio et construire un équivalent d'ALMA dans l'optique, un projet est né récemment : Planet Formation Imager (PFI). Ce projet a pour but de sonder les parties internes des disques protoplanétaires en faisant des images de ces zones. On parle d'imageur et plus précisément de reconstructions d'image car ce sera un interféromètre. Il fait donc parfaitement écho aux sujets développés dans cette thèse. Néanmoins, il est pour l'instant à l'étape de conception, de choix de longueur d'onde et de lieu (observatoire terrestre ou spatial) et n'aboutira pas avant la fin des années 2020.

Je vais maintenant présenter les avancées de la connaissance astrophysique des disques des objets jeunes obtenus grâce aux interféromètres optiques.

## 2.5 Résultats astrophysiques sur les étoiles jeunes impliquant l'interférométrie optique

L'interférométrie optique, décrite au chapitre précédent, a été déterminante pour contraindre la composition, la structure et la nature de la première unité astronomique des disques protoplanétaires. Dans cette section, je montre la contribution de l'interférométrie pour décrire la structure des premières unités astronomiques du disque protoplanétaire.

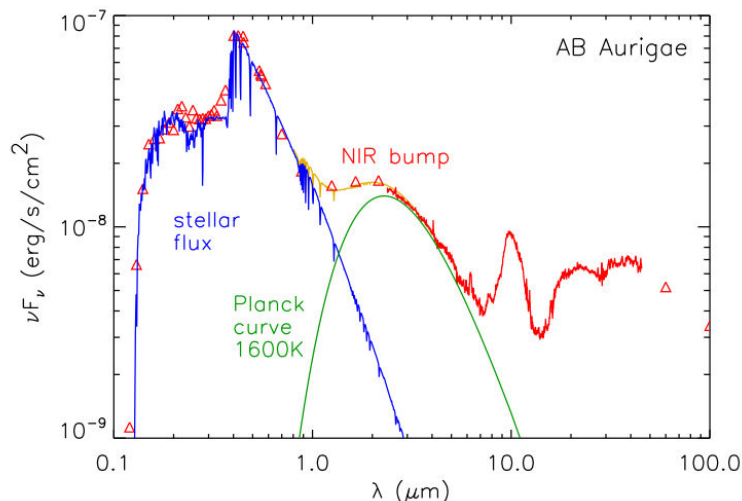


FIGURE 2.8 – SED de AB Aur montrant un excès dans l'infrarouge proche ajusté par un corps noir de 1600 K. (Figure issue de Dullemond & Monnier (2010)).

### 2.5.1 La première unité astronomique

**Quelle géométrie ?** Les parties internes des disques protoplanétaires ne sont pas bien contraintes. La température de la poussière dans ces régions est à la limite de la température de sublimation ( $\approx 1500$  K). Cette température correspond à l'excès dans l'infrarouge proche observé dans la SED des objets de Herbig (Hillenbrand et al. 1992, voir Figure 2.8). Ce lien indiquerait que la région de sublimation de la poussière est à l'origine de cette émission. Chiang et al. (2001) ont montré qu'un modèle de disque classique ne pouvait reproduire cet excès et qu'un phénomène additionnel était nécessaire pour l'expliquer. Dans le même temps, Natta et al. (2001) (voir aussi Dullemond et al. 2001) ont proposé d'ajouter à ce modèle un bord interne vertical à la limite de sublimation de la poussière. En faisant l'hypothèse que le gaz dans les parties internes est optiquement fin, le bord interne ainsi créé reçoit directement la lumière émise par l'étoile. Cependant, un halo de poussière entourant l'étoile peut tout aussi bien expliquer l'excès (Pezzuto et al. 1997; Miroshnichenko et al. 1999; Vinković et al. 2006) même si son origine physique reste à justifier.

Il est donc nécessaire d'avoir une information résolue spatialement pour distinguer entre les différents modèles. Le premier objet jeune à avoir été observé par interférométrie optique fut FU Ori (Malbet et al. 1998). Sur les objets de Herbig, les premières observations ont été menées sur AB Aur (Millan-Gabet et al. 1999) avec une taille caractéristique du bord interne observée plus grande que celle prédite par les modèles de l'époque. Cette découverte a été confirmée sur d'autres objets par Millan-Gabet et al. (2001). Cela montre que le disque n'est pas continu jusqu'à la photosphère mais conforte l'hypothèse d'un bord interne. Le faible nombre de mesures et le manque de bases plus longues ne permettent pas de conclure sur une géométrie avec un bord (avec peu de matière à l'intérieur). Des observations par technique de masquage de pupille, qui recréent un interféromètre

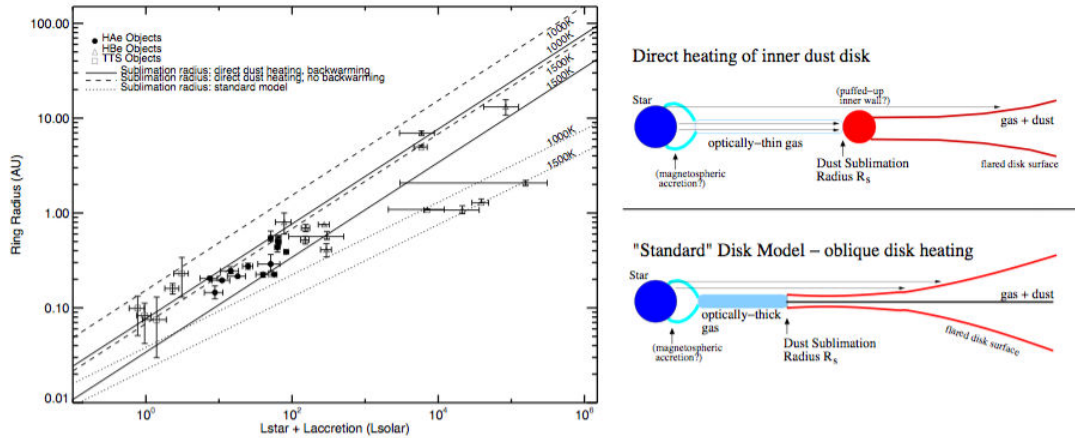


FIGURE 2.9 – À gauche : Diagramme taille/luminosité. En abscisses : la luminosité de l'étoile et de l'accrétion. En ordonnées : le rayon de l'anneau ajusté aux données interférométriques. Les objets jeunes suivent une loi en  $L^{0.5}$ . À droite : les modèles de disque en concurrence : le modèle de disque classique (en bas) et le modèle de disque avec bord interne et disque interne optiquement mince (en haut). Figure issue de Millan-Gabet et al. (2007).

miniature, ont permis de confirmer la présence d'une géométrie de type anneau proche de l'étoile (Tuthill et al. 2001; Danchi et al. 2001).

**Relation taille/luminosité** Dans un modèle de disque avec un bord interne, le rayon de celui-ci dépend de la luminosité issue de l'étoile. On peut estimer le rayon du bord de sublimation ( $R_{\text{sub}}$ ) par (Monnier & Millan-Gabet 2002) :

$$R_{\text{sub}} = 1.1 \sqrt{Q_R} \left( \frac{L_*}{1000 L_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{T_{\text{sub}}}{1500 \text{ K}} \right)^{-2} \text{ au} \quad (2.27)$$

avec  $L_*$  la luminosité de l'étoile centrale,  $T_{\text{sub}}$  la température de sublimation de la poussière et  $Q_R$  le rapport d'efficacité d'absorption des grains entre la température de l'étoile et celle du bord interne (considéré comme unité pour des grains plus grands que  $0.3 \mu\text{m}$ ).

Afin de vérifier cette relation et de confronter le modèle aux observations, un diagramme a été construit à partir des données interférométriques et des SED (Monnier & Millan-Gabet 2002; Monnier et al. 2005; Millan-Gabet et al. 2007, voir Figure 2.9) à partir de données récoltées aussi de la part de Eisner et al. (2004); Akeson et al. (2005); Eisner et al. (2005). Les objets de Herbig suivent en majorité cette la loi avec une dépendance en  $L_*^{0.5}$  mais il y a des exceptions.

Les étoiles plus massives ont des tailles caractéristiques plus petites que prévu, ce qui pourrait s'expliquer par un disque interne de gaz optiquement épais (Eisner et al. 2004). Les TTauri ont, quant à elles, l'effet inverse : leur taille caractéristique est plus grande que prévue (Colavita et al. 2003; Akeson et al. 2005; Eisner et al. 2005). Cela peut s'expliquer par le fait qu'une grande partie du flux est diffusée

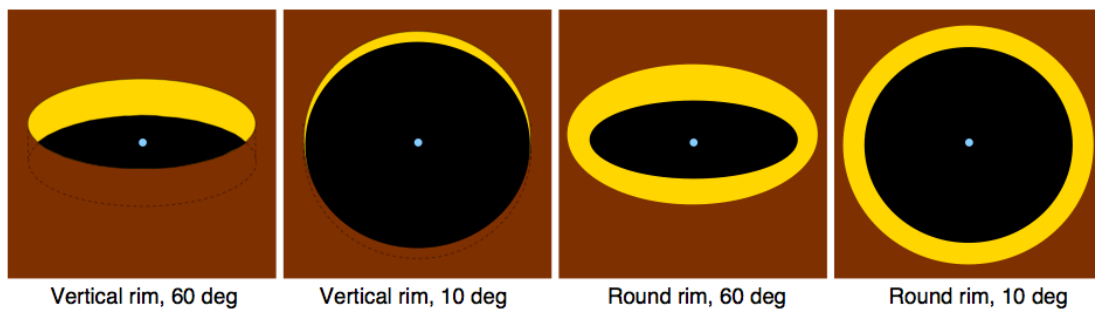


FIGURE 2.10 – Géométrie du bord interne. Comparaison de l'asymétrie générée par un bord interne vertical et un bord interne arrondi. Le bord interne arrondi générera un signal de phase de clôture plus faible. Figure issue de Dullemond & Monnier (2010).

par le disque, ce qui augmente sa surface d'émission (Pinte et al. 2008, Anthonioz et al. 2014, soumis).

**Structure verticale du bord interne** Avec les progrès de l'interférométrie et notamment l'observation avec 3 télescopes sur IOTA (base maximum 38 m), l'accès à la phase de clôture a permis de mesurer l'asymétrie créée par le bord interne à cause des effets d'inclinaison. En effet, un bord interne vertical aura une émission très asymétrique au contraire d'un bord arrondi (voir Figure 2.10). Un bord arrondi peut être expliqué par des effets hydrodynamiques (Isella & Natta 2005; Tannirkulam et al. 2007). Les observations n'ont montré que très peu de phases de clôture non-nulles favorisant un bord interne arrondi (Monnier et al. 2006) ou moins franc. Cette étude a par la suite été confirmée par des observations sur des objets particuliers comme R CrA avec AMBER au VLTI (Kraus et al. 2009). Dans certains cas, l'émission en infrarouge proche n'a pas pu être modélisée par un simple bord interne de sublimation de la poussière. Il est nécessaire d'invoquer de la matière telle que du gaz ou des grains réfractaires à l'intérieur de celui-ci (Isella et al. 2008; Kraus et al. 2008; Tannirkulam et al. 2008; Benisty et al. 2010, 2011). Le bord interne pourrait ne pas être franc si on considère qu'il est composé avec des grains de poussière de tailles et de compositions différentes (Kama et al. 2009; Vinković 2012). Une autre explication à une émission dans le proche infrarouge pourrait être les vents de disque (Bans & Königl 2012). Enfin, les parties internes du disque peuvent avoir une atmosphère supportée magnétiquement par la MRI (Turner et al. 2014).

## 2.5.2 Accrétion et éjection

Dans la section 1.2.4, je décris le lien qu'il peut exister entre l'accrétion et l'éjection. L'accrétion se produit à travers le disque et semble continuer jusqu'à l'étoile, où les modèles d'accrétion magnétosphérique ne semblent pas corrects pour les étoiles de Herbig. L'éjection permet d'évacuer du moment cinétique et semble être originaire des parties internes du disque (Ferreira et al. 2006). Ces deux

phénomènes devenant énergétiques près de l'étoile, ils contribuent à l'émission des puissantes raies de l'hydrogène observées dans les objets jeunes. Comprendre le lien entre les phénomènes d'accrétion et d'éjection passe par l'étude de ces raies. La spectroscopie permet d'étudier la cinématique des raies sans information spatiale. La spectrointerférométrie permet d'étudier la position et la vitesse de la région d'émission de ces raies et d'apporter de fortes contraintes sur ces phénomènes.

Des vents de disque ont pu être ainsi sondés dans la raie  $\text{Br}_\gamma$  dans MWC297 avec AMBER au VLTI (Malbet et al. 2007; Kraus et al. 2008; Weigelt et al. 2011). Ces observations ont permis de localiser la région d'émission de la raie légèrement en dehors du bord interne de sublimation. Avec la même technique, une éjection bipolaire a pu être observée sur l'étoile de Herbig du système Z CMa (Benisty et al. 2010). D'autres marqueurs, comme les raies de CO en bande  $K$  ont permis de mettre en évidence un vent de disque sur FU Ori (Eisner & Hillenbrand 2011). Les parties internes au bord de sublimation et notamment le disque de gaz a pu être observé en rotation Keplérienne avec la raie  $\text{Br}_\gamma$  (Kraus et al. 2008; Eisner et al. 2009, 2010; Kraus et al. 2012b) ou les raies de CO (Tatulli et al. 2008). Ces raies sont moins résolues que le continu et sont compatibles avec la distance à l'étoile où a lieu l'accrétion magnétosphérique.

### 2.5.3 Au delà du bord interne

En dehors du bord interne de sublimation de la poussière, la géométrie du disque a souvent été modélisée par des modèles simples ajustés à la SED. Cependant, l'interférométrie donne des critères stricts sur la modélisation de ces disques en forçant une certaine géométrie du disque dans les parties internes.

**Asymétries du disque** Les régions internes de ces disques évoluent rapidement et on peut sonder les asymétries du disque qui ne sont pas dues à l'inclinaison. Ces effets ont été repérés dans deux objets : FU Ori avec PTI (Malbet et al. 2005) et AB Aur avec IOTA (Millan-Gabet et al. 2006). Ils ont été associés à des points chauds présents dans le disque. Ces détections restent marginales et n'ont pas été confirmées.

**Nature de la poussière** La nature de la poussière est étudiée par spectroscopie. Mais sa localisation n'est pas sondable avec ce genre de technique. On a seulement accès à la composition moyenne des poussières. Avec l'interférométrie optique, on peut essayer de sonder le spectre des silicates à  $10\mu\text{m}$  des régions internes et de le comparer au spectre moyen. C'est ce qui a été réalisé avec l'instrument MIDI par van Boekel et al. (2004). Ils ont découvert que le spectre des silicates des parties internes indiquait des espèces cristallisées par la chaleur reçue de l'étoile. Cette technique a été par la suite utilisée sur d'autres objets comme T Tau (Ratzka et al. 2009).

**Cavités** L'apport de l'interférométrie a permis de définir plus en détail les structures des disques de transition. Cela permet de déterminer la présence d'une cavité

mais aussi sa taille et de contraindre l’origine de celle-ci. Par exemple, une cavité a été confirmée par Ratzka et al. (2007) et Akeson et al. (2011) dans TW Hya. En combinant la modélisation de la SED avec des données interférométriques, la présence d’une cavité est nécessaire pour reproduire les données. Ce modèle fut encore amélioré par Menu et al. (2014) en combinant des données MIDI, PIONIER et NACO/SAM.

La taille de la cavité dans HD100546 a été contrainte entre 1 au et 13 au (Benisty et al. 2010; Tatulli et al. 2011; Panić et al. 2013; Mulders et al. 2013). Cela a amené des contraintes sur un possible compagnon de  $60 M_{jup}$  qui serait donc une naine M. De plus, Mulders et al. (2013) ont contraint la forme arrondie du bord interne du disque externe avec des modèles de transfert radiatif.

D’autres études similaires ont été menées sur la taille des cavités autour d’autres objets de transition (Fedele et al. 2008; Olofsson et al. 2011, 2013; Kraus et al. 2013; Schegerer et al. 2013; Carmona et al. 2014; Matter et al. 2014) en trouvant des tailles de cavités très variables mais qui commencent toutes dans les 3 premières unités astronomiques.

**Systèmes multiples** L’interférométrie est une technique efficace pour détecter les systèmes multiples proches ( $<0.1''$ ). On peut alors déterminer le rapport de flux et les positions des diverses composantes comme dans les systèmes multiples de GW Ori et GG Tau (Berger et al. 2011; Di Folco et al. 2014).

On peut aussi étudier l’influence du passage de la secondaire au périhélie sur le disque de la primaire. Kraus et al. (2012b) ont déterminé que le phénomène B[e] de l’objet V921Sco était dû à un compagnon qui perturbait le disque de la primaire à chaque passage au périhélie. En observant la raie  $H_\alpha$  avec VEGA à CHARA, Benisty et al. (2013) ont déduit que la secondaire déclenchait un transfert de masse avec la primaire au passage du périhélie.

## 2.5.4 Premières images

Comme évoquée précédemment, la complexité des régions internes fait que les tailles caractéristiques ne suffisent plus à contraindre la physique en jeu. Le besoin de retrouver la géométrie du bord interne avec toutes les asymétries que cette région peut comporter nécessite une image. Au début de ma thèse, les premières reconstructions d’image des parties internes ont été réalisées. En effet, HD163296 et HR5999 ont été imagées à partir de données récoltées par l’instrument AMBER au VLTI (Renard et al. 2010; Benisty et al. 2011, respectivement). Ces images révèlent une géométrie en anneau autour de l’étoile ainsi qu’une partie de flux non résolu et non stellaire pour HR5999 (voir Figure 2.11). On constate néanmoins que ces images comportent des artefacts dûs notamment au fait de faire l’hypothèse que l’objet n’est pas variable dans la bande de longueur d’onde observée (image monochromatique). Je vais montrer dans la suite de ce manuscrit qu’il est nécessaire de prendre en compte cette variation selon la longueur d’onde (chromaticité) afin de reconstruire une image fidèle aux données.



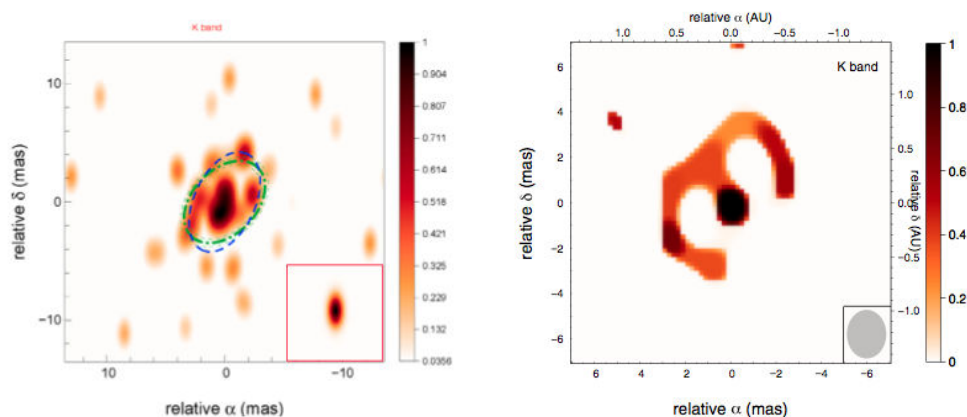


FIGURE 2.11 – Premières images reconstruites d'objets jeunes. A gauche : HD163296 reconstruit par Renard et al. (2010). A droite : HR5999 reconstruit par Benisty et al. (2011). Les deux images montrent une géométrie en anneau.

## 2.6 Conclusion

On peut constater que l'interférométrie optique a permis de faire un grand pas en avant pour contraindre les parties internes des disques protoplanétaires. La dégénérescence de la géométrie du bord de sublimation de la poussière a été levée. Les phénomènes d'accrétion, de vent et de jets ont été mis en évidence ainsi que les perturbations engendrées par un compagnon. Ces divers phénomènes démontrent la complexité des parties internes de ces disques. Cependant la morphologie exacte et les phénomènes en jeu sont encore à découvrir et il reste beaucoup de facettes du bord interne à explorer (Vinković 2014). La reconstruction d'images s'avère être un outil puissant pour explorer cette complexité sans à-priori forts et l'avènement des interféromètres optiques à 4 télescopes ou plus permet de l'utiliser couramment. En 2010, l'instrument PIONIER qui recombine 4 télescopes à été installé au VLTI. Celui-ci a la sensibilité nécessaire pour observer les étoiles jeunes et imager leur parties internes.

Ma thèse consiste à développer les techniques de reconstruction d'image afin de mieux contraindre la géométrie des bords internes de disque protoplanétaires et de les appliquer aux données issues du VLTI et en particulier de PIONIER. Les techniques de reconstruction d'image ont donné leur premiers résultats sur les objets jeunes au début de ma thèse. Je vais dans la partie suivante décrire ces techniques ainsi qu'une méthode novatrice que j'ai développée et qui s'applique particulièrement aux objets jeunes.





**Deuxième partie**  
**Reconstruction d'images**



# Chapitre 3

## Principe de la reconstruction d'images

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Un problème inverse mal-posé . . . . .</b>	<b>50</b>
<b>3.2</b>	<b>Approche Bayésienne . . . . .</b>	<b>51</b>
<b>3.3</b>	<b>Le modèle d'image . . . . .</b>	<b>52</b>
3.3.1	Définition du pixel . . . . .	53
3.3.2	Positivité . . . . .	53
3.3.3	Normalisation . . . . .	53
<b>3.4</b>	<b>De l'image aux visibilitées : la transformée de Fourier</b>	<b>54</b>
3.4.1	La transformée de Fourier exacte . . . . .	54
3.4.2	La transformée de Fourier discrète . . . . .	54
<b>3.5</b>	<b>Optimisation . . . . .</b>	<b>54</b>
3.5.1	La fonction de vraisemblance $f_{\text{data}}$ . . . . .	55
3.5.2	La fonction de régularisation $f_{\text{prior}}$ . . . . .	57
3.5.3	L'hyperparamètre $\mu$ . . . . .	60
3.5.4	Exemples d'algorithmes de reconstruction d'image . . . . .	60
<b>3.6</b>	<b>Chromaticité . . . . .</b>	<b>63</b>
3.6.1	Effet étoile/disque . . . . .	63
3.6.2	Effet de gradient dans un disque . . . . .	64
<b>3.7</b>	<b>Perspectives de la reconstruction d'images . . . . .</b>	<b>64</b>

---

Ce chapitre décrit la technique de reconstruction d'image qui permet de retrouver la distribution angulaire d'intensité de l'objet à partir des données interférométriques. Je décris l'approche ainsi que la méthode que j'ai utilisée dans le cadre de ma thèse.

Je commence par montrer que la reconstruction d'image est un problème mal posé qui nécessite une approche Bayésienne. Puis, je décris toutes les briques de cette technique avec la définition de l'image, la manière de générer les données synthétiques qui vont s'ajuster aux observations et les différents algorithmes existants. Je vais finir par exposer le problème de chromatisme, brièvement mentionné au chapitre précédent, et les perspectives de la reconstruction d'image.

### 3.1 Un problème inverse mal-posé

Le but de la reconstruction d'image est de retrouver la distribution d'intensité de la source observée, autrement appelée l'image, à partir des interférogrammes. Soit  $\mathbf{x}$  les paramètres de cette image (ou d'un modèle paramétrique) et  $\mathbf{y}$  le vecteur de données de l'interférogramme. On a alors :

$$\mathbf{y} = \mathbf{A}(\mathbf{x}) + \mathbf{b} \tag{3.1}$$

avec  $\mathbf{A}$  étant l'opérateur permettant de passer des paramètres de l'image aux données  $\mathbf{y}$  et  $\mathbf{b}$  le vecteur bruit. Ayant les données  $\mathbf{y}$ , connaissant l'opérateur  $\mathbf{A}$  et ayant une estimation de  $\mathbf{b}$  on veut accéder à  $\mathbf{x}$ . Ce problème est appelé problème inverse car on doit inverser l'opérateur  $\mathbf{A}$  afin d'accéder à  $\mathbf{x}$ . Cet opérateur aurait été une matrice dans le cas où il y aurait une relation linéaire entre les données et l'image, ce qui n'est pas le cas en interférométrie optique.

Il y a plusieurs façons de résoudre ce problème en interférométrie optique. La manière la plus répandue est d'ajuster un modèle paramétrique. Le modèle est défini avec des expressions analytiques des formes que l'on pense présentes dans l'image. Il faut trouver les paramètres de ces formes afin d'ajuster les données. Par exemple, pour les étoiles jeunes, on va ajuster une étoile centrale non résolue et un disque qu'on peut modéliser par un anneau en première approximation. Le modèle d'anneau sera défini par 3 paramètres : son inclinaison, son orientation et son diamètre. Un dernier paramètre va définir le rapport de flux entre l'étoile et son anneau. Le but est donc de trouver les 4 meilleurs paramètres (constituant le vecteur  $\mathbf{x}$ ) qui minimisent la distance aux données, qui dans le cas d'une statistique Gaussienne sera le  $\chi^2$ . Il est défini comme suit :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\mathbf{A}(\mathbf{x})_i - y_i)^2}{\sigma_i^2} \tag{3.2}$$

avec  $\sigma$  l'erreur sur les données. Le modèle choisi permet par exemple de dériver des tailles caractéristiques du bord interne même avec peu de mesures (par ex. Millan-Gabet et al. 2001) ce qui était le cas dans le passé avec des instruments à deux télescopes. Cependant, avec l'avènement d'instruments à 3, 4 voire 6 télescopes, les modèles paramétriques commencent à montrer leur limites pour des objets

complexes car il faut augmenter leur nombre de paramètres tout en imposant la géométrie via le modèle (ce qui constitue un *a priori* fort). Mais il est difficile de déterminer la pertinence d'un modèle par rapport à une géométrie mal connue d'un objet.

Alors pourquoi ne pas ajuster directement une image et non un modèle géométrique prédéfini ? C'est la philosophie de la reconstruction d'images. Le modèle est défini par l'image. Ses paramètres sont les flux contenus dans chaque élément (par exemple un pixel) de cette image. Mais là où le modèle géométrique ne comporte pas beaucoup de paramètres (au maximum une vingtaine), une image de 128 par 128 pixels en comporte 16 384. Cette différence est fondamentale car dans la grande majorité des cas, le nombre de points de données est bien inférieur au nombre de paramètres. Quand le nombre d'inconnues est plus grand que le nombre de données, le problème est mal-posé. Afin de combler ce manque d'information, on va introduire des contraintes sur l'image qui seront des *a priori* (appelés régularisations). Par exemple, un *a priori* évident est la positivité des pixels de l'image. Toutefois, ces *a priori* sont moins forts que la géométrie imposée par un modèle paramétrique.

Pour tenir compte de ces contraintes et afin de reconstruire une image correspondant à la géométrie d'un objet observé malgré un problème inverse mal-posé, on va adopter une approche Bayésienne (Idier 2008; Mugnier 2008).

## 3.2 Approche Bayésienne

Imaginons qu'on veuille reconstruire une image  $\mathbf{x}$ . Le modèle  $\mathcal{M}$  définit le cadre dans lequel on va définir une image qui représentera au mieux les données  $\mathbf{y}$ . L'image peut être définie comme une grille régulière de pixels tout comme une grille adaptative ou en plus du flux dans les pixels, on va ajuster leur position voire leur taille. La définition de l'image est contenue dans le modèle  $\mathcal{M}$ , mais celui-ci va définir aussi la régularisation appliquée à l'image. Comme le nombre d'inconnues  $\mathbf{x}$  est supérieur au nombre de données  $\mathbf{y}$ , la différence sera comblée par un terme mathématique qui va être minimisé dans le processus d'optimisation de l'image. Celui-ci « guide » l'image vers une certaine morphologie définie par l'utilisateur. Je montre par la suite que si ce terme est correctement défini, il permet l'ajustement aux données observées en évitant les solutions aberrantes. De plus, en interférométrie optique, il faut ajuster des phases de clôture qui rendent la fonction de distance aux données à minimiser non-convexe. Ce terme, qui est contenu dans le modèle  $\mathcal{M}$ , va aussi aider l'algorithme à éviter certains minimas locaux.

Quelque soit le modèle, le but de la reconstruction d'image est donc de calculer une image  $\mathbf{x}$  qui maximise la probabilité à postériori d'être vraie, sachant les données  $\mathbf{y}$  et étant donné le modèle  $\mathcal{M}$ . Cette probabilité se note  $P(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \mathcal{M})$ . Grâce au théorème de Bayes on peut écrire :

$$P(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \mathcal{M}) = \frac{P(\mathbf{y}|\mathbf{x}, \mathcal{M})P(\mathbf{x}|\mathcal{M})}{P(\mathbf{y}|\mathcal{M})}. \quad (3.3)$$



Je vais décrire les termes situés à droite de cette égalité.  $P(\mathbf{y}|\mathbf{x}, \mathcal{M})$  est la probabilité des données étant donné l'image (définie par le modèle). Ce terme représente l'attache aux données  $f_{\text{data}}$  de l'image et est proportionnel à  $\exp(-f_{\text{data}})$  ( $\propto \exp(-\frac{\chi^2}{2})$  dans le cas d'une statistique Gaussienne).  $f_{\text{data}}$  sera détaillé dans la section 3.5.1.  $P(\mathbf{x}|\mathcal{M})$  est la probabilité de l'image sachant le modèle. C'est donc la faculté de l'image à correspondre au modèle. Le modèle définit aussi la régularisation adaptée à l'image. Cette probabilité est donc proportionnelle à  $\exp(-\mu f_{\text{prior}})$ .  $f_{\text{prior}}$  est une fonction qui définit la distance à la régularisation et  $\mu$  son poids. Elle sera détaillée dans la partie 3.5.2. Enfin,  $P(\mathbf{y}|\mathcal{M})$  est la probabilité des données sachant le modèle. C'est donc l'adaptation du modèle de reconstruction de l'image aux données. Ce terme est aussi appelé « évidence ». Cette probabilité est constante pendant le calcul d'une image.

On va s'intéresser aux termes qui vont guider la convergence. La définition du modèle sera discutée dans les sections suivantes. Afin de converger, il faut donc maximiser le terme de droite dans l'équation 3.3 considérant un modèle fixé. Il suffit donc de s'intéresser aux termes qui varient dans cette équation. Ainsi, on obtient de la discussion ci-dessus que :

$$P(\mathbf{x}|\mathbf{y}, \mathcal{M}) \propto \exp(-f_{\text{data}}(\mathbf{x})) \exp(-\mu f_{\text{prior}}(\mathbf{x})) \quad (3.4)$$

$$\propto \exp(-f_{\text{data}}(\mathbf{x}) - \mu f_{\text{prior}}(\mathbf{x})) \quad (3.5)$$

Maximiser cette probabilité revient à minimiser l'opposé de l'argument de l'exponentielle qu'on appellera  $f$  et qui s'écrit :

$$f(\mathbf{x}) = f_{\text{data}}(\mathbf{x}) + \mu f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) \quad (3.6)$$

Avant de minimiser cette fonction  $f$ , il est nécessaire de définir le modèle  $\mathcal{M}$  et donc le cadre dans lequel l'image sera reconstruite. Dans la suite je montre comment définir la structure de l'image, la manière de calculer la transformée de Fourier afin de convertir l'image en observables interférométriques qui seront ajustées aux données. Puis, je montrerai quelques régularisations existantes et comment choisir le poids de celles-ci afin d'ajuster au mieux les données tout en obtenant l'image la plus probable.

### 3.3 Le modèle d'image

Dans l'équation 3.3, le modèle  $\mathcal{M}$  comporte la définition de l'image  $I(\theta)$  ( $\theta$  étant les coordonnées des éléments de l'image). L'image peut être définie de plusieurs manières. Il suffit de définir une base d'éléments (pixels, ondelettes, etc.). Leurs flux seront les paramètres de l'image à ajuster pour réduire  $f$ . L'image sera donc définie par :

$$I(\theta) = \sum_i x_i b_i(\theta) \quad (3.7)$$

avec  $x_i$  le flux du  $i$ -ème élément,  $b_i(\theta)$  un élément de la base choisie pour définir l'image  $I(\theta)$ .

### 3.3.1 Définition du pixel

Prenons l'exemple le plus utilisé par les algorithmes de reconstruction d'images : une grille carrée et uniforme constituée de  $N$  pixels. Ce modèle sera utilisé dans le reste de la thèse. Les coordonnées des pixels seront définies par leur taille angulaire et leur nombre. Ainsi, le  $i$ -ème pixel est assimilé à une source ayant une certaine géométrie (carré, sinus cardinal) ayant un flux  $\mathbf{x}_i$  et une position  $\theta_i$  définie par la distance angulaire au centre de l'image. Cette distance est définie par le nombre de pixels séparant un pixel du pixel central selon les axes, multiplié par la taille angulaire d'un pixel. Cela fonctionne aussi avec des géométries de pixels non homogènes.

La taille angulaire des pixels va jouer sur la plus petite fréquence présente dans l'image ainsi que le champ de vue de celle-ci. Afin de bien échantillonner la plus grande fréquence spatiale présente dans l'image il faut que la taille d'un pixel ( $\delta\theta$ ) soit inférieure au critère de Shannon :

$$\delta\theta \leq \frac{\lambda}{2|\mathbf{B}_{max}|} \quad (3.8)$$

où  $|\mathbf{B}_{max}|$  est la longueur de la base interférométrique projetée maximale.

Certains algorithmes utilisent la transformée de Fourier rapide (FFT) pour calculer l'espace de Fourier associé à l'image (ce sera développé dans la section 3.4). Dans ce cas, pour éviter le repliement du champ et la troncature de l'image, le champ de vue doit être suffisamment large, de 2 à 4 fois plus grand que l'objet imagé.

### 3.3.2 Positivité

Le modèle doit tenir compte de la physique des observations. Par exemple, une image ne peut comporter de flux négatif. C'est pour cela qu'il faut imposer la condition sur chaque pixel  $i$  :

$$\mathbf{x}_i > 0 \quad (3.9)$$

Cette condition peut être imposée explicitement en mettant par exemple à 0 tous les pixels qui sont négatifs.

### 3.3.3 Normalisation

Comme mentionné dans la section 2.2, l'amplitude des visibilité est normalisée par rapport aux flux total. Afin de respecter ce format, la somme des flux de l'image est, elle-même, normalisée à 1. Cette contrainte pouvant s'écrire :

$$\sum_{i=1}^N x_i = 1. \quad (3.10)$$

Cela permet d'avoir une combinaison unique de pixels pour une image donnée.

## 3.4 De l'image aux visibilitées : la transformée de Fourier

### 3.4.1 La transformée de Fourier exacte

La transformée de Fourier exacte consiste à calculer la valeur de la visibilité exactement à chaque point du plan- $\{u, v\}$ . En considérant chaque pixel comme une source ponctuelle, on peut définir la transformée de Fourier exacte de chaque pixel  $i$  :

$$\hat{I}(\nu) = \sum_i x_i \hat{b}_i e^{-2i\pi\theta_i \cdot \nu} \quad (3.11)$$

$\hat{I}(\nu)$  étant la transformée de Fourier de l'image à la fréquence spatiale  $\nu$  avec  $\hat{b}$  la transformée de Fourier d'un élément  $b_i$  de l'image. Cette fréquence correspond au quotient entre la base projetée et la longueur d'onde d'observation ( $\mathbf{B}/\lambda$ ). On peut donc faire une transformée exacte d'une image pour chaque point de mesure interférométrique.

### 3.4.2 La transformée de Fourier discrète

En pratique, si le nombre d'observables, et donc de points dans le plan- $\{u, v\}$ , est grand, la transformée de Fourier exacte prend beaucoup de temps. C'est pourquoi, il est préférable de réaliser une transformée de Fourier discrète. Cela consiste à constituer une grille de pixels dans l'espace de Fourier (appelés fréquels). Il y a autant de fréquels que de pixels. La taille d'un fréquel est l'inverse de la taille angulaire du champ de vue de l'image.

Il faut donc faire la même opération que dans l'équation 3.11 mais pour chaque fréquel. Puis, afin de calculer la visibilité aux points du plan- $\{u, v\}$ , il faut faire une interpolation bilinéaire. Cela prendrait  $n \times n + n_{\text{data}}$  opérations, ce qui serait, dans la plupart des cas, plus lent qu'une transformée Fourier exacte. Cependant, avec les algorithmes de transformée de Fourier rapide, le calcul des visibilitées aux points du plan- $\{u, v\}$  prendrait  $n \times \log(n) + n_{\text{data}}$  opérations et serait plus rapide à partir d'un nombre de données suffisant (voir Figure 3.1).

Il faut faire néanmoins attention car la transformée de Fourier rapide reste une approximation de la transformée de Fourier exacte.

## 3.5 Optimisation

Le modèle étant fixé à une matrice régulière de pixels, nous allons voir quels critères choisir afin de calculer une image représentative des données. La méthode sera décrite telle qu'utilisée dans l'algorithme MiRA. Avec l'équation 3.6, l'image optimale ( $\mathbf{x}^+$ ) correspond donc à :

$$\mathbf{x}^+ = \arg \min \left[ f_{\text{data}}(\mathbf{x}) + \mu f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) \right] (\mathbf{x}) \quad (3.12)$$

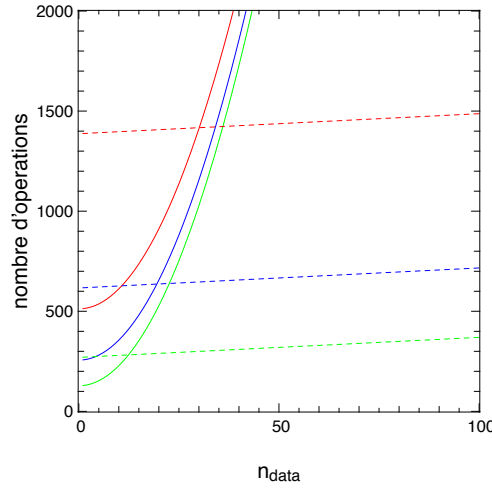


FIGURE 3.1 – Nombre d’opérations pour effectuer une transformée de Fourier en fonction du nombre de données pour une image de  $128 \times 128$  (vert),  $256 \times 256$  (bleu) et  $512 \times 512$  pixels (rouge). Les courbes pleines sont les transformées de Fourier exactes, les courbes en tirets sont les transformées de Fourier rapides. On voit qu’à partir d’un certain nombre (une quarantaine) de points de données la transformée de Fourier rapide requière moins d’opérations à effectuer.

le résultat de l’opérateur « arg min » est la valeur de  $\mathbf{x}$  qui minimise le critère sélectionné. Avant de montrer comment on minimise ce critère, je vais décrire plus en détail, les deux fonctions impliquées qui sont la fonction de vraisemblance  $f_{\text{data}}$  et la fonction de régularisation  $f_{\text{prior}}$ .

### 3.5.1 La fonction de vraisemblance $f_{\text{data}}$

La fonction de vraisemblance est la fonction décrivant le terme d’attache aux données. Dans une statistique de bruit Gaussienne et comme définie dans l’algorithme MiRA par exemple, cette fonction devient la fonction de  $\chi^2$  :

$$f_{\text{data}}(\mathbf{x}) = \sum_m w_m |\mathbf{y} - \mathbf{A}(\mathbf{x})_m|^2 \quad (3.13)$$

$y_m$  étant le  $m$ -ième point de données,  $w_m$  étant le poids donné à chaque mesure et étant égal à :  $w_m = \text{Var}(y_m)^{-1}$  et  $\mathbf{A}$  étant l’opérateur qui passe de l’image aux mesurables.

En se plaçant dans un régime de bruit Gaussien pour l’amplitude et la phase de la visibilité, le critère de convergence n’est plus convexe. Il est rendu convexe si on se ramène à une distribution optimale locale (Meimon et al. 2005a). Or, en interférométrie optique, les mesurables absolues sont les modules carrés des visibilités ( $V^2$ ), les phases de clôture. Les phases de clôture étant la somme de trois phases, rendent le terme à optimiser non-linéaire et non-convexe (Le Besnerais et al. 2008). Dans les cas d’une grande résolution spectrale, les mesurables peuvent aussi être les visibilités et les phases différentielles. Mais, à cause de problèmes

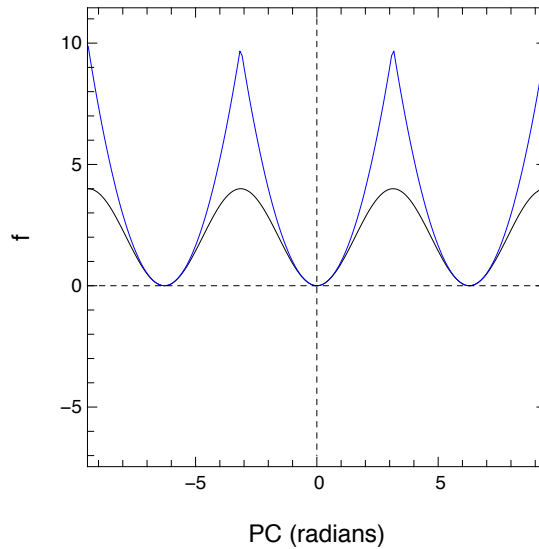


FIGURE 3.2 – Comparaison de la valeur de l'erreur  $f$  avec la fonction 3.15 (en bleu) et 3.16 (en noir).

instrumentaux, les valeurs absolues ne sont généralement pas accessibles et la reconstruction n'est pas triviale (voir néanmoins Millour et al. (2011) qui combine les données absolues et différentielles).

La distance aux données de visibilité carrées s'écrit :

$$f_{\text{data}}^{V^2}(\mathbf{x}) = \sum_m w_m (V_m^{\text{data}} - V_m^{\text{model}}(\mathbf{x}))^2 \quad (3.14)$$

$V_{\text{data}}^2$  étant les visibilité carrées observées,  $V_{\text{model}}^2(\mathbf{x})$  les visibilité carrées calculées à partir de l'image.

La distance aux données de phases de clôture est plus complexe à définir étant donné que ce sont des phases et qu'elles sont périodiques.

Haniff (1988) propose la formule suivante qui permet de tenir compte de la périodicité de la phase :

$$f_{\text{data}}^{\text{PC}}(\mathbf{x}) = \sum_m w_m \text{repli}^2(PC_m^{\text{data}} - PC_m^{\text{model}}(\mathbf{x})) \quad (3.15)$$

La fonction  $\text{repli}(a) = \text{mod}(a + \pi, 2\pi) - \pi$ , replie la phase de clôture (PC) pour qu'elle soit comprise entre  $-\pi \leq PC < \pi$  (avec « mod » étant la fonction « modulo »).

Mais cette expression n'est pas continuellement différentiable en  $-\pi$  et  $\pi$ . Cela peut poser des problèmes dans le calcul du gradient sur l'image. C'est pour cela que Thiébaud (2008) a proposé d'utiliser les phaseurs complexes :

$$f_{\text{data}}^{\text{PC}}(\mathbf{x}) = \sum_m w_m |e^{iPC_m^{\text{data}}} - e^{iPC_m^{\text{model}}(\mathbf{x})}|^2 \quad (3.16)$$

C'est une fonction continûment différentiable et qui tend vers la formule 3.15 pour des petites erreurs de PC (voir Fig 3.2).

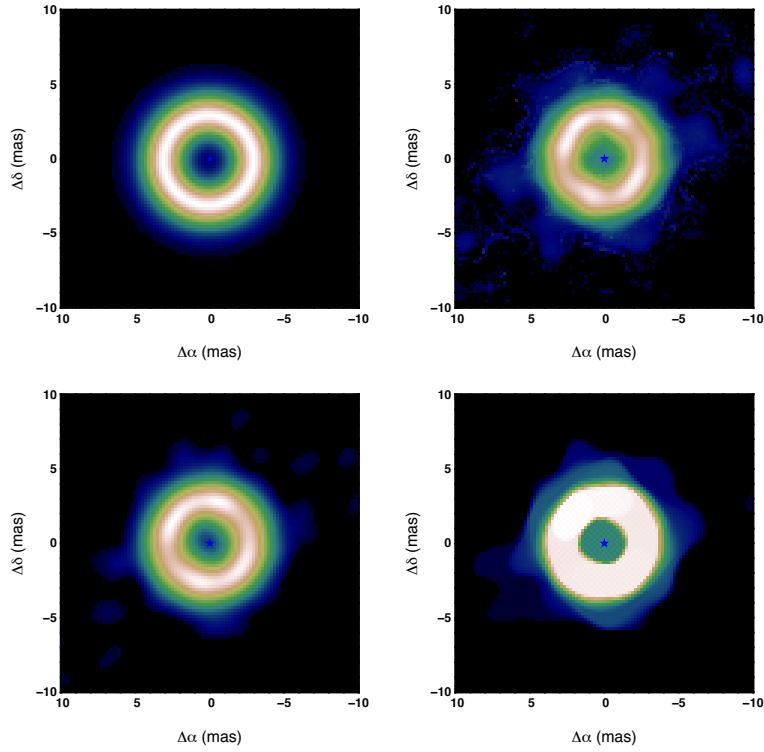


FIGURE 3.3 – Exemples des effets d’une régularisation sur les images. En haut à gauche : l’image du modèle. En haut à droite : image reconstruite avec la norme L2. En bas à gauche : image reconstruite avec la régularisation de lissage. En bas à droite : image reconstruite avec la régularisation « variation totale ». Les trois images reconstruites ajustent les données simulées.

Au final, la distance aux données s’écrit :

$$\begin{aligned}
 f_{\text{data}}(\mathbf{x}) &= f_{\text{data}}^{V^2}(\mathbf{x}) + f_{\text{data}}^{\text{PC}}(\mathbf{x}) \\
 &= \sum_m w_m (V_m^{2\text{data}} - V_m^{2\text{model}}(\mathbf{x}))^2 + \sum_n w_n |e^{iPC_n^{\text{data}}} - e^{iPC_n^{\text{model}}(\mathbf{x})}|^2
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

### 3.5.2 La fonction de régularisation $f_{\text{prior}}$

La deuxième fonction à calculer est la fonction de régularisation  $f_{\text{prior}}$ . Elle est définie par l’utilisateur. Cependant, certaines ont déjà été définies et leur efficacité a été caractérisée (par ex. Le Besnerais et al. 2008; Mugnier et al. 2008). Renard et al. (2011) ont effectué une revue des différentes régularisations.

La fonction  $f_{\text{prior}}$  va guider l’algorithme de reconstruction d’image à converger vers une image avec des caractéristiques dépendantes de  $f_{\text{prior}}$ . Comblant le manque de données, la fonction  $f_{\text{prior}}$  va favoriser une manière d’extrapoler l’espace de Fourier autour des points du plan- $\{u, v\}$ . Cela va déboucher sur une image ayant des caractéristiques liées à la fonction  $f_{\text{prior}}$  choisie comme on peut le remarquer sur la Figure 3.3.

Je vais présenter les fonctions de régularisations de base et celles que j'ai adoptées pendant mon travail de thèse.

### 3.5.2.1 Normes L0, L1, L2 et Lp

Les fonctions de régularisation les plus simples sont les normes L0, L1 et L2. La norme L0 est le nombre de pixels ayant un flux non-nul :

$$f_{\text{prior}} = \sum_i \left( \frac{x_i}{x_i} |x_i \neq 0 \right) \quad (3.18)$$

Cette régularisation va tendre à minimiser le nombre de pixels utilisés pour faire une image (parcimonie).

La norme L1 est la somme des flux des pixels :

$$f_{\text{prior}} = \sum_i x_i \quad (3.19)$$

La norme L1 va minimiser le flux dans l'image. Cependant, dans un algorithme normalisant le flux des pixels à 1 (voir Section 3.3.3), cette fonction sera constante et donc inutile dans la reconstruction.

Enfin, la norme L2 est la somme quadratique des flux des pixels :

$$f_{\text{prior}} = \sqrt{\sum_i x_i^2} \quad (3.20)$$

Cette norme va favoriser une image avec beaucoup de pixels allumés et pas de pixels seuls avec beaucoup de flux (opposé de la parcimonie, voir Figure 3.3 en haut à droite)).

Plus généralement, on peut définir une norme Lp :

$$f_{\text{prior}} = \left[ \sum_i x_i^p \right]^{1/p} \quad (3.21)$$

Cette norme favorisera des images parcimonieuses pour  $p < 1$  et des images plutôt lisses pour  $p > 1$ .

Ces régularisations sont blanches spatialement, c'est-à-dire qu'elles ne dépendent pas de la taille des objets reconstruits au contraire des régularisations telles que Lissage ou Variation totale définie plus loin.

### 3.5.2.2 Entropie

La fonction entropique (Gull & Skilling 1984; Narayan & Nityananda 1986) va essayer de reconstruire une image avec un minimum d'information, et donc d'entropie, possible. La fonction s'écrit :

$$f_{\text{prior}} = - \sum_i h(x_i, x_i^{\text{prior}}) \quad (3.22)$$

avec  $h(\mathbf{x}, \mathbf{x}^{\text{prior}})$  la fonction entropique qui peut être définie comme :

$$h(\mathbf{x}, \mathbf{x}^{\text{prior}}) = \sqrt{\mathbf{x}} \quad (3.23)$$

$$h(\mathbf{x}, \mathbf{x}^{\text{prior}}) = \log(\mathbf{x}) \quad (3.24)$$

$$h(\mathbf{x}, \mathbf{x}^{\text{prior}}) = \mathbf{x} - \mathbf{x}^{\text{prior}} - \mathbf{x} \log(\mathbf{x}/\mathbf{x}^{\text{prior}}) \quad (3.25)$$

et avec  $\mathbf{x}^{\text{prior}}$  une image *a priori* de l'objet qu'on veut reconstruire. Dans les deux premiers cas, la régularisation va tendre à utiliser le moins de pixels possible. Dans le dernier cas, l'image reconstruite va coller aux données par un petit écart à l'image *a priori*. Cela est intéressant si on a veut estimer le décalage entre une image issue d'un modèle et les données interférométriques. Mais le processus sera biaisé par l'introduction de l'image issue du modèle comme *a priori*.

### 3.5.2.3 Lissage

La fonction de lissage va favoriser des images lisses (voir Figure 3.3 en bas à gauche).  $f_{\text{prior}}$  est définie comme la distante pixel à pixel entre l'image reconstruite et la même image convoluée par une fonction  $\mathbf{S}$  impliquant les pixels voisins (généralement 3) :

$$f_{\text{prior}} = \|\mathbf{x} - \mathbf{S} \cdot \mathbf{x}\|^2 \quad (3.26)$$

La fonction  $\mathbf{S}$  est décrite comme :

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{x}(i, j) = \frac{1}{4}x(i, j) + \frac{1}{8}[x(i+1, j) + x(i-1, j) + x(i, j-1) + x(i, j+1)]$$

sauf aux bords où :

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{x}(1, j) = \frac{3}{8}x(i, j) + \frac{1}{8}[x(2, j) + x(1, j-1) + x(1, j+1)] \quad (3.27)$$

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{x}(n, j) = \frac{3}{8}x(i, j) + \frac{1}{8}[x(n-1, j) + x(n, j-1) + x(n, j+1)] \quad (3.28)$$

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{x}(i, 1) = \frac{3}{8}x(i, j) + \frac{1}{8}[x(i+1, 1) + x(i-1, 1) + x(i, 2)] \quad (3.29)$$

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{x}(i, n) = \frac{3}{8}x(i, j) + \frac{1}{8}[x(i+1, n) + x(i-1, n) + x(i, n-1)] \quad (3.30)$$

Les pixels des coins suivent la même logique.

### 3.5.2.4 Variation totale

La fonction de variation totale (comme définie dans Thiebaut & Giovannelli (2010)) fait la somme quadratique des gradients locaux présents de l'image :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \sum_{\substack{i < n \\ j < n}} \sqrt{\|\nabla x(i, j)\|^2 + \epsilon} \quad (3.31)$$

avec

$$\|\nabla x(i, j)\|^2 = (x(i+1, j) - x(i, j))^2 + (x(i, j+1) - x(i, j))^2 \quad (3.32)$$



Parfois, on a recours à un seuil  $\epsilon$  (avec  $\epsilon \ll 1$ ). La minimisation de cette fonction va tendre vers une image avec le moins de gradients de flux. Cette régularisation va avoir tendance à générer des zones avec des pixels de même flux et des variations brusques de valeur vont apparaître. Cela va se caractériser par une image avec plusieurs zones de même flux (voir Figure 3.3 en bas à droite).

### 3.5.2.5 Variation Laplacienne totale

La variation Laplacienne totale est une variante de la variation totale. C'est une norme L2 sur le Laplacien de l'image :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \sum_{\substack{i < n \\ j < n}} \sqrt{\|\Delta x(i, j)\|^2 + \epsilon} \quad (3.33)$$

avec :

$$\begin{aligned} \|\Delta x(i, j)\|^2 = & (\|\nabla(x(i, j))\|^2 - \|\nabla(x(i-1, j))\|^2)^2 \\ & + (\|\nabla(x(i, j))\|^2 - \|\nabla(x(i, j-1))\|^2)^2 \end{aligned} \quad (3.34)$$

Par analogie avec la variation totale, cette régularisation va avoir tendance à favoriser des zones avec un même gradient dans l'image.

### 3.5.3 L'hyperparamètre $\mu$

Dans l'équation 3.6, l'hyperparamètre  $\mu$  va définir le poids relatif entre  $f_{\text{data}}$  et  $f_{\text{prior}}$ . Cet hyperparamètre dépend faiblement du plan- $\{u, v\}$  et du rapport signal à bruit (Renard 2010). Il dépend surtout de la régularisation et du nombre de pixels (si la régularisation en dépend aussi).

Afin de trouver la bonne valeur de cet hyperparamètre, on peut se servir de la méthode de la courbe en L (Hansen 2005). Elle consiste à tracer  $f_{\text{data}}$  versus  $f_{\text{prior}}$  en échelles logarithmiques. Cette courbe a une forme particulière car elle tend vers deux asymptotes représentant les deux régimes de la reconstruction d'image. La première est la valeur minimale de  $f_{\text{data}}$  qui est le régime où l'attache aux données domine la convergence. La deuxième asymptote est la valeur minimale de  $f_{\text{prior}}$  et reflète le régime où la reconstruction d'image est dominée par la régularisation. La valeur de l'hyperparamètre  $\mu$  dans le creux de cette courbe en L est proche de la valeur optimale pour la reconstruction.

### 3.5.4 Exemples d'algorithmes de reconstruction d'image

En interférométrie optique nous n'avons pas accès à la phase de la visibilité complexe mais à la phase de clôture (voir Section 2.3.2) ce qui rend l'opération de reconstruction d'image non-convexe. Des algorithmes spécifiques à l'interférométrie optique ont été développés. Il se distinguent des algorithmes de reconstruction en radio notamment par le fait de pouvoir ajuster les phases de clôture (termes qui rendent la fonction à minimiser non convexe). Les premiers étaient inspirés de l'interférométrie radio. Par la suite des approches bayésiennes et avec différentes

méthodes d'optimisation (par gradient pour la rapidité, MCMC pour éviter les minimas locaux) ont été développés.

CLEAN est l'algorithme de base qui a été créé pour l'interférométrie radio. C'est un algorithme itératif qui soustrait une source ponctuelle qui ajuste au mieux les données. Il la soustrait aux données et l'ajoute dans l'image. Puis il réitère avec les données résiduelles jusqu'à obtenir une image composée de sources ponctuelles et des données résiduelles en dessous d'un certain seuil admissible. On appelle cette méthode la recherche d'image assortie (*matching pursuit*). Cela est possible avec des données de visibilité complexe car la soustraction est linéaire. Des versions améliorées de cet algorithme sont aujourd'hui disponibles.

#### 3.5.4.1 BSMEM

L'algorithme BSMEM (BiSpectrum Maximum Entropy Method, Baron & Young (2008)) est basé sur l'inférence Bayésienne. La fonction de régularisation ( $f_{\text{prior}}$ ) utilisée est l'entropie (voir section 3.5.2.2). L'avantage de cet algorithme est de trouver le poids de la fonction de régularisation automatiquement grâce à l'optimiseur MEMSYS (Skilling & Bryan 1984). La méthode d'optimisation est la méthode à région de confiance. Cette méthode est une variante de la méthode d'optimisation par gradient qui définit une région de confiance en calculant une approximation quadratique des gradients sur les paramètres. Une estimation du meilleur pas est alors possible localement.

#### 3.5.4.2 Building Block Method

L'algorithme Building Block Method (Hofmann & Weigelt 1992) est une adaptation de l'algorithme CLEAN aux données d'interférométrie optique. Il est donc basé sur un algorithme de « *matching pursuit* ». Il optimise une image en minimisant la fonction de distance au bispectre (BS) qui est défini comme suit :

$$\text{BS} = V_{12}V_{23}V_{31} \quad (3.35)$$

avec  $V_{ij}$  la visibilité sur la base entre le télescope  $i$  et le télescope  $j$ .

#### 3.5.4.3 MiRA

Le Multi-aperture Image Reconstruction Algorithm (Thiébaud 2008) est un algorithme de descente de gradient qui s'ajuste sur des visibilités complexes, des  $V^2$  et des phases de clôture. La méthode d'optimisation est VMLM-B (Variable Metric Low Memory - Bound, Thiebaut (2002)). Cette méthode permet de minimiser un critère, connaissant son gradient en limitant la taille mémoire utilisée tout en tenant compte de valeurs limite. Une dizaine de régularisations différentes sont implémentées et permettent de s'adapter à des objets différents par leur morphologie.

#### 3.5.4.4 Macim

**Macim** (Ireland et al. 2006) est un algorithme d'optimisation par une méthode MCMC (Monte Carlo - Chaînes de Markov) qui est un méthode d'optimisation avec une marche au hasard. Il est capable d'ajuster des visibilités complexes, des  $V^2$ , des bispectres (amplitudes et phases). Il maximise directement la probabilité à posteriori de l'image sachant les données (Equation 3.3). Plusieurs régularisations sont implantées parmi lesquelles l'entropie maximum, la variation totale et la variation Laplacienne totale.

#### 3.5.4.5 Squeeze

**Squeeze** (Baron et al. 2010) est un algorithme inspiré du code de **Macim** avec pour but d'accélérer le calcul est de passer en version chromatique. L'algorithme est en cours de développement. Il a des caractéristiques similaires à **Macim** (optimisation des probabilités par descente en MCMC).

#### 3.5.4.6 Wisard

L'algorithme **Wisard** (Weak-phase Interferometric Sample Alternating Reconstruction Device, Meimon et al. (2005b); Meimon et al. (2009)) ajuste les  $V^2$  et les phases de clôture. Cet algorithme essaie de retrouver les phases manquantes à partir de l'image en ajustant les pistons sur chaque télescope alternativement à l'ajustement de l'image. Plusieurs termes de régularisation sont présents.

#### 3.5.4.7 Beauty Contest

Tous les deux ans, à l'occasion de la conférence SPIE, un concours de reconstruction d'image a lieu et récompense l'algorithme ayant reconstruit l'image la plus proche du modèle de départ (Cotton et al. 2008; Malbet et al. 2010; Baron et al. 2012). J'ai pris part au concours de 2014 qui était basé sur des données réelles (voir Annexe C).

Dans la suite de cette thèse, les algorithmes **MiRA**, **Macim** et **Squeeze** ont été utilisés. Ils permettent d'ajuster des données de  $V^2$  et de phases de clôture. De plus, ils offrent un choix de régularisation qui correspond avec la forme des objets observés. Par exemple, les surfaces stellaires ont des bords francs. Ceux-ci vont être favorisés par la régularisation « variation totale », au contraire des objets qui sont plus lisses (enveloppes d'étoiles Mira) vont être mieux reconstruits avec une régularisation de lissage. L'environnement des étoiles jeunes a probablement un bord mais le disque est lisse et les régularisations de « variation totale » et de lissage correspondent le mieux à ces objets. Le fait de tester des algorithmes avec des techniques de convergence différentes permet de valider les régularisations qu'on impose sur l'image.

## 3.6 Chromaticité

De plus en plus d'instruments interférométriques, opérant dans le domaine optique, permettent d'avoir de la résolution spectrale. Cela permet d'observer les variations de la morphologie des objets observés selon la longueur d'onde. Dans le même temps la couverture du plan- $\{u, v\}$  est meilleure si on utilise l'effet de synthèse spectrale. Les algorithmes présentés dans la section précédente sont orientés pour construire une seule image même si les données comportent des points à des longueurs d'onde différentes. L'avantage est d'utiliser un maximum de points dans le plan- $\{u, v\}$  et d'avoir plus d'information sur l'objet. Mais cela est fait sous l'hypothèse que l'image de cet objet ne varie pas dans le domaine spectral observé. En d'autres termes, on considère l'objet observé comme gris. Les effets chromatiques sont pourtant très intéressants à observer car ils peuvent contraindre les températures présentes dans le disque.

Cette section a pour but de détailler les effets chromatiques possibles des objets observés afin de voir quels sont les effets qui peuvent invalider l'hypothèse de l'objet gris.

### 3.6.1 Effet étoile/disque

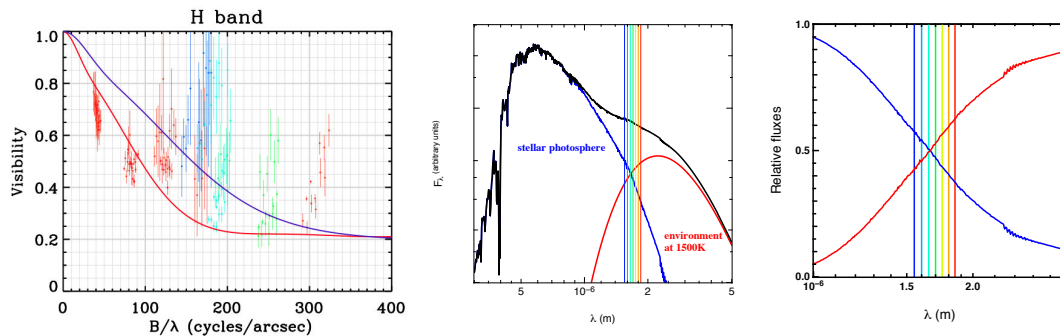


FIGURE 3.4 – Gauche : Courbe de visibilité en fonction de la fréquence spatiale ( $B/\lambda$ ) issue de Borges Fernandes et al. (2011). On voit un effet chromatique en bande  $H$ . Centre : la distribution spectrale d'énergie (noir) d'une étoile entourée d'un disque de poussière. La bande proche infrarouge  $H$  (bande verticales colorées) se situe à l'intersection des spectres d'émission photosphérique (bleu) et circumstellaire (rouge). Droite : évolution des rapports de flux stellaire et de l'environnement proche de la bande  $H$ .

Des données avec dispersion spectrale dans le proche infrarouge ont été récoltées avec l'instrument AMBER sur des objets ayant de la matière circumstellaire (par exemple Borges Fernandes et al. (2011)). On peut voir sur ces données que, pour une ligne de base donnée, la valeur de la visibilité diminue quand on augmente la longueur d'onde (voir Figure 3.4). Etant donné le rapport signal à bruit, ceci a d'abord été interprété comme un effet instrumental sur AMBER mais les observations avec PIONIER ont conforté mes travaux en faveur d'une cause astrophysique à cet effet.

La distribution spectrale d’énergie montre que le domaine de longueurs d’onde du proche infrarouge se situe dans une zone où l’origine du flux est partagé entre la photosphère et l’environnement de l’étoile. La photosphère domine le visible jusqu’au début de l’infrarouge proche. Puis l’environnement, ayant une température différente, généralement égale ou inférieure à la température de sublimation de la poussière ( $\approx 1500$  K), va dominer la photométrie de l’infrarouge aux longueurs d’onde plus longues. Généralement, le croisement de ces deux courbes a lieu dans la bande  $H$  à  $1.65\mu\text{m}$  (voir Figure 3.4).

La caractérisation précise de cet effet sera détaillée dans le chapitre suivant. Néanmoins, Kluska et al. (2012) proposent des solutions pour utiliser les algorithmes gris afin de reconstruire des images (voir Annexe A). Une solution est de reconstruire une image par canal spectral et obtenir ainsi un cube d’image. Mais cela suppose une couverture du plan- $\{u, v\}$  importante. Une autre solution est de soustraire des  $V^2$  la contribution stellaire. Cette soustraction est juste si et seulement si les phases et les phases de clôture de l’objet observé sont nulles.

Une méthode plus appropriée est de faire un modèle paramétrique prenant en compte le chromatisme afin d’avoir accès à la synthèse spectrale.

### 3.6.2 Effet de gradient dans un disque

Un autre effet chromatique qui peut être présent dans les objets jeunes est le gradient de température dans le disque. Ce gradient va engendrer un gradient radial de luminosité dans le disque en fonction de la longueur d’onde. La distribution de flux de l’objet (l’image) ne sera plus la même spatialement.

Plus généralement, tout changement de température dans un disque (par exemple des points chauds) va engendrer un écart à l’hypothèse de l’objet gris.

On ne pourra donc pas reconstruire qu’une seule image en utilisant la synthèse spectrale. Dans ce cas, il serait préférable de reconstruire un cube d’image en liant les informations des images entre elles.

## 3.7 Perspectives de la reconstruction d’images

Ces effets chromatiques sont un obstacle majeur pour la reconstruction d’images. Certains algorithmes sont réétudiés afin de le surmonter. Par exemple, Thiébaud et al. (2013) développent un nouvel algorithme qui pourra reconstruire un cube d’images avec une régularisation spatiospectrale. Cette régularisation est composée de deux termes. Le premier est le terme usuel liant les pixels d’une image spatialement. Le second va lier les pixels ayant la même coordonnée dans les images du cube. Cela permettra de privilégier du flux aux mêmes endroits dans l’images et ainsi propager l’information issue de la synthèse spectrale sur toutes les images. Baron et al. (2010) ont aussi adopté cette approche dans l’algorithme *Squeeze*.

Une autre approche serait de prendre en compte la cause dominante de l’effet chromatique (l’effet étoile/environnement par exemple) et de forcer le modèle

d'image à respecter ce chromatisme. C'est ce qui va être développé dans le chapitre suivant.



# Chapitre 4

## Approche semi paramétrique pour les objets chromatiques

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Contexte</b> . . . . .	<b>68</b>
<b>4.2</b>	<b>Méthode</b> . . . . .	<b>68</b>
4.2.1	Séparation Etoile-Environnement . . . . .	68
4.2.2	Modélisation du flux de chaque composant . . . . .	69
4.2.3	Calcul des visibilitées . . . . .	70
<b>4.3</b>	<b>Validation</b> . . . . .	<b>71</b>
4.3.1	Modélisation de données chromatiques . . . . .	71
4.3.2	Résultat des reconstructions . . . . .	73
4.3.3	Ajustement simultané des paramètres chromatiques . . . . .	75
<b>4.4</b>	<b>Application : HR5999</b> . . . . .	<b>78</b>
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>80</b>

---



Dans ce chapitre je présente une nouvelle approche de la reconstruction d'image que j'ai développée : SPARCO (Semi-Parametric Approach for the Reconstruction of Chromatic Objects). Cette méthode consiste à prendre en compte l'effet chromatique créé par deux composantes de températures différentes en les séparant. La reconstruction d'image est appliquée sur la première composante et la seconde est modélisée analytiquement. Je vais rappeler le contexte de ce travail, expliciter la méthode de reconstruction chromatique SPARCO. Par la suite je montrerai la validation de cette méthode sur un modèle et l'appliquerai sur des données réelles sur l'étoile de Herbig HR5999 récoltées avec l'instrument AMBER.

## 4.1 Contexte

Renard et al. (2011) ont parcouru les différents types de régularisations afin de trouver lesquelles sont les plus efficaces pour reconstruire une image fidèle. Les premières images (Renard et al. 2010; Benisty et al. 2011) d'étoiles jeunes ont bénéficié de ce travail. Cependant ces travaux ont été effectués en considérant l'objet comme « gris » c'est-à-dire invariant selon la longueur d'onde. Comme indiqué dans le chapitre précédent, la chromaticité des objets jeunes a d'abord été remarquée en observant avec l'instrument AMBER. Tout d'abord interprété comme un effet instrumental (du à de grandes barres d'erreur) avec AMBER, cet effet a été aussi observé avec PIONIER. Cela a conforté l'investigation que j'ai faite en faveur d'un effet astrophysique. Etant donné que ce travail concerne particulièrement des données qui ont été récoltées dans l'infrarouge proche, je vais me concentrer sur le chromatisme étoile/environnement comme décrit à la Section 3.6.1. Ce phénomène chromatique est dominant à ces longueurs d'onde.

Dans ce chapitre je vais présenter la méthode SPARCO qui permet de reconstruire une image en prenant en compte cet effet chromatique. Je vais m'appuyer sur une caractérisation de cet effet qui se base sur des modèles d'étoiles de Herbig AeBe. La méthode de reconstruction d'image ainsi développée est adaptée à d'autres objets qui comportent une partie bien connue (même résolue) et un environnement complexe tels que des nébuleuses planétaires (Lagadec et al. 2006), des étoiles AGB (Hillen et al. 2013) ou des noyaux actifs de galaxies (Kishimoto et al. 2013).

## 4.2 Méthode

### 4.2.1 Séparation Etoile-Environnement

Un objet jeune peut être modélisé au premier ordre comme étant composé d'une étoile et d'un environnement étendu. La photosphère de l'étoile domine le flux de l'UV jusqu'au visible. La contribution de l'environnement, qui est principalement issu de la poussière et à plus petite température ( $T < 1500$  K), est majoritaire dans l'infrarouge et les ondes radio.

Par exemple, les étoiles de Herbig AeBe ont une température effective de 10000 K. Le maximum du flux de la photosphère émet donc dans le visible. La

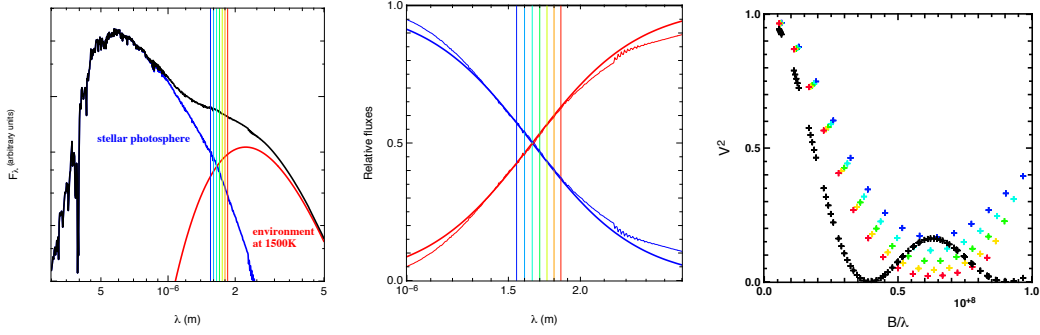


FIGURE 4.1 – A gauche : exemple de distribution spectrale d’énergie d’une étoile jeune. En rouge : un corps noir à 1500 K et en bleu : un modèle de photosphère d’étoile massive. Les barres verticales en couleur représentent les différents canaux spectraux de PIONIER dans la bande  $H$ . Au centre : répartition des flux dans la bande  $H$ . En trait épais la modélisation des flux de l’étoile (bleu) et de l’environnement (rouge) issu de l’équation 4.1. En trait fin, les flux issus de la SED représentée figure de gauche. A droite : visibilités carrées de l’environnement seul (en noir) et de l’étoile et l’environnement avec le comportement chromatique (en couleurs). Les couleurs représentent les longueur d’onde de  $1.55 \mu\text{m}$  (en bleu) à  $1.8 \mu\text{m}$  (en rouge).

transition entre les longueurs d’onde où la photosphère de l’étoile est dominante et celles où l’environnement domine se situe quant à lui dans l’infrarouge proche.

Dans la bande  $H$  ( $1.65 \mu\text{m}$ ) la SED de la photosphère est dans le régime de Rayleigh-Jeans alors que l’environnement est dans le régime de Wien (voir Figure 4.1). Les longueurs d’onde les plus courtes sont donc dominées par l’étoile et les plus longues par l’environnement. Cet effet est observé par les instruments à ces longueurs d’onde avec de la dispersion spectrale (AMBER, PIONIER, MIRC puis à terme GRAVITY).

## 4.2.2 Modélisation du flux de chaque composant

Avec une résolution spectrale faible on sonde le continu. Si on se limite à une seule bande spectrale on peut caractériser l’effet chromatique avec deux paramètres :

- $f_0^*$  : le rapport de flux entre le flux stellaire et le flux total à une longueur d’onde  $\lambda_0$ . Ce paramètre va fixer le rapport de flux entre l’image et l’étoile.  $\lambda_0$  est une longueur d’onde fixée arbitrairement (généralement la longueur d’onde centrale de la bande spectrale observée).
- $d_{\text{env}}$  : l’indice spectral de l’environnement. Pour les données interférométriques seule la différence entre les indices spectraux des deux composantes importe. Dans le proche infrarouge le flux de la photosphère suit une loi en  $\lambda^{-4}$  et le flux de l’environnement peut être approché par une loi en  $\lambda^{d_{\text{env}}}$ .

Le flux total ( $f_{\text{tot}}$ ) à une longueur d'onde  $\lambda$  est donc défini comme suit :

$$f_{\text{tot}}(\lambda) = f_0^* \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-4} + (1 - f_0^*) \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{d_{\text{env}}} \quad (4.1)$$

Cette modélisation du flux est suffisante pour étudier le continu dans une bande infrarouge proche à basse résolution (voir Figure 4.1). Une modélisation plus complexe pourrait être définie pour traiter plusieurs bandes spectrales simultanément ou pour tenir compte des raies.

### 4.2.3 Calcul des visibilités

Grâce à la propriété de linéarité de la transformée de Fourier, les visibilités complexes totales ( $V_{\text{tot}}$ ) sont la somme des visibilités de l'étoile ( $V_*$ ) et de son environnement ( $V_{\text{env}}$ ) pondérée par leurs flux respectifs :

$$f_{\text{tot}}(\lambda) V_{\text{tot}}(\nu, \lambda) = f_*(\lambda) V_*(\nu) + f_{\text{env}}(\lambda) V_{\text{env}}(\nu) \quad (4.2)$$

avec  $f_*(\lambda)$  le flux stellaire,  $f_{\text{env}}$  le flux de l'environnement et  $\nu$  est la fréquence spatiale définie comme  $\frac{B}{\lambda}$ . Dans cette expression, les visibilités complexes à droite de l'équation 4.2 ne dépendent pas de la longueur d'onde ( $\lambda$ ), c'est-à-dire que l'effet chromatique est présent dans le rapport de flux seulement. L'interférogramme des visibilités carrées générées par ce comportement chromatique est montré Figure 4.1.

Pour les observatoires interférométriques optiques actuels, l'étoile dans les objets jeunes peut être considérée comme non-résolue. Pour s'en rendre compte on peut faire le calcul en considérant une étoile de Herbig AeBe avec un rayon typique de  $5 R_{\odot}$  située dans la région de formation d'étoile la plus proche le Taureau, à 140 pc. La taille angulaire de l'étoile est donc de 0.17 mas ce qui donne une valeur du module de la visibilité de 0.997 pour une base de 100 m dans la bande  $H$ .

Dans la suite la visibilité de l'étoile ( $V_*$ ) sera considérée comme égale à l'unité. En développant le terme de flux total de l'équation 4.2 on obtient :

$$V_{\text{tot}}(\nu, \lambda) = \frac{f_*(\lambda) + f_{\text{env}}(\lambda) V_{\text{env}}(\nu)}{f_*(\lambda) + f_{\text{env}}(\lambda)} \quad (4.3)$$

La visibilité de l'environnement ( $V_{\text{env}}(\nu)$ ) est obtenue par reconstruction d'image. En faisant apparaître les paramètres chromatiques introduits à la section 4.2.2 on développe l'équation précédente :

$$V_{\text{tot}}(\nu, \lambda) = \frac{f_0^* \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-4} + (1 - f_0^*) \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{d_{\text{env}}} V_{\text{env}}(\nu)}{f_0^* \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-4} + (1 - f_0^*) \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{d_{\text{env}}}} \quad (4.4)$$

La méthode SPARCO consiste à exploiter l'équation 4.4 en reconstruisant une seule image pour toute la bande qui va donner  $V_{\text{env}}(\nu)$ . Le chromatisme est introduit avec le changement du rapport de flux entre l'étoile et le flux total tout

TABLE 4.1 – Paramètres du modèle

Paramètre	Valeur	Unité	Commentaires
$f_0^*$	0.4		
$d_{\text{env}}$	1.0		
$x_s$	0.0	mas	décalage de l'étoile selon l'ascension droite
$y_s$	3.0	mas	décalage de l'étoile selon la déclinaison
$R$	6.0	mas	rayon de l'anneau
$i$	60	deg	inclinaison
$\theta$	0	deg	angle de position du demi-grand-axe
$w$	2.4	mas	largeur Gaussienne de l'anneau
$c1$	0.0		modulation azimuthale selon le cosinus
$s1$	-0.4		modulation azimuthale selon le sinus

au long de la bande spectrale considérée. Pour des algorithmes à descente de gradient, un facteur multiplicatif  $\frac{\partial V_{\text{tot}}}{\partial V_{\text{env}}}$  (qui est en fait le rapport de flux entre l'environnement et le flux total) sera pris en compte pour la convergence. Le principal avantage de cette méthode est de coupler une description paramétrique d'une composante que l'on connaît (ici l'étoile) et une image de la composante complexe (l'environnement) pour ajuster les données.

## 4.3 Validation

Afin de valider la méthode et estimer sa capacité à reproduire des images fidèles, un modèle d'étoile jeune a été créé. C'est un modèle géométrique composé d'une étoile non résolue entourée d'un environnement plus froid. Des observations avec des conditions réalistes ont été générées à partir de celui-ci. La méthode SPARCO va être testée sur ces données et comparées aux méthodes monochromatiques.

### 4.3.1 Modélisation de données chromatiques

Le flux de l'étoile a été modélisé comme étant dans le domaine de Rayleigh-Jeans ( $F_\lambda^* \propto \lambda^{-4}$ ). L'étoile contribue à 40% du flux total à  $1.65\mu\text{m}$  ( $f_0^* = 0.4$ ), les données étant générées en bande  $H$ .

L'environnement a un indice spectral ( $d_{\text{env}}$ ) de 1 ce qui représente une température proche de 1400K. Au début de la bande spectrale (à  $1.5\mu\text{m}$ ) le flux de l'étoile est donc de 55% alors qu'à la fin il est de 38% (à  $1.8\mu\text{m}$ ). La géométrie de l'environnement correspond à un anneau de rayon de 6 mas incliné de  $60^\circ$  avec un angle de position de  $0^\circ$ . Une variation azimuthale du flux selon le cosinus de l'angle azimuthal a été appliquée. Cela reproduit l'asymétrie générée par des effets de transfert radiatif dus à l'inclinaison de l'anneau (Monnier et al. 2006). L'anneau a une épaisseur Gaussienne de 2.4 mas. Cette épaisseur est obtenue en convoluant l'anneau par une Gaussienne de largeur à mi-hauteur de 2.4 mas avant inclinaison.

Le centre de l'anneau est décalé par rapport à l'étoile de 3 mas vers le sud.

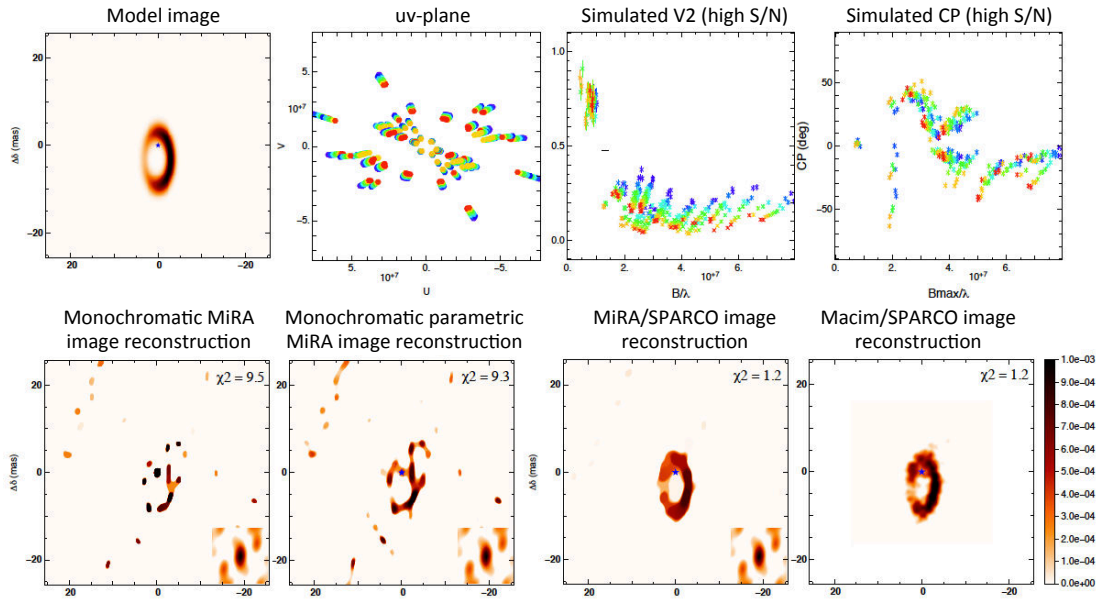


FIGURE 4.2 – Première ligne. A gauche : image du modèle avec l'étoile représentée en bleu ; plan- $\{u, v\}$  pris d'observations réelles avec PIONIER. Le code couleur représente les différents canaux spectraux. A droite :  $V^2$  et phases de clôtures simulées à partir du plan- $\{u, v\}$  et du modèle dans le cas de faible bruit. Deuxième ligne. A gauche : reconstruction monochromatique ; reconstruction monochromatique en séparant l'étoile de l'image. A droite : reconstructions avec la méthode SPARCO en utilisant l'algorithme MiRA et MACIM.

TABLE 4.2 – Régimes de bruit utilisés pour générer les données à partir du modèle paramétriques. Ces régimes sont estimés à partir de Le Bouquin et al. (2011).

Bruit	$H_{\text{mag}} = 3$	$H_{\text{mag}} = 5$	$H_{\text{mag}} = 7$
$\sigma_{V^2}$	$0.05 V^2 + 0.001$	$0.05 V^2 + 0.003$	$0.1 V^2 + 0.003$
$\sigma_{CP}$	$2^\circ$	$5^\circ$	$10^\circ$

Cela permet de tester l'interprétation des phases de clôture ainsi générées par l'algorithme de reconstruction d'images. Ce décalage peut être produit dans de tels objets par la présence d'un compagnon ou par un effet d'inclinaison.

Les paramètres de ce modèle sont indiqués sur la Table 4.1 en se basant sur les performances typiques de l'instrument PIONIER (Le Bouquin et al. 2011).

Les données interférométriques ont été générées avec un plan- $\{u, v\}$  issu de réelles observations avec PIONIER (voir Figure 4.2). Le plan- $\{u, v\}$  utilisé est composé de 14 pointages de 4 télescopes (6 bases). Ils ont été réalisés sur les trois configurations possibles du VLTI avec 2 points sur la petite configuration, 9 sur la configuration moyenne et 3 sur la grande. Un point représente environ 40 minutes d'observation (calibrateurs inclus). Chaque point est dispersé sur 7 canaux spectraux. Les mesures de PIONIER sont des visibilité carrées et des phases de clôture. Un bruit Gaussien a été ajouté avec 3 régimes différents présentés sur la Table 4.2.

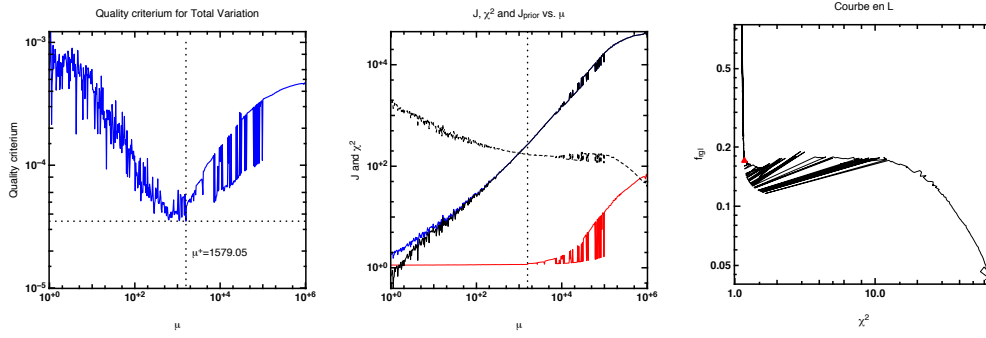


FIGURE 4.3 – A gauche : courbe du critère de qualité (QC) en fonction de l’hyperparamètre  $\mu$ .  $\mu^+$  vaut ici environ 1500. Au centre : les valeurs de la fonction totale à minimiser  $\mathcal{J}$  (continu bleu), de la fonction d’attache aux données ( $\mathcal{J}_{\text{data}} \equiv \chi^2$ , continu rouge), la fonction de régularisation ( $\mathcal{J}_{\text{prior}}$ ) multipliée par 1000 (tirets noirs) et la fonction de régularisation ( $\mathcal{J}_{\text{prior}}$ ) multipliée par l’hyperparamètre  $\mu$  (continu noir). A droite : la courbe en L correspondante. Le triangle rouge indique le lieu où le critère de qualité est minimum. Cela correspond bien au creux de la courbe en L.

Les données générées sont montrées sur la Figure 4.2. On peut voir sur la courbe des  $V^2$  que l’objet généré est très résolu. Les courtes bases, correspondantes aux basses fréquences spatiales, capturent l’information sur la forme globale de l’objet. L’effet chromatique est très fort et il ressemble aux données obtenues sur des étoiles jeunes (Kluska et al. 2012). Les phases de clôturage sont fortes (jusqu’à  $50^\circ$ ) reflétant la forte asymétrie de l’objet issu de la modulation de l’anneau et du décalage de l’étoile.

### 4.3.2 Résultat des reconstructions

Dans cette section les images reconstruites seront présentées. Elles ont été faites en faisant l’hypothèse que les paramètres chromatiques sont connus à l’avance. La comparaison entre les approches monochromatiques et l’approche SPARCO a été faite pour différents régimes de bruit. Les images SPARCO ont été réalisées avec l’algorithme **MIRA** (Thiébaud 2008), **MACIM** (Ireland et al. 2006) et **Squeeze** (Baron et al. 2010). La régularisation utilisée est « variation totale » qui est une des régularisations la plus efficace (Renard et al. 2011). Les dimensions de l’image choisies sont  $128 \times 128$  pixels avec 0.2 mas pour leur largeur.

#### 4.3.2.1 Choix de l’hyperparamètre $\mu$

L’hyperparamètre  $\mu$  doit être adapté à chaque jeu de données et à chaque régularisation. La meilleure façon de savoir la meilleure valeur de l’hyperparamètre noté  $\mu^+$  est de reconstruire les images avec différentes valeurs de  $\mu$  et de comparer les images obtenues avec l’image du modèle. Pour effectuer cette comparaison on

utilise le critère de qualité (QC) :

$$\text{QC} = (x_{\mu}^{\text{rec}} - x^{\text{ref}})^2 \quad (4.5)$$

qui est la différence quadratique des flux de pixels à pixels entre l'image reconstruite ( $x_{\mu}^{\text{rec}}$ ) et l'image de référence ( $x^{\text{ref}}$ ). Cette méthode est efficace à posteriori mais est impossible à appliquer sur des données réelles car on n'a pas accès à l'image de référence.

La courbe en L (voir Section 3.5.3) permet de faire une estimation « aveugle » sur la meilleure valeur de  $\mu$ . Cette courbe est affichée dans un graphe logarithmique avec en abscisse la distance calculée par la régularisation ( $\mathcal{J}_{\text{prior}}$ ) et la distance aux données ( $\mathcal{J}_{\text{data}} \equiv \chi^2$ ) en ordonnées. Le coude de la courbe en L correspond à l'équilibre entre l'attache aux données et à la régularisation.

La Figure 4.3 rassemble les graphes résultants de l'analyse sur les données ayant le plus faible bruit. Le critère de qualité (QC) indique que  $\mu^+$  est égal à  $\approx 1579$ . La position de ce point sur la courbe en L est correcte et justifie l'emploi de cette courbe pour les reconstructions sur les données réelles. Dans la suite,  $\mu = 1500$  a été adopté.

On remarque sur la Figure 4.3 que deux régimes se forment à partir de  $\mu \approx 10^4$ . Ces deux régimes montrent que l'algorithme tombe parfois dans un minimum local. Cela arrive souvent quand on s'éloigne de la valeur optimale de l'hyperparamètre avec la régularisation « variation totale ».

### 4.3.2.2 Les reconstructions d'image

Trois types de reconstruction d'images ont été réalisées :

- Une image monochromatique classique qui est un cas particulier de la méthode SPARCO avec  $f_0^*=0$ . Dans ce cas la valeur de  $d_{\text{env}}$  n'a pas d'importance.
- Une image monochromatique en séparant le flux de l'étoile du reste de l'image. L'image elle-même est monochromatique. Cela correspond aux paramètres  $f_0^*=0.4$  et  $d_{\text{env}}=-4$ .
- Une reconstruction d'image chromatique avec les paramètres chromatiques correspondants au modèle ( $f_0^*=0.4$  et  $d_{\text{env}}=1.0$ ). Deux images ont été reconstruites utilisant deux algorithmes différents : **MiRA** et **MACIM**.

Les images reconstruites sont présentées sur la Figure 4.2. Dans le cas de la reconstruction monochromatique classique, l'image n'ajuste pas les données correctement ( $\chi^2=9.3$ ). Le  $\chi^2$  peut être diminué en reconstruisant une image plus étendue ou avec plus de pixels pour laisser plus de degrés de liberté à l'algorithme. Dans ce cas, l'ajustement des effets chromatiques est réalisé par des effets géométriques à grande distance. Cela crée de nombreux artefacts dans l'image. L'image est très déformée, on peut distinguer l'anneau mais il n'est pas continu. De plus la dynamique de l'image est détériorée à cause de la présence de l'étoile qui a une forte brillance surfacique. En effet, la régularisation agit sur l'image et son action est dégradée par la présence de l'étoile.

La reconstruction en séparant l'image de l'étoile est plus lisse, et l'anneau est presque fermé. Le  $\chi^2$  n'a été amélioré que marginalement.

L'approche SPARCO chromatique permet de bien ajuster les données ( $\chi^2 = 1.2$ ). Les images reconstruites ne montrent pas de forts artefacts. L'anneau est bien reconstruit avec la bonne orientation et la bonne modulation. On conclut que la séparation chromatique de l'étoile et de l'environnement est nécessaire afin de reconstruire une image correcte de l'environnement. De plus, les deux images reconstruites issues de deux algorithmes différents démontrent la robustesse de la démarche SPARCO.

### 4.3.2.3 Détermination des propriétés chromatiques

Dans la section précédente, les reconstructions d'image ont été faites en introduisant les paramètres chromatiques correspondants au modèle. Mais pour de vraies données cette information n'est pas disponible directement. Afin de voir si on peut les retrouver, des reconstructions d'images ont été effectuées en changeant les valeurs des paramètres chromatiques. Cela permet de rendre compte de l'évolution de l'image avec les paramètres chromatiques, mais aussi de voir si les données sont toujours bien ajustées avec des paramètres différents.

Une grille de paramètres a été créée. Le rapport de flux stellaire ( $f_0^*$ ) variera entre 0.2 et 0.6 alors que l'indice spectral de l'environnement variera entre -2 et 4 (ce qui correspond aux températures de 2200K à 1100K respectivement). Les résultats sont présentés sur la Figure 4.4. La morphologie de l'image dépend faiblement de l'indice spectral ( $d_{env}$ ). La principale influence se fait sur le rapport de flux stellaire ( $f_0^*$ ). Si celui-ci est trop grand, l'algorithme va compenser cette erreur en « creusant » l'image et même en déformant complètement l'anneau. Dans le cas d'une sous-estimation du rapport de flux stellaire, du flux va être placé à l'endroit de l'étoile. Mais ce flux est à la température de l'environnement ce qui va influencer la qualité de l'ajustement aux données. Le fait de pouvoir mettre du flux à la position de l'étoile pour compenser la sous-estimation du rapport de flux stellaire au flux total est assez efficace pour ne pas s'éloigner des données. On peut le voir sur la carte de  $\chi^2$  de la Figure 4.4. Là où la surestimation du flux de l'étoile est difficilement compensable (à cause de la contrainte de positivité), une vallée se forme pour les rapports de flux stellaires corrects et plus faibles. Cette vallée représente ce que je vais appeler par la suite la dégénérescence chromatique.

Que ce soit en changeant la force ou le type de régularisation ou même le niveau de bruit la forme de vallée n'est pas affectée (voir Figure 4.5).

### 4.3.3 Ajustement simultané des paramètres chromatiques

Etant donné que la vallée de  $\chi^2$  ne comporte pas de minimas locaux, je propose d'ajuster les paramètres chromatiques en même temps que la reconstruction d'image. Cela consiste à ajuster les paramètres chromatiques entre deux itérations sur les pixels de l'image. L'ajustement des paramètres chromatiques se fait en minimisant le même critère  $f$  (Eq. 3.6) que pour l'image. Etant donné que les paramètres chromatiques n'influent pas sur le terme  $f_{prior}$ , l'ajustement de ces paramètres va minimiser implicitement  $f_{data}$ . L'algorithme pour une méthode de



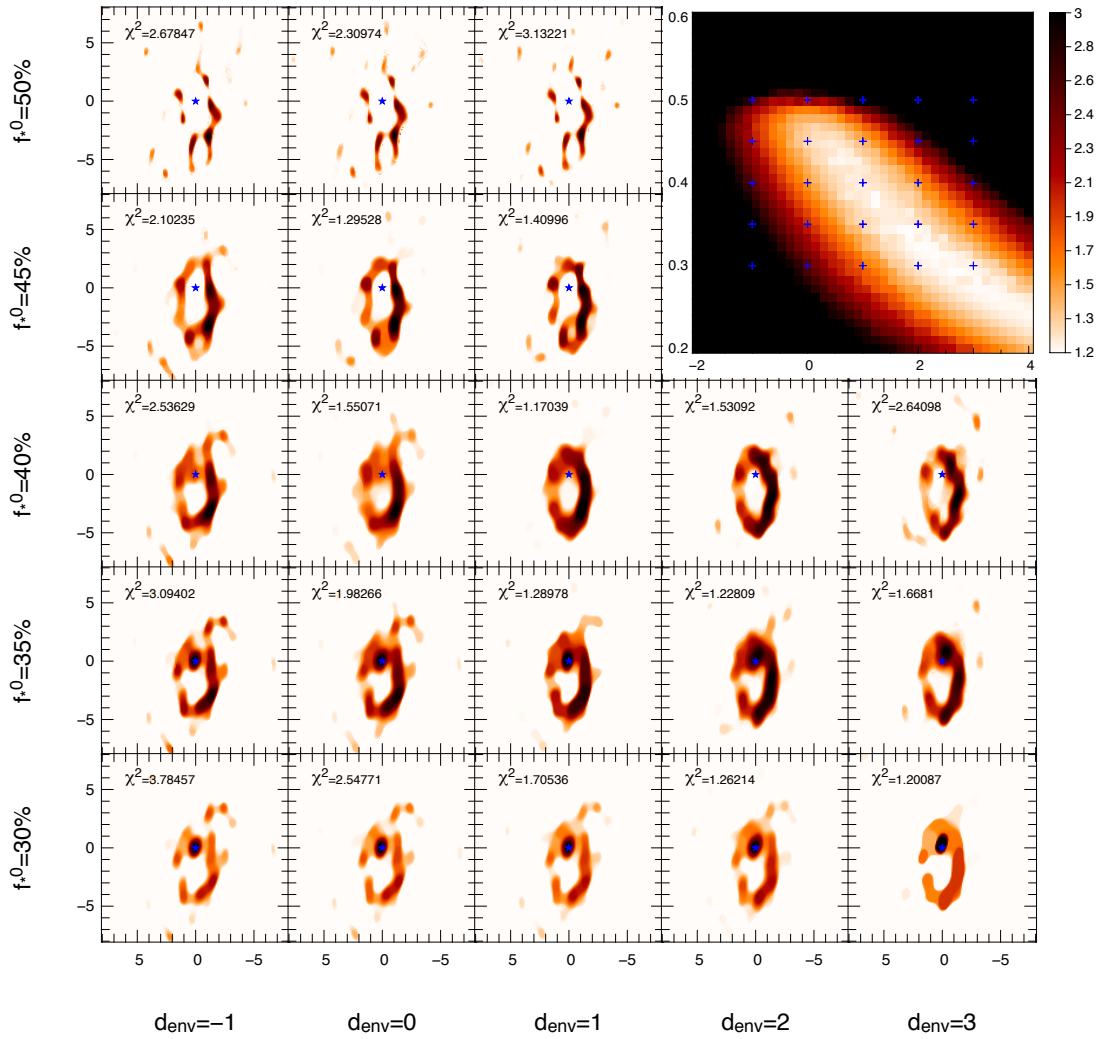


FIGURE 4.4 – Mosaique de reconstructions d’image effectuées avec SPARCO/MiRA en faisant varier les paramètres chromatiques. L’étoile est représentée en bleu. En abscisses  $d_{env}$  et en ordonnées  $f_0^*$ . Au centre, l’image correspondant aux bons paramètres chromatiques. En haut à droite : Carte de  $\chi^2$  associée. Toute valeur de  $\chi^2$  supérieure à 3 est colorée en noir. Les croix bleues représentent les positions dans l’espace des paramètres chromatiques des images représentées sur cette figure.

reconstruction d’image par descente de gradient (par exemple MiRA) est proposé ci-dessous ( $i$  est l’indice itératif) :

1. *Calcul des visibilitées totales  $V_{tot}^i$*  : pour calculer les visibilitées totales, l’équation 4.4 est utilisée avec  $V_{env}^i$  étant la transformée de Fourier de l’image  $x^i$  et les paramètres chromatiques  $f_0^{*i}$  et  $d_{env}^i$ .
2. *Calcul du gradient de  $\chi^2$*  : si l’algorithme est basé sur une descente en gradient celui-ci doit être modifié. En effet le gradient calculé est  $\frac{\partial \chi^2}{\partial V_{env}}$ . Le facteur multiplicatif se résume à  $\frac{\partial V_{env}}{\partial V_{tot}}$ .
3. *Calcul de la nouvelle image* : l’algorithme ajoutera le gradient calculé aux flux de l’image existante ( $x^i$ ) pour donner une nouvelle image ( $x^{i+1}$ )

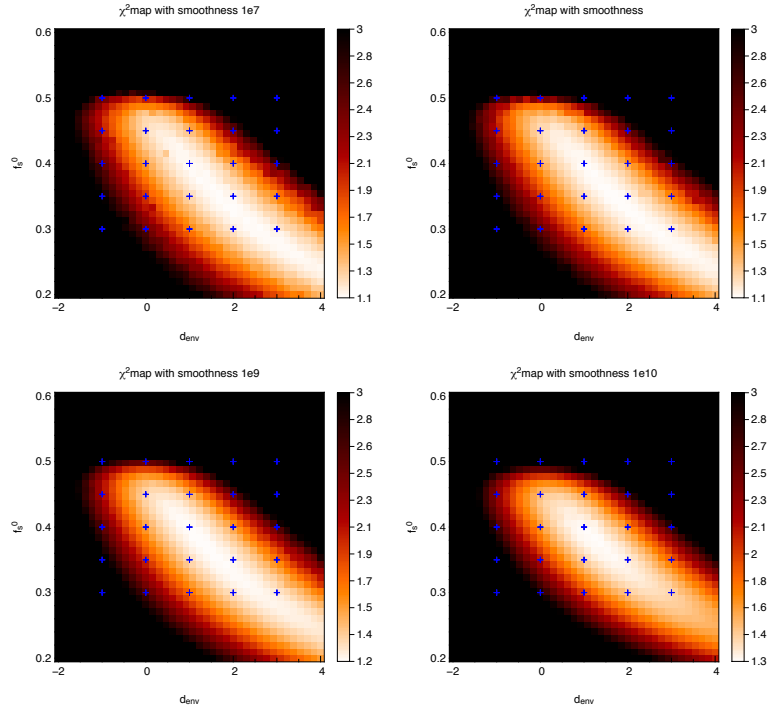


FIGURE 4.5 – Cartes de  $\chi^2$  effectuées avec la régularisation de *lissage* en utilisant différents hyperparamètres  $\mu$  :  $10^7$ ,  $10^8$ ,  $10^9$  et  $10^{10}$  de haut en bas et de la gauche vers la droite respectivement. Les croix bleues représentent les positions dans l'espace des paramètres chromatiques des images reconstruites sur la Figure 4.4. La croix du centre représente les valeurs chromatiques correctes.

4. *Calcul des visibilités à partir de la nouvelle image* : cette étape est réalisée avec les paramètres chromatiques  $f_0^{*i}$  et  $d_{\text{env}}^i$ . On obtient donc  $V_{\text{tot}}^{i+\frac{1}{2}}$ .
5. *Ajustement des paramètres chromatiques* : les paramètres chromatiques sont ajustés en sachant l'image  $x^{i+1}$  afin d'ajuster au mieux les données. Cette étape donne les nouveaux paramètres  $f_0^{*i+1}$  et  $d_{\text{env}}^{i+1}$  avec lesquels on revient à l'étape 1 pour calculer une nouvelle image.

Cet algorithme a été testé sur le modèle décrit à la section 4.3.1 afin de pouvoir reconstruire une image sans disposer de l'information photométrique. J'ai donc fait une grille de paramètres chromatiques initiaux pour évaluer la convergence ( $0.1 \leq f_0^* \leq 0.9$  et  $-4 \leq d_{\text{env}} \leq 4$ ). L'image de départ est une image avec un flux de 1 dans le pixel central et 0 autre part. Le résultat est montré sur la Figure 4.6.

On peut voir que peu importe les valeurs initiales des paramètres chromatiques ceux-ci terminent dans la vallée de minimum du  $\chi^2$ . Malgré tout la dégénérescence chromatique décrite précédemment est toujours présente car les valeurs finales des paramètres décrivent une courbe qui semble suivre les minimums de  $\chi^2$ .

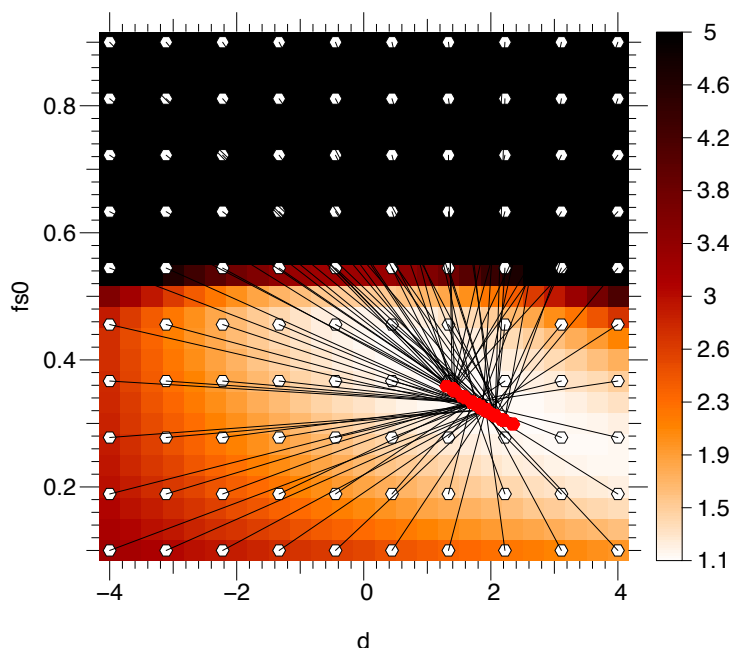


FIGURE 4.6 – Carte de  $\chi^2$  dans l’espace des paramètres chromatiques. Les points blancs représentent la grille de départ pour les paramètres chromatiques, les points rouges, leurs valeurs finales et les traits noirs le lien entre les deux. On peut voir que les paramètres chromatiques sont correctement ajustés quelque soit les valeurs initiales données.

## 4.4 Application : HR5999

Dans cette section, j’applique la méthode SPARCO à l’ensemble de données de Benisty et al. (2011) sur HR5999, une étoile de Herbig Ae (Tjin A Djie et al. 1989). Ces données ont été obtenues par l’instrument AMBER. L’objet montre un excès de flux dans l’infrarouge proche et moyen. Il a d’abord été imagé par Benisty et al. (2011) (voir Figure 4.8). La photosphère contribue à 22% du flux dans la bande  $K$ . En outre, il y a un disque interne qui est marginalement résolu qui s’étend entre 0.43 mas et 2.8 mas et contribue à 38% du flux total. Il pourrait être interprété comme un disque gazeux ou constitué de grains de poussière réfractaires. Le flux restant provient du bord interne du disque de poussière, que l’on pense être au niveau du rayon de sublimation de celle-ci.

Le disque interne ajoute de la complexité à cet objet en introduisant une composante additionnelle de comportement spectral différent des deux autres. La méthode que j’ai développée n’est pas encore conçue pour faire face à trois composantes de températures différentes. Cependant, une stratégie en 2 étapes a été appliquée pour résoudre ce problème et reconstruire une image :

- Reconstruction d’image en séparant la photosphère seule de l’image en utilisant la SED (Figure 4.7). Pour ce faire le rapport de flux stellaire sur le flux total  $f_0^*$  a été fixé à 0.22 et la température de l’environnement à 1500 K ( $d_{\text{env}} = 1.0$ ). L’image reconstruite (voir Figure 4.8, au centre) montre une

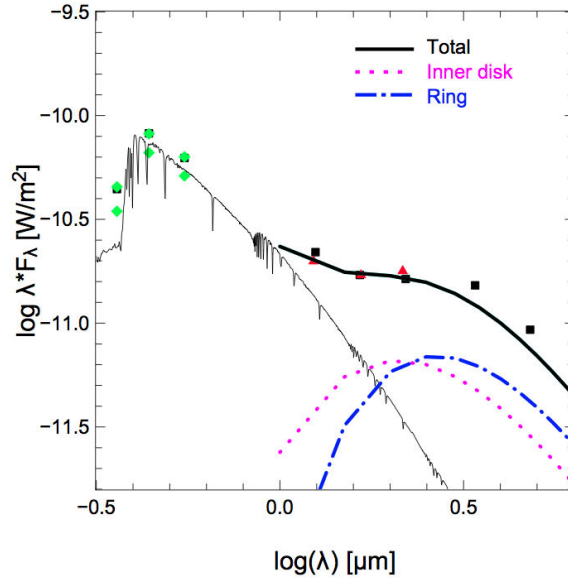


FIGURE 4.7 – Distribution spectrale d'énergie de HR5999 tirée de Benisty et al. (2011). La bande  $K$  (à  $\log(2.2\mu\text{m}) = 0.35$ ) est dominée par l'environnement représenté par deux composantes : le bord de sublimation de la poussière et un disque interne. L'étoile, bien qu'elle ne domine pas le flux, possède un flux surfacique plus important que l'environnement. Elle doit être prise en compte dans la reconstruction d'image.

composante non résolue à la position de l'étoile. Comme attendu, l'algorithme reconstruit le flux non-résolu dû au disque interne. Mais par effet de dynamique dans l'image, le bord interne n'est pas reconstruit correctement. L'angle de position trouvé par la reconstruction d'image est similaire à celui trouvé par Benisty et al. (2011).

- Reconstruction d'image en séparant tout le flux non-résolu (étoile + disque interne).  $f_0^*$  a été fixé à 0.6 (en accord avec la SED) et la température de l'environnement est restée la même :  $d_{\text{env}} = 1.0$  ( $\approx 1500\text{ K}$ ). L'image reconstruite (voir Figure 4.8, à droite) ne montre plus de flux en son centre et le bord interne est bien résolu.

La première conclusion sur l'application de SPARCO à ces données est qu'on arrive à retrouver le bord interne en le séparant de la photosphère et du disque interne. Cependant, il faut faire attention à l'interprétation de l'indice spectral de l'environnement ( $d_{\text{env}}$ ). Celui-ci est calculé en faisant l'hypothèse que le flux non-résolu séparé de l'image est dans le régime de Rayleigh-Jeans. La photosphère et le disque interne pourraient ne pas suivre cette hypothèse. En séparant la photosphère seule, ce risque est évité et l'image reconstruit le disque interne non résolu à l'endroit de l'étoile.

La deuxième conclusion est que si on laisse l'algorithme ajuster les paramètres chromatiques en même temps qu'il ajuste l'image aux données, le  $f_0^*$  trouvé est plus grand que celui correspondant à la photosphère seule et la température dérivée

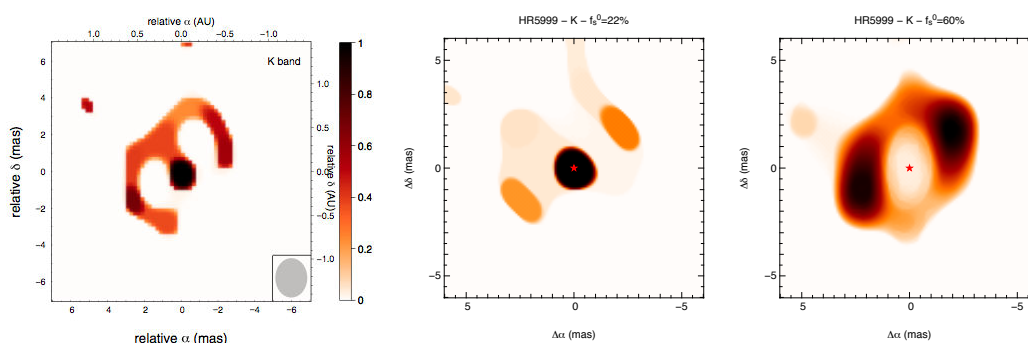


FIGURE 4.8 – Reconstructions d’image sur HR5999. A gauche : reconstruction d’image monochromatique issue de Benisty et al. (2011). Au centre : reconstruction d’image avec la méthode SPARCO en séparant le flux de la photosphère seulement. A droite : reconstruction d’image avec la méthode SPARCO en séparant la photosphère et le disque interne de l’image.

du  $d_{env}$  est plus grande que 2000 K (ce qui est plus grand que la température de sublimation de la poussière). Cela peut s’expliquer par le fait que la composante non-résolue et séparée de l’image a un indice spectral plus froid que le régime de Rayleigh-Jeans. La différence d’indices spectraux (qui est la quantité qui crée l’effet chromatique) entre les deux composantes est donc plus petite. Cet effet va faire augmenter artificiellement la température de l’environnement qui sera donc vu plus chaud qu’il ne l’est.

L’hypothèse du disque interne suggéré par Benisty et al. (2011) est donc confirmée par cette étude et la composante non résolue ne peut être expliquée par la photosphère seule.

## 4.5 Conclusion

Pour des mesures interférométriques dispersées spectralement, les visibilitées ne dépendent pas seulement de la géométrie de l’objet mais aussi des températures relatives. Afin de profiter de l’effet de synthèse spectrale il faut prendre en compte ces effets appelés effets chromatiques. Dans le cas étudié dans ce chapitre, l’effet étoile-environnement a été pris en compte. Une méthode a été développée afin de pouvoir reconstruire des images sur des données comportant ces caractéristiques chromatiques. Ceux-ci étaient une barrière à la reconstruction d’image d’objets jeunes dans l’infrarouge proche.

La méthode SPARCO consiste à décrire analytiquement les différences spectrales entre plusieurs composantes (deux dans ce chapitre). L’une des deux composantes (la plus simple) a une géométrie décrite analytiquement et l’autre (plus complexe) est représentée par l’image reconstruite. Cette méthode est donc décrite avec les hypothèses suivantes :

- La géométrie de chaque composante est supposée invariable avec la longueur d’onde. Seuls les rapports de flux changent.
- La géométrie de la composante non reconstruite est correctement décrite

(une composante non résolue pour l'étoile suffisait pour l'exemple des étoiles jeunes mais ce modèle peut être complexifié).

- L'évolution spectrale des flux des composantes sont décrites par des lois de puissance.

Cette méthode est simple mais elle peut être adaptée à des cas plus complexes. Comme mentionné précédemment, la méthode peut ne pas se limiter à deux composantes seulement mais peut être développée pour inclure plusieurs composantes. Ainsi plusieurs images à températures différentes peuvent être reconstruites simultanément pour ajuster les données. Cela augmentera le nombre de degrés de liberté mais aussi les risques de dégénérescence.

La ou les composante(s) séparée(s) de l'image peu(ven)t avoir une description plus complexe. Par exemple, l'étoile centrale peut être résolue ou être une binaire. Pour faire cela on peut remplacer  $V_*$  dans l'équation 4.2 par n'importe quel modèle analytique (ou même des images). L'adaptation de la méthode SPARCO pour des objets plus complexes est simple à implémenter.

Cette méthode de reconstruction d'image a montré une dégénérescence entre les deux paramètres chromatiques introduits. Cette dégénérescence peut être levée avec d'autres observations de l'objet, en particulier avec les observations spectrophotométriques. Ce chapitre a été l'objet d'une publication dans *Astronomy and Astrophysics*. L'article se situe en fin de chapitre.

La méthode SPARCO a été utilisée sur un « Large Program » d'observations interférométriques conduit avec l'instrument PIONIER sur les étoiles de Herbig AeBe. Ce programme et les reconstructions d'images associées sont détaillés dans la partie suivante.

# SPARCO: a semi-parametric approach for image reconstruction of chromatic objects

## Application to young stellar objects

J. Kluska<sup>1</sup>, F. Malbet<sup>1</sup>, J.-P. Berger<sup>2</sup>, F. Baron<sup>3</sup>, B. Lazareff<sup>1</sup>, J.-B. Le Bouquin<sup>1</sup>, J. D. Monnier<sup>4</sup>,  
F. Soulez<sup>5</sup>, and E. Thiébaud<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, UJF, CNRS, 414 rue de la piscine, 38400 Saint Martin d'Hères, France  
e-mail: jacques.kluska@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001 Vitacura, Santiago, Chile

<sup>3</sup> Center for High Angular Resolution Astronomy, Georgia State University, PO Box 3969, Atlanta, GA 30302, USA

<sup>4</sup> University of Michigan Astronomy Department, 941 Dennison Bldg, Ann Arbor, MI 48109-1090, USA

<sup>5</sup> CRAL, Observatoire de Lyon, CNRS, Univ. Lyon 1, École Normale Supérieure de Lyon, 69364 Lyon, France

Received 28 October 2013 / Accepted 11 March 2014

### ABSTRACT

**Context.** The emergence of optical interferometers with three and more telescopes allows image reconstruction of astronomical objects at the milliarcsecond scale. However, some objects contain components with very different spectral energy distributions (SED; i.e. different temperatures), which produces strong chromatic effects on the interferograms that have to be managed with care by image reconstruction algorithms. For example, the gray approximation for the image reconstruction process results in a degraded image if the total  $(u, v)$ -coverage given by the spectral supersynthesis is used.

**Aims.** The relative flux contribution of the central object and an extended structure changes with wavelength for different temperatures. For young stellar objects, the known characteristics of the central object (i.e., stellar SED), or even the fit of the spectral index and the relative flux ratio, can be used to model the central star while reconstructing the image of the extended structure separately.

**Methods.** We present a new method, called SPARCO (semi-parametric algorithm for the image reconstruction of chromatic objects), which describes the spectral characteristics of both the central object and the extended structure to consider them properly when reconstructing the image of the surrounding environment. We adapted two image-reconstruction codes (Macim, Squeeze, and MiRA) to implement this new prescription.

**Results.** SPARCO is applied using Macim, Squeeze, and MiRA on a young stellar object model and also on literature data on HR 5999 in the near-infrared with the VLTI. We obtain smoother images of the modeled circumstellar emission and improve the  $\chi^2$  by a factor 9.

**Conclusions.** This method paves the way to improved aperture-synthesis imaging of several young stellar objects with existing datasets. More generally, the approach can be used on astrophysical sources with similar features, such as active galactic nuclei, planetary nebulae, and asymptotic giant branch stars.

**Key words.** methods: numerical – techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – protoplanetary disks – stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be

## 1. Introduction

The number of aperture-synthesis images based on optical long-baseline interferometry measurements has recently increased thanks to easier access to visible and infrared interferometers. The interferometry technique has now reached a technical maturity level that opens new avenues for numerous astrophysical topics that require milliarcsecond model-independent imaging (Berger et al. 2012). Image reconstruction (see review Thiébaud 2013) is the key to achieve the most probable, noncommittal images following some global constraints (image positivity, size of the support, regularization, etc.). A thorough study (Renard et al. 2011) has shown the limitations of image reconstruction, but never challenged the type of regularizations in use. The first images of the inner regions of the environment have been obtained around the young stellar objects HD 163296 (Renard et al. 2010) and HR 5999 (Benisty et al. 2011), revealing the structure around the central objects. However, one main caveat of the images reconstructed from spectrally dispersed instruments is that

the visibilities measured at different wavelengths have been assumed to come from a *gray* object. In addition, the central star has a much higher surface brightness than the surrounding emission, a contrast problem that limits the reliability and the quality of image reconstruction and complicates serious analysis of the morphology of the circumstellar material. These concerns motivate one to reconstruct an image of the envelope alone without the star in the image, an approach considered first in self-aperture masking techniques (Monnier et al. 2004).

Some of the interferometric visibilities obtained with spectral resolution on young stellar objects (YSO), mainly in the near-infrared (NIR), have been seriously affected by strong spectral dependence. For example, the visibilities of the object MWC 158, as measured with VLTI/AMBER in the *K* band and in the *H* band are spread over a broad range (see Fig. 5 of Borges Fernandes et al. 2011). First believed to be *quality (...)* clearly lower compared to the *K*-band data (Borges Fernandes et al. 2011), the increase of the visibilities of the *H*-band data has been observed not only on VLTI/AMBER, but also with

VLTI/PIONIER. This indication caused us to consider an astrophysical interpretation: the change of visibility is generated by the different chromatic behavior between the central star that peaks in the visible and the circumstellar material that radiates out mainly in the NIR (Kluska et al. 2012).

The star contribution is highest at the shortest wavelengths and becomes moderate at longer wavelengths. Classic gray algorithms assume the same brightness distribution for all wavelengths. Consequently, they cannot satisfactorily reconstruct an image of a chromatic object with spectral supersynthesis. We need to include the chromatic effect induced by the physical properties of the target in the image processing to retrieve a good intensity map of the observed target.

In this paper, we present a semi-parametric approach that includes the knowledge of the relative stellar and environment spectral properties in optical interferometry image reconstruction. As previously demonstrated in parametric modeling of optical interferometric data (e.g. Kraus et al. 2012a), we can directly take the object chromaticity into account in the process of image reconstruction, which improves the final fit.

This approach is called SPARCO (semi-parametric approach for image reconstruction of chromatic objects) and consists of separating a well-known object (e.g. the central star of a YSO) and its complex, unknown environment (e.g. its dusty disk). The star is modeled by a parametric model (that can include hydrostatic models or binaries) and the environment by the reconstructed image. The chromatism is reproduced by changing the flux ratio between the two components across the observed bandwidth.

To present the methods, we focus on YSOs because the star can be modeled at first order in the NIR by an unresolved component and the flux ratio can be represented by a power law with a good approximation. Moreover, the environment is poorly known and is complex. The application of this technique to this type of objects is therefore important.

However, this method does not apply only to YSO, but can also be used in any system where a known source is present that displays a spectral behavior different from the rest of the emitting material in the optical. For instance, the accretion disk of an active galactic nuclei is considered as unresolved in order to retrieve its environment (Kishimoto et al. 2013). A method of separation of the star from its environment was invoked for asymptotic giant branch stars (Hillen et al. 2013), or planetary nebulae (Lagadec et al. 2006).

In Sect. 2 we demonstrate that the SPARCO approach allows proper modeling of the interferometric observables of YSOs, especially their chromatic content. We show how standard image reconstruction algorithms can be modified accordingly. In Sect. 3 we validate the method on the model of a realistic YSO. In Sect. 4, we further discuss important aspects of the method in detail. We finish in Sect. 5 by applying SPARCO on actual data used by Benisty et al. (2011) to reveal the circumstellar environment of HR 5999, and we compare it with a previous analysis.

## 2. SPARCO method

### 2.1. Fluxes from the star and the environment

A YSO, consisting of a star and a dusty environment, has two main components in the spectral energy distribution<sup>1</sup>. The photosphere dominates from the UV domain to the visible. The contribution of the environment, which is mainly dusty and occurs

<sup>1</sup> The presence of an additional hot inner component as suggested by Tannirkulam et al. (2008) and Benisty et al. (2011) is discussed Sect. 5.

at lower temperature ( $T < 1500$  K), prevails from the infrared to radio wavelengths (see Fig. 1 left).

For example, the effective temperature of Herbig Ae/Be stars is  $T \approx 10\,000$  K. The spectral domain where the total flux is no longer dominated by the stellar flux is in the NIR where the emission of the environment increases steeply. Typically, the stellar SED is in the Rayleigh-Jeans regime in the  $H$  band ( $1.65\ \mu\text{m}$ ), while the environment is in the Wien regime. In these spectral bands ( $J$ ,  $H$  and  $K$  bands for young stellar objects), the shortest wavelengths are dominated by the photosphere flux, the longest ones by the environment flux. These two components (the star and the dusty environment) have different spatial extents, which can be resolved by current optical interferometers.

Some interferometric instruments (AMBER, PIONIER on the VLTI, and MIRC on the CHARA interferometer) cover the  $H$  band with several spectral channels. The change of flux ratio (star/environment) for each channel following the physical laws described above implies a strong chromatic effect in the visibilities called star/environment chromatism (see Fig. 1 left).

When considering low spectral resolution within a single NIR band, this effect can be described by the following two parameters:

- $f_*^0$ : the stellar-to-total-flux ratio at wavelength  $\lambda_0$ . This parameter sets the flux balance between the two components at the reference wavelength  $\lambda_0$ .  $\lambda_0$  is arbitrary chosen (for example, the central wavelength of observations).
- $d_{\text{env}}$ : the spectral index for the circumstellar environment. For interferometric data, only the difference between the spectral indexes of the two components matters to account for the chromatism. In the NIR, the star emission occurs in the Rayleigh-Jeans regime and can be approximated by  $F_\lambda^* \propto \lambda^{-4}$ . The parameter that sets the index difference is the absolute spectral index of the dust,  $F_\lambda^{\text{env}} \propto \lambda^{d_{\text{env}}}$ .

The total flux  $f_{\text{tot}}$  at a wavelength  $\lambda$  normalized by the total flux at  $\lambda_0$  can therefore be written as

$$f_{\text{tot}}(\lambda) = f_*^0 \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-4} + (1 - f_*^0) \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{d_{\text{env}}}. \quad (1)$$

This model is sufficient to describe the continuum emission of the object in a NIR band (especially the  $H$  band). With additional effort, complex flux distribution (e.g. adding lines) can be used to model observations at higher spectral resolution, following Eq. (2).

### 2.2. Visibilities from the star and the environment

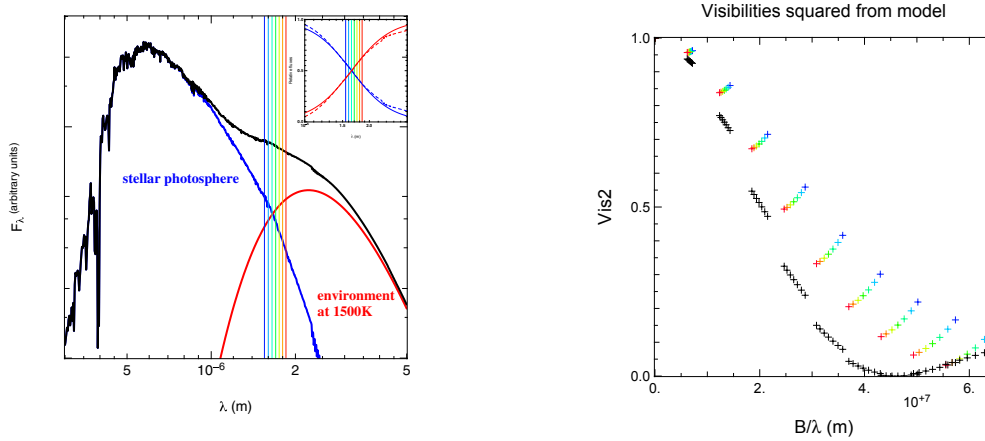
The total complex visibilities are the sum of the stellar visibilities and visibilities from the environmental components weighted by their fluxes at the corresponding wavelengths ( $\lambda$ ),

$$f_{\text{tot}}(\lambda) \tilde{V}_{\text{tot}}\left(\frac{\mathbf{b}}{\lambda}, \lambda\right) = f_*(\lambda) \tilde{V}_*\left(\frac{\mathbf{b}}{\lambda}\right) + f_{\text{env}}(\lambda) \tilde{V}_{\text{env}}\left(\frac{\mathbf{b}}{\lambda}\right), \quad (2)$$

with  $f_{\text{tot}}(\lambda)$  given by Eq. (1),  $f_*(\lambda)$  the stellar flux,  $f_{\text{env}}(\lambda)$  the flux of the environment,  $\tilde{V}_*$  the stellar visibility,  $\tilde{V}_{\text{env}}$  the visibility of the environment. Finally,  $\mathbf{b}$  is the interferometric baseline vector projected on-sky. The visibility depends on  $\mathbf{b}/\lambda$ , which is the spatial frequency. In this paper all the quantities with a tilde (as  $\tilde{V}_{\text{env}}$ ) are complex numbers.

In YSO, the apparent size of the central star can be considered as unresolved. For instance, a Herbig AeBe star at a typical





**Fig. 1.** *Left:* SED of a young stellar object. In blue: the stellar photosphere (represented as a black body) at 10 000 K; in red: the environment black body at 1500 K; and in black: the sum of the two contributions. The vertical color lines are the spectral channels of PIONIER. The two contributions cross in the  $H$  band. In the top right corner as a dashed line: the flux ratios of every component from the SED, as a full line: the result of modeling the fluxes with power laws. *Right:* in black, expected visibilities from the extended structure alone. In color: the star contribution has been added and colors follow the standard color code (blue: shortest wavelength, red: longest wavelength). The visibilities increase with shorter wavelengths because the stellar contribution is higher.

distance of 140 pc (distance of the Taurus star-forming region) and with a radius of  $5 R_{\odot}$  has an angular radius of  $\approx 0.17$  mas. For a 100 m baseline and for the  $H$  band, this corresponds to a visibility  $V \approx 0.997$ . Hereafter we model this star with an unresolved component with  $V_* \approx 1$ . By developing the total flux term, we have

$$\tilde{V}_{\text{tot}}\left(\frac{\mathbf{b}}{\lambda}, \lambda\right) = \frac{f_*(\lambda) + f_{\text{env}}(\lambda)\tilde{V}_{\text{env}}\left(\frac{\mathbf{b}}{\lambda}\right)}{f_*(\lambda) + f_{\text{env}}(\lambda)}, \quad (3)$$

where  $\tilde{V}_{\text{env}}$  is the visibility of the environment alone, derived from its brightness distribution by a Fourier transform. With the two parameters described in Sect. 2.1 we can rewrite Eq. (3) as follows:

$$\tilde{V}_{\text{tot}}\left(\frac{\mathbf{b}}{\lambda}, \lambda\right) = \frac{f_*^0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-4} + (1 - f_*^0) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{d_{\text{env}}} \tilde{V}_{\text{env}}\left(\frac{\mathbf{b}}{\lambda}\right)}{f_*^0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-4} + (1 - f_*^0) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{d_{\text{env}}}}. \quad (4)$$

### 2.3. Image reconstruction

$\tilde{V}_{\text{env}}$  is retrieved by making the Fourier transform of its image. This image is obtained by a well-known image-reconstruction process. The goal is to retrieve the most probable image given the dataset and some assumption called regularizers (e.g. image positivity). To reconstruct the image we have to solve an ill-posed inverse problem by minimizing the function  $\mathcal{J}$  defined as (Thiebaud & Giovannelli 2010)

$$\mathcal{J}(\mathbf{x}) = \mathcal{J}_{\text{data}}(\mathbf{x}) + \mu \mathcal{J}_{\text{rgl}}(\mathbf{x}), \quad (5)$$

$\mathcal{J}$  being the global distance to minimize,  $\mathcal{J}_{\text{data}}(\mathbf{x})$  the distance to the data (reduced  $\chi^2$ ),  $\mathcal{J}_{\text{rgl}}(\mathbf{x})$  the regularization distance,  $\mathbf{x}$  the image pixel values, and  $\mu$  the regularization weight. The choice of the hyper-parameter  $\mu$  is discussed in Appendix B. For more information about the regularization see Renard et al. (2011).

Various image reconstruction algorithms exist (e.g. MiRA Thiébaud 2008; MaciM Ireland et al. 2006; and Squeeze Baron et al. 2010). They mainly differ by the way they minimize the function  $\mathcal{J}$  (gradient descent or Monte Carlo Markov chain (MCMC) minimization).

The image-reconstruction process included in SPARCO is monochromatic. In other words, the object intensity distribution is wavelength independent. This image changes its flux ratio across the observed band only thanks to Eq. (3).

Because most algorithms compute the complex visibilities of the image, our method can be implemented in any of them. They have to be modified to include Eq. (4) in their iterative computation of visibilities ( $\tilde{V}_{\text{env}}$  being the complex visibilities of the image). If the image-reconstruction algorithm is based on a gradient descent, the gradient needs to be multiplied by the factor  $\frac{\partial \tilde{V}_{\text{tot}}}{\partial \tilde{V}_{\text{env}}}$  (which is the environment-to-total-flux ratio). Current MCMC reconstruction algorithms (i.e. MaciM and Squeeze) use stochastic steps whose modifications to the  $\chi^2$  are computed by finite difference, and thus do not require any gradient evaluation.

The proposed method couples (1) the fitting of a parametric model for one part of the object with (2) a simultaneous image reconstruction of the remaining part. The details of the algorithm are described in Appendix C.

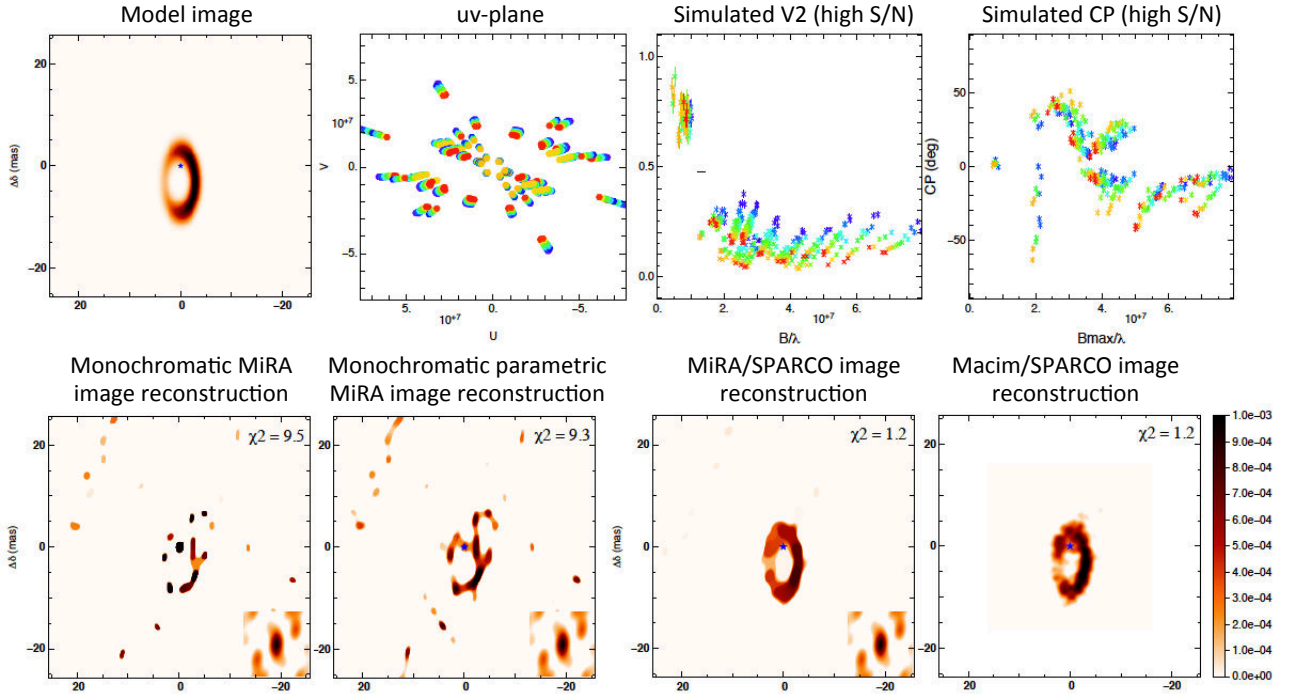
## 3. Numerical validation

To validate our method and estimate its capability to retrieve object features, we built a synthetic model. This geometrical model of an unresolved star and its surrounding environment includes the chromatic effect: the star is hotter than its environment. This object was used to simulate interferometric observations in a realistic configuration.

### 3.1. Model description

We used an analytical model consisting of an unresolved star and its environment. The star was assumed to be in the Rayleigh-Jeans regime so that its spectral dependence is:  $F_{\lambda}^* \propto \lambda^{-4}$ . Its spectral index is then  $-4$ . The star contributes 40% of the flux at  $1.65 \mu\text{m}$  ( $f_*^0 = 0.4$ ).

The environment was modeled by a Gaussian ring with a radius of 6 mas inclined by 60 degrees. An azimuthal modulation set the ring flux to vary as the cosine of the azimuthal angle. This reproduces the asymmetry generated by radiative transfer effects (Monnier et al. 2006). The Gaussian thickness of the ring



**Fig. 2.** *Top:* image of the ring with the star represented in red (model), the  $(u, v)$ -plan used in the simulation, and the simulated dataset. *Bottom:* image reconstructions with the four cases discussed in Sect. 3.2: 1)  $f_*^0 = 0$  classical gray image reconstruction; 2)  $f_*^0 = 0.4$  and  $d_{\text{env}} = d_{\text{star}}$ ; 3)  $f_*^0 = 0.4$  and  $d_{\text{star}} = -4$  and  $d_{\text{env}} = 1$  with MiRA/SPARCO; 4) idem with MACIM/SPARCO.

(the FWHM of the Gaussian with which we convolved the infinitesimal ring) is 2.4 mas. The center of the ring is shifted by 3 mas to the south with respect to the star. This shift can reproduce a perturbation induced by a companion or an inclination effect. The environment spectral index is  $d_{\text{env}} = 1$ , which is the logarithmic black body-curve derivative at  $\lambda_0$  and at a temperature of  $\approx 1400$  K. At  $1.5 \mu\text{m}$  the star carries  $\sim 55\%$  of the flux and  $\sim 38\%$  at  $1.8 \mu\text{m}$ . This chromatism is strong enough to significantly affect the data. All the parameters of this model are summarized in Table 1.

From this model we simulated a realistic dataset as it would have been obtained by the PIONIER instrument (Le Bouquin et al. 2011). We used a actual  $(u, v)$ -plan made with PIONIER (see Fig. 2) consisting of 14 pointings of four telescopes on three different configurations available at the VLTI (two pointings on small configuration, nine on the medium one, and three on the large one). One pointing represents 40 min of observation (calibrators included). Each point on each baseline is spectrally dispersed onto seven channels across the H band. PIONIER only provides  $V^2$  and closure phases (CP; no complex visibilities, no complex differential visibilities). We added realistic noise to the data by selecting three regimes: high, intermediate, and low flux (see Table 2).

The resulting dataset is shown in Fig. 2, top. This artificial dataset is qualitatively similar to real observations obtained with existing optical interferometers (e.g. Kluska et al. 2012). The overall circumstellar structure is resolved by the longest baselines, and the  $V^2$  data display strong chromaticity effects.

### 3.2. Validation of the chromatic image-reconstruction method

In this subsection we assume a perfect knowledge of the object’s chromatic parameters. We compare the images obtained with the

**Table 1.** Model parameters.

Parameter	Value	Unit	Comments
$f_*^0$	0.4		
$d_{\text{env}}$	1.0		
$x_s$	0.0	mas	star east shift
$y_s$	3.0	mas	star north shift
$R$	6.0	mas	ring radius
$i$	60	deg	inclination
$\theta$	0	deg	PA of the major axis
$w$	2.4	mas	Gaussian width of the ring
$c1$	0.0		azim. mod. through major axis
$s1$	-0.4		azim. mod. through minor axis

**Table 2.** Model noise estimated from Le Bouquin et al. (2011).

Noise	Hmag = 3	Hmag = 5	Hmag = 7
$\sigma_{V^2}$	$0.05 V^2 + 0.001$	$0.05 V^2 + 0.003$	$0.1 V^2 + 0.003$
$\sigma_{\text{CP}}$	2 deg	5 deg	10 deg

classical “gray” approach to the SPARCO approach and check the validity in different signal-to-noise regimes.

Except when explicitly stated, the images were reconstructed with the MiRA algorithm which computes the image following a gradient method. The regularization used was “total variation”, which was described in Renard et al. (2011) as the most successful regularization for astrophysical objects. The process of selecting the optical regularization weight ( $\mu$ , see Eq. (5)) is described in Appendix B. In all cases, we performed the reconstruction with  $\mu = 1500$ . We emphasize that the regularization and its hyper-parameter has to be adapted to every reconstructed object. One has to be careful when choosing the value

of the hyper-parameter  $\mu$  although we show (in Appendix B) the low sensitivity of the method to the choice of regularization type. Appendix B also presents several methods that help to choose the regularization. We reconstructed images (see Fig. 2) with  $256 \times 256$  pixels of 0.2 mas each with three different methods:

1. A classic, gray image reconstruction, that is, with  $f_*^0 = 0$  (in which case the  $d_{\text{env}}$  parameter has no meaning).
2. An image reconstruction considering a central point source ( $f_*^0 = 0.4$ ), but without taking into account the difference of spectral indices ( $d_{\text{env}} = d_{\text{star}} = -4$ ).
3. An image reconstruction with the full SPARCO approach, that is, considering the difference of spectral index between the star and the environment ( $f_*^0 = 0.4, d_{\text{star}} = -4, d_{\text{env}} = 1$ ). To show the effect of the SPARCO approach we implemented it in three different image-reconstruction algorithms (MACIM, Squeeze, and MiRA).

The reconstructed images are shown in Fig. 2 bottom. In the classical gray case the algorithm poorly fits the data ( $\chi^2 = 9.3$ ). It is possible to lower the  $\chi^2$  by significantly increasing the field of view of the image and the number of pixels. With these additional degrees of freedom, the algorithm is able to reproduce the chromatic effect by adding ripples in the Fourier space. This creates strong artifacts at both small and large separations in the image. Somehow it replaces chromatic effects by spatial artifacts linked with the Fourier sampling. For instance, the ring PA is related to the  $(u, v)$ -plan orientation. These effects are still observed when subtracting the star monochromatically.

The full SPARCO approach allows one to reach a good  $\chi^2$  ( $\approx 1.2$ ). The reconstructed image does not show strong artifacts. The PA of the ring, its offset, and its azimuthal modulation are correctly reproduced. We conclude that subtracting the star and taking into account the difference of spectral index differences is mandatory to reconstruct a reliable image of the environment.

Additionally, we verified that the conclusions remain unchanged when using other image-reconstruction algorithms than MiRA. We performed the same exercise using Macim and Squeeze with a regularization based on the Laplacian on the image. These algorithms rely on MCMC methods that were modified to handle the SPARCO approach. We obtained the same  $\chi^2(1.2)$  and the same conclusions (see Fig. 2 bottom-right panel).

### 3.3. Determination of chromatic properties

The previous section presented a validation of the method in the ideal case where the chromatic parameters ( $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$ ) are known. In this section, we explore the effect of varying  $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$  (in other words: the values used for the image reconstruction do not correspond to those used to simulate the dataset). This allows us to conclude whether it is possible to recover these parameters from the dataset.

The range of values for the environment spectral index  $d_{\text{env}}$  was chosen to cover the temperatures of dust sublimation (from 2200 K to 1100 K, that is,  $d_{\text{env}} = -1$  to 3 respectively). The range of values of the flux ratio  $f_*^0$  was 0.2 to 0.6. The results are presented Fig. 3. We found that the image morphology weakly depends on  $d_{\text{env}}$  in the considered range of values. On the other hand,  $f_*^0$  significantly influences the morphology of the reconstructed image. If the stellar flux ratio is too high, the algorithm will make an image with a large inner hole that affects the ring. In the opposite case, if the star-to-total flux ratio ( $f_*^0$ ) is too low, the algorithm will add flux at the star position. But the added flux

is at the dust temperature. To compensate for this, the algorithm has to create artifacts in the image of the environment.

The top-right inset of Fig. 3 displays the  $\chi^2$  value obtained at the end of image-reconstruction processes for the grid of  $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$ . The  $\chi^2$  is an indicator of the distance of the model (parameterized by the image pixel values,  $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$ ) to the dataset. The map shows a single global minimum. This validates the capability of reconstructing the image of the environment while simultaneously fitting the chromatic parameters ( $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$ ). Appendix D demonstrates that this joint minimization is robust: it does not depend on the starting point or on the choice of the regularization.

However, the  $\chi^2$ -map shows a correlation between the parameters  $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$ . We verified that this degeneracy is not caused by regularization or the S/R ratio but is intrinsically linked with the interferometric data. As pointed out in Sect. 3.2, artifacts in the reconstructed image compensate for an error on the chromatic parameters. This degeneracy seems to be carried out by these artifacts. Solutions to that degeneracy problem are discussed in the next sections.

## 4. Discussion

### 4.1. Need for spectrophotometry

We showed in Sect. 3.3 that one can fit  $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$  when reconstructing the image, but that these parameters are strongly correlated. Nevertheless, one can at least derive an upper limit to the star flux ratio ( $f_*^0$ ) and a lower limit to the environment spectral index ( $d_{\text{env}}$ ).

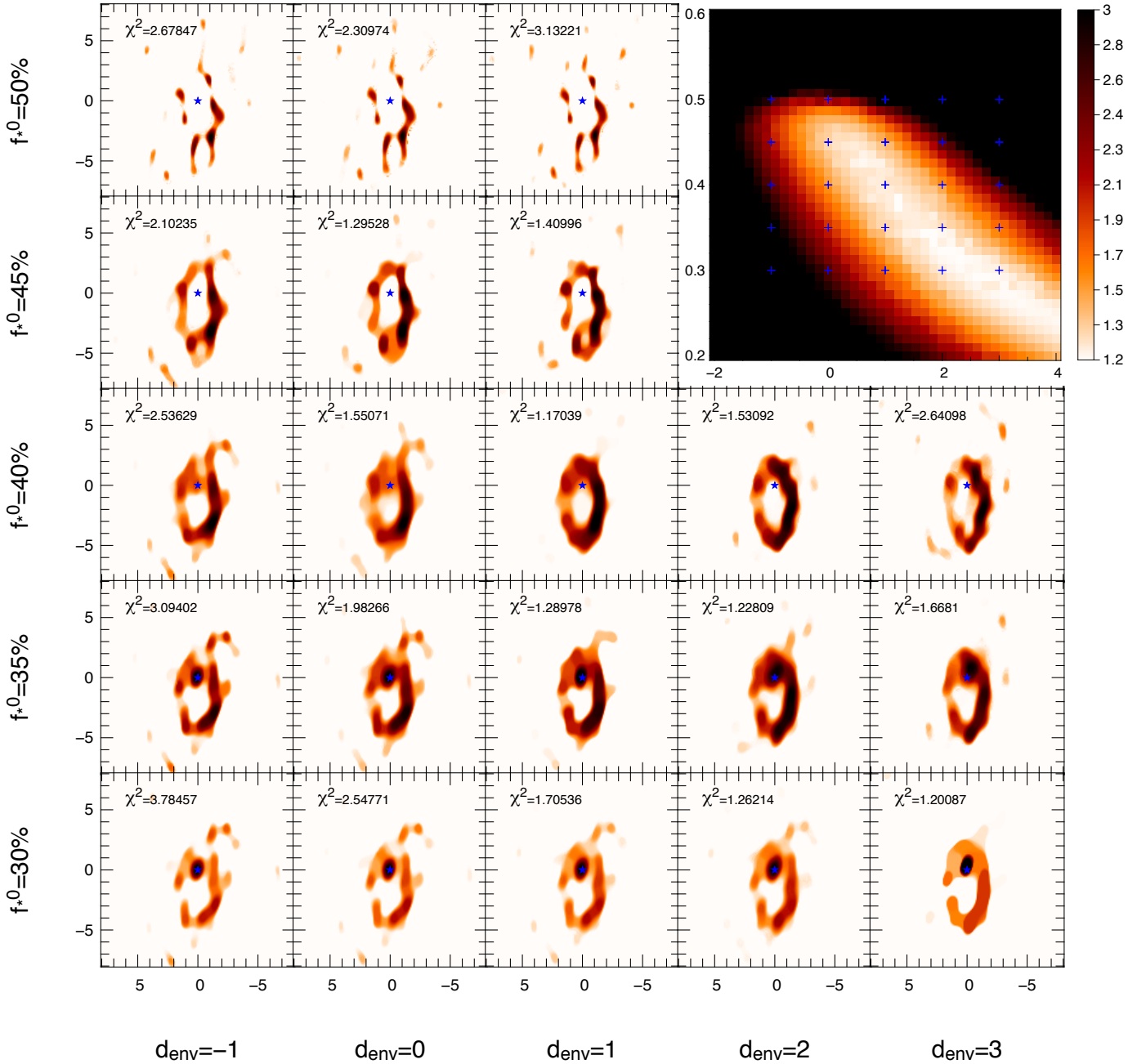
Improved image reconstruction is possible using additional constraints on  $f_*^0$  and/or  $d_{\text{env}}$  from other observations, for instance, spectrophotometry. This is possible when the flux emitted by the central object can be safely extrapolated in the NIR, for instance when the central object is a star whose spectral type and extinction are known. In this case, spectrophotometric observations in the NIR allow one to recover  $f_*^0$  and/or  $d_{\text{env}}$ . However, this simplistic interpretation of the SED should be applied with caution, as illustrated in Sect. 5.

### 4.2. Effect of the gradient temperature in YSO's disks.

Disks around young stellar objects display a temperature gradient in the radial direction. It has the same signature in the visibility as the star/environment chromatism (e.g., Kraus et al. 2012b). So far, this effect is not taken into account in SPARCO: we assume that the spectral index of the environment is not changing with radius.

To test this, we built a disk model with a temperature gradient corresponding to a flared accretion disk with  $T \propto R^{-\frac{1}{2}}$  (Kenyon & Hartmann 1987). We also built a reference model with an intensity gradient matching the average intensity distribution of the first model. The flux distribution is 50% for the star and 50% for the disk in the middle of the  $H$  band. The disks extend from 5 mas to 10 mas. The temperature of the inner rim is 1500 K.

Figure 4 shows the reconstructed images with the SPARCO approach setting  $f_*^0 = 0.5$  and letting  $d_{\text{env}}$  free to vary. They have acceptable  $\chi^2$  values ( $\approx 1.0$ ). The recovered  $d_{\text{env}}$  corresponds to 1400 K for the temperature gradient case and 1500 K for the intensity gradient case. Interestingly, 1400 K corresponds to the average temperature of the accretion disk. This is therefore a satisfactory value. The overall shape (size and radial extension) of the disk is qualitatively recovered in both cases. The inner part



**Fig. 3.** MiRA image reconstructions as a function of the assumed chromatic parameters: the stellar-to-total-flux ratio  $f_*^0$  and the dust spectral index  $d_{\text{env}}$ . The star is represented in red at the center of each image. The true values are  $f_*^0 = 40\%$  and  $d_{\text{env}} = 1$ . *Top right:*  $\chi^2$  map of the reconstructions as a function of the chromatic parameters for reconstructions with the total variation regularization. All  $\chi^2$  sup 3 are represented in black. The blue crosses represent the location of the images in the  $\chi^2$  map. We can clearly see that this map is degenerated.

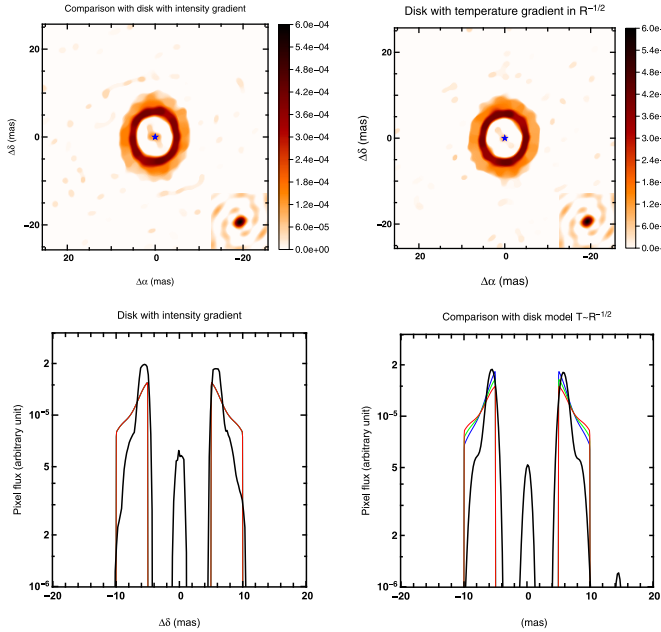
of the disk dominates the emission. The differences between the two models are significantly smaller than the dynamic range of the image reconstructions.

We also made the test with a flat accretion disk ( $T \propto R^{-\frac{3}{4}}$ ) and arrived at the same conclusions. We conclude that the effect of a temperature gradient is negligible for image reconstruction of YSOs over the  $H$  or the  $K$  band.

However, for multiband datasets we recommend splitting the data into several spectral bands, which better adapts the flux description. In the mid- or far-infrared, where the star is negligible, we would need to modify the method for image reconstruction.

#### 4.3. Evolution of the parametric model

The parametric model of the star as an unresolved object is sufficient to detect interesting features in an object, but it may be inefficient for imaging objects that are more complex for observations with an interferometer with a sufficient resolution to resolve the central star. We can modify the algorithm to subtract other shapes than just an unresolved star. In Eq. (2) we can replace  $\tilde{V}_*$  by any model with an analytical formula or even an image. For a binary we can upgrade this method to subtract both of the components and even find their positions.



**Fig. 4.** Reconstructions with an intensity gradient in the disk (*left*) and a temperature gradient in the disk  $\propto R^{-1/2}$  (*right*). The reconstructions have a  $\chi^2 \approx 1$ . *Bottom*: cut of the reconstructed images (black) and of the disk models. The colors are for the different wavelengths in the *right panel* (blue:  $1.55 \mu\text{m}$ , red:  $1.8 \mu\text{m}$ ). The flux level is given on a logarithmic scale.

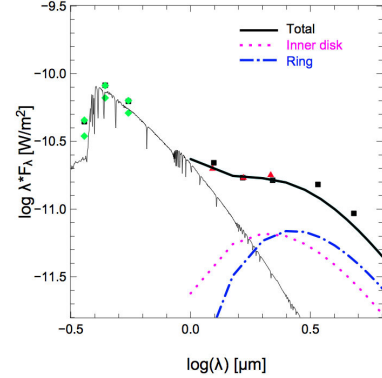
In addition, the adaptation to other spectral bands for YSOs or to instruments with better spectral resolutions will pass through the modification of the flux laws for the star and the environment. We chose power laws because in the *H* and *K* bands (which are quite narrow) they reproduce the spectral behaviors of the two components well. Another parametric flux description can replace the current one in the Eq. (3).

## 5. Application on actual datasets: HR 5999

In this section we apply the SPARCO method to the actual dataset from Benisty et al. (2011) on HR 5999, a Herbig Ae star (Tjin A Dje et al. 1989). This dataset was obtained by the VLT/AMBER instrument, which is a three-beam combiner in the NIR. The object shows an excess in near- and mid-infrared spectral energy distribution. It was first imaged by Benisty et al. (2011) (see Fig. 6). The photosphere contributes 22% of the flux in *K* band. Moreover, there is an inner disk that is marginally resolved (between  $0.43 \text{ mas}$  and  $2.8 \text{ mas}$ ) and contributes 38% of the flux. It might be interpreted as a gaseous disk or as refractory dust grains. The remaining flux comes from the inner dusty rim, which is believed to be at the dust-sublimation radius.

This object is quite complex because there is a third component that contributes to the NIR flux: the inner disk. Our method is not yet designed to answer this complexity. Nevertheless, we adopted a strategy in three steps to apply our method to this complex case:

- Reconstruction by subtracting the photosphere only from the image: using the SED (Fig. 5), we set the stellar to total flux ratio to the value of  $f_*^0 = 22\%$  and the temperature of the environment to  $1500 \text{ K}$ . The image (Fig. 6 center) shows an unresolved component in the center and two patterns at both sides of the unresolved component. The subtracted flux is



**Fig. 5.** SED of HR 5999 from Benisty et al. (2011). We can see that in the *K*-band (at  $\log(2.2 \mu\text{m}) = 0.35$ ), the emission is dominated by the environment which has two components. The star is weaker but has to be taken into account for the image reconstruction.

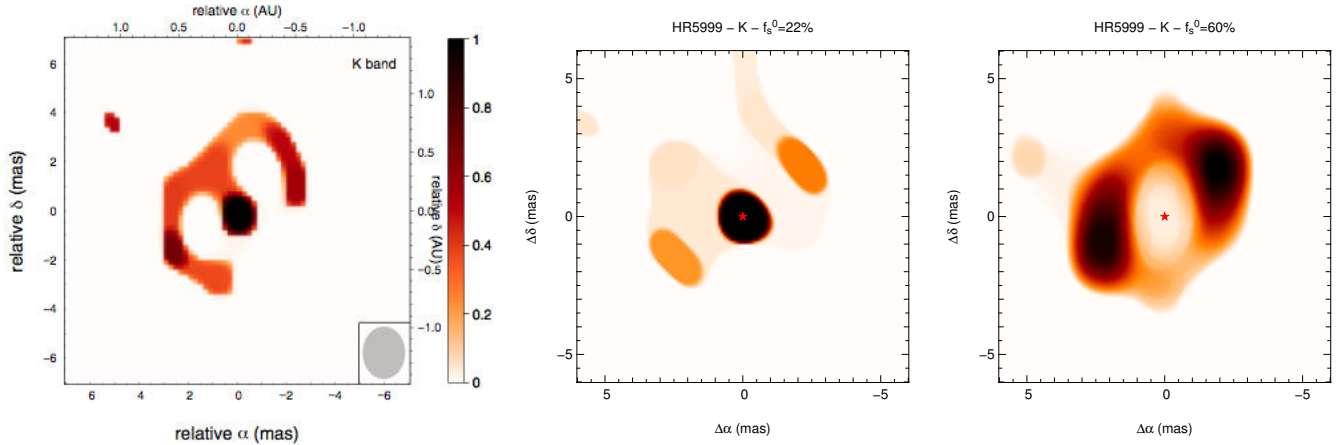
located at the position of the red star. As expected, the algorithm sees the unresolved flux, which is the inner disk, but has difficulties to reconstruct the environment correctly. We note that the position angle is similar to that found in Benisty et al. (2011).

- Reconstruction by subtracting the photosphere and the inner disk: the flux in the unresolved component is now set to 60% (as show in the SED). The environment is still set to be at  $1500 \text{ K}$  ( $d_{\text{env}} \approx 1$ ). There is no feature at the center of the image (see Fig. 6). We can see the inner dusty disk rim. The image looks cleaned in the center because the fluxes (star + inner disk) that we are subtracting are not necessarily unresolved (i.e., the inner disk was marginally resolved).
- Fit of the chromatic parameters in the reconstruction process: if we did not have the information on the photometry on these objects, we would try the extended method described in Sect. 3.3. We converge to subtracted flux  $f_*^0$  of 40% and a relative spectral index  $d_{\text{env}}$  of  $-1$  (which translates into a temperature of  $2100 \text{ K}$  if we assume that we only subtract the photosphere). We subtract the photosphere and half of the inner disk. The rest of the inner disk is considered as resolved.

The first conclusion of the application of SPARCO on this dataset is that we retrieve the inner dust rim if we subtract the photosphere and the inner disk. We have to be careful to correct the spectral index of the environment  $d_{\text{env}}$ , which depends on the temperature of the unresolved flux. If we only subtract the photosphere, SPARCO reconstructs the unresolved flux from the inner gaseous disk.

Second, if we let the method fit the chromatic parameters in the reconstruction process, it finds an  $f_*^0$  that is larger than the photosphere contribution and a spectral index  $d_{\text{env}}$  that indicates a temperature of more than  $2000 \text{ K}$ . This is higher than the dust sublimation temperature of  $1500 \text{ K}$ . This higher temperature is explained by the fact that the unresolved component around the star has a spectral index in *K* band “cooler” than the star itself, so the difference in spectral indices favored from the chromatic effect in the interferometric data is lower. This will automatically increase the derived temperature of the extended component if we still assume that the unresolved component is in the Rayleigh-Jeans regime.

However, Benisty et al. (2011) suggested that the origin of the emission might be refractory dust grains or a gaseous disk.



**Fig. 6.** Image reconstructions on HR 5999. *Left:* Benisty et al. (2011). *Center:* SPARCO with 22% of flux in the central red star. This corresponds to the amount of flux from the photosphere. *Right:* SPARCO with 60% of flux (corresponds to the photosphere and inner disk contribution) in the central star.

This indicates that the hypothesis of the photosphere alone as the unresolved component can be excluded.

The method is sensitive to an unresolved flux that does not come from the photosphere alone. The SED clearly indicates an inner component, as suggested in Benisty et al. (2011).

## 6. Conclusion

For image reconstruction based on interferometric data with spectral dispersion, visibilities are determined not only by the geometry of the object, but also by the (differential) spectral slope of its components. We developed a method that includes the knowledge that we have on the relative spectral behaviors of two components to reconstruct the intensity distribution of the extended one. This method allowed us to improve the  $\chi^2$  by one order of magnitude in our validation.

The SPARCO method includes an analytical description of the stellar contribution and the chromatic ratio between the star and its environment in the image-reconstruction algorithms used in optical interferometry. The first component is modeled parametrically and an image is reconstructed for the second one.

SPARCO was used correctly on a young stellar object with the following hypothesis:

- *The environment spatial distribution is assumed to be wavelength independent.* The chromatic dependence of visibilities only arises because the star has a different spectral dependence from the environment. This also implies that the environment has the same spectral dependence in the whole image.
- *The star is very close to the parametric description given in the method.*
- *The fluxes ( $F_\lambda$ ) of the components are approximated by power laws as a function of the wavelength. Since the chromatic parameter space can be degenerate when considering interferometric constraints alone, obtaining independent spectrophotometric observations helps to retrieve an image of the observed environment. Despite the low sensitivity of the method to the choice of regularization, one has to be careful when choosing the value of the hyper-parameter  $\mu$ .*

The method is simple but can be adapted to more complex models. As demonstrated in Sect. 5, if the object is more complex some more information needs to be added to the model (add a

parametric disk for the inner part of the object). In Sect. 4.3 we showed that we can easily model the parametric part by a uniform disk, a binary, and even an image.

This tool is complementary to other observations of the target, especially with spectrophotometric observations. Since the chromatic parameter space can be degenerate, these types of observations are very important to correctly retrieve an image of the observed target. It is difficult to retrieve them by simultaneous fitting.

The SPARCO method will be intensively used on a Large Program dataset on Herbig Ae/Be stars gathered by PIONIER at the VLTI. Unraveling the image of the close environment of young stars will help us to constrain the effects of the inclination of the inner regions of YSO and therefore to detect early signs of planet formation very close to the star. This method cannot be applied only to young stars, but can also be used in any system with a point-like source and that displays a different spectral behavior from the rest of the emitting material in the optical such as active galactic nuclei.

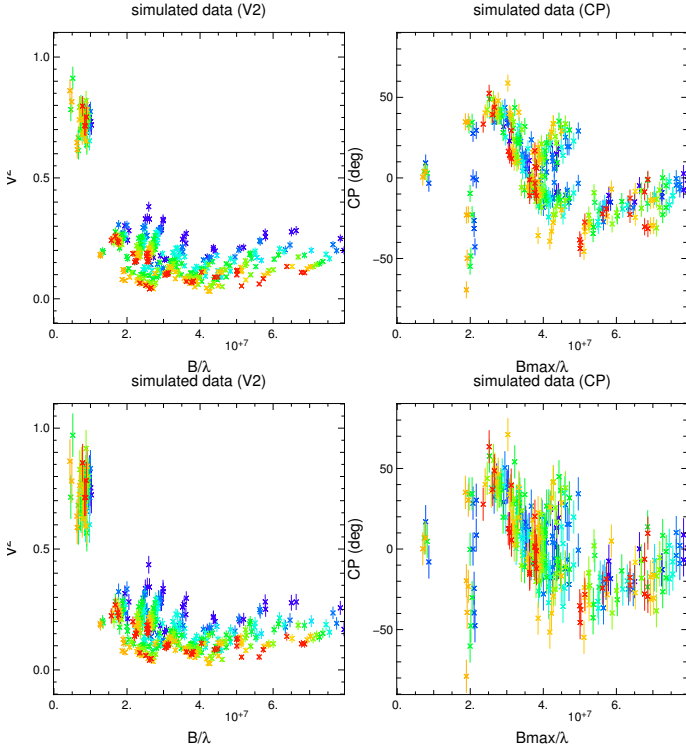
Algorithms that implement a fully polychromatic approach are currently being developed, e.g. MiRA (Thiébaud et al. 2013) and Squeeze (Baron et al., in prep.). Combining the SPARCO approach with polychromatic reconstruction will allow imaging any stellar environment with limited perturbation from its star, and greatly enhance our capability to study variations in the environment morphology (e.g. temperature gradient in the disk).

*Acknowledgements.* This work is supported by the French ANR POLCA project (Processing of pOLychromatic interferometriC data for Astrophysics, ANR-10-BLAN-0511). We acknowledge Myriam Benisty for fruitful discussions and for providing us the dataset on HR 5999. We acknowledge Christophe Pinte, Michel Tallon and Isabelle Tallon-Bosc for interesting discussions that led to this paper.

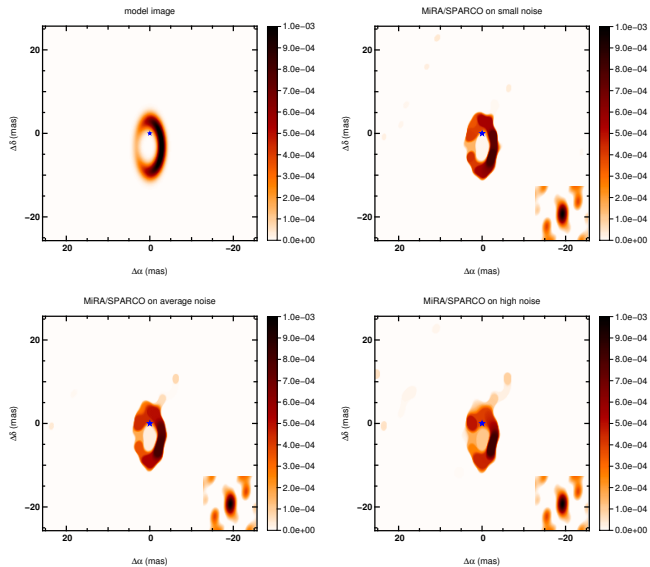
## Appendix A: Reconstructions with different signal-to-noise levels

We show in Fig. A.1 the simulated datasets with intermediate and high S/N.

We compare the reconstructions with different signal to noise ratios (S/N). The starting point of the reconstructions is an image with flux in one central pixel alone. The results with the three different noise levels are presented Fig. A.2. We used the chromatic parameters corresponding to those we set in our model.



**Fig. A.1.** Intermediate and high photon noise regimes, *left*: squared visibilities, *right*: closure phases.



**Fig. A.2.** MiRA image reconstructions with SPARCO. *The top-left image* is the original model image. In the top right we show the reconstruction with the low-photon noise level. In the bottom left corner there is an image reconstruction with the average photon noise level. In the bottom-right corner the reconstruction was made with the high photon noise level. The red star represents the central star in all the images. With this method, the star is not represented in the image as flux in the pixels. In the bottom-right corner of each image the dirty-beam is represented. The dirty-beam is the equivalent of the point spread function in interferometry. It is computed from the  $(u, v)$ -plan.

The ring is well reproduced in the sense that its size, width, and orientation are good. Furthermore, as expected, the algorithm is able to shift the environment with respect to the star.

Moreover, the azimuthal modulations are well reproduced even if there is a quality variation with the noise. It does not

interpret the closure phases by asymmetric shapes. For the noise contribution, the global shape of the object and the details are well represented even with the high photon noise level. We conclude that there is no strong limitation on retrieving the global shapes and asymmetries of the objects in the PIONIER operating regime (see Fig. A.2).

## Appendix B: Choice of the regularization

### B.1. Choice of the hyper-parameter $\mu$

We reconstructed the images using the total variation regularization, because this regularization has been shown to be well-adapted to many types of objects (Renard et al. 2011). As mentioned in Sect. 2.3, we need to tune the hyper-parameter  $\mu$  in Eq. (5) to set the weight of the regularization. This needs to be done carefully to obtain a strong regularization and to still stick to the data. We present in Fig. B.1 three graphs that helped us to find a good value of the hyper-parameter  $\mu$ . Ultimately, the best way to find the best value for  $\mu$  (which is noted  $\mu^+$ ) is to compare the reconstructed image with the real one (when the model is available). The images were normalized to a total flux of unity. We summed the differences of pixel values throughout the image. This is called the quality criterium (QC):

$$QC = \|x_{\mu}^{\text{rec}} - x^{\text{ref}}\|^2, \quad (\text{B.1})$$

where  $x_{\mu}^{\text{rec}}$  is the reconstructed image pixel with the regularization weight  $\mu$ , and  $x^{\text{ref}}$  are the pixels of the model image. The disadvantage of this method is that we must have the “true” image, which is not possible with real data. That is why this QC method indicates whether the definition of  $\mu^+$  found by another method is accurate. We made the QC analysis for our model with reconstruction using SPARCO/MiRA with total-variation regularization (see Fig. B.1 right). Each reconstruction starts with all the flux in one central pixel. We found  $\mu^+ \approx 1500$ . The right graph in Fig. B.1 shows a wide range of  $\mu$  that corresponds to a good image reconstruction (typically  $500 < \mu < 2000$ ).

For real datasets, we have no access to the real image. We aim for an image that is well regularized but still sticks to the data. The  $\mathcal{J}_{\text{data}} (= \chi^2)$  curve (Fig. B.1 on the left) increases sharply with  $\mu > \mu^+$ .

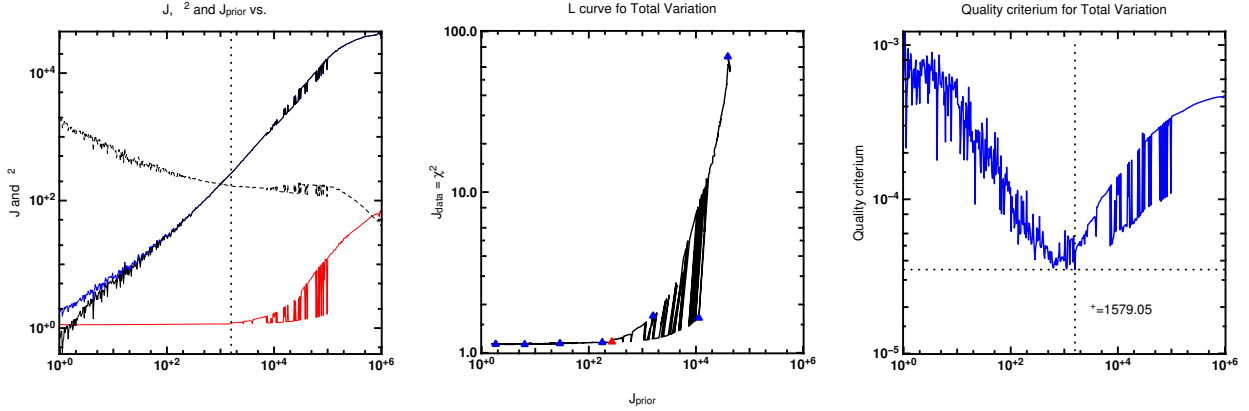
This is confirmed by the L curve  $\mu^+$  determination (see Fig. B.1 center). We plot  $\mathcal{J}_{\text{data}}$  vs.  $\mathcal{J}_{\text{prior}}$  in a log log graph. The  $\mu^+$  location should be in the corner of the curve. It actually is just in front of a strong deviation from the minimum of  $\mathcal{J}_{\text{data}}$ .

Two regimes are present for  $\mu > \mu^+$ . We can see them on all the graphs of Fig. B.1. This is the effect of the gradient-descent method that remains in local minima for some  $\mu$  values and moves to a better minima for others. To correct that we could start with a prior image that is closer to what we expect to see. This effect should not be noticeable with Macim and Squeeze since the Monte Carlo method is less likely to remain in local minima.

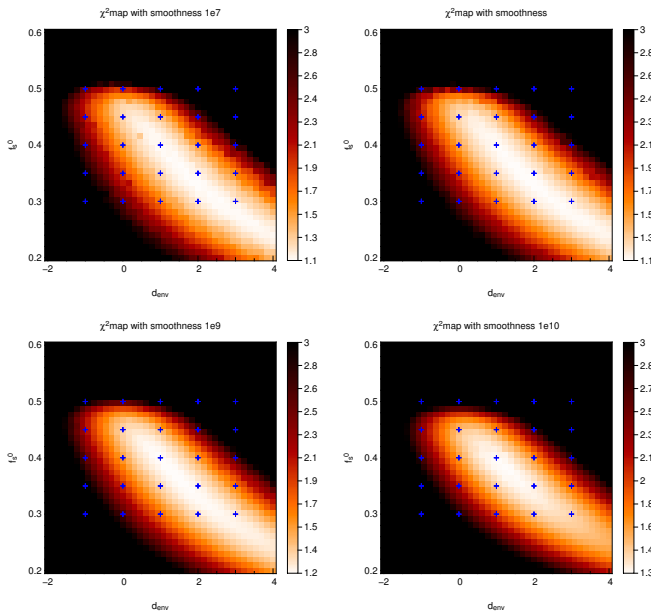
In all the following reconstructions we took  $\mu$  to 1500. To allow comparisons we did not change its value between the different methods.

### B.2. Effect of regularization on chromatic-parameter $\chi^2$ -map

We can compare the  $\chi^2$  map of Fig. B.2 realized with the smoothness regularization with Fig. 3, which was realized with the total-variation regularization. These two maps are very similar. The degeneracy is present for both regularizations. Even



**Fig. B.1.** Tuning the hyper-parameter  $\mu$  for the total-variation regularization with MiRA/SPARCO. *Left:* cost functions vs. the hyper-parameter  $\mu$ . Red line:  $\chi^2$  ( $=\mathcal{J}_{\text{data}}$ ). Black dashed line:  $1000 \times \mathcal{J}_{\text{prior}}$  (multiplied by 1000 for better graph visibility). Black solid line:  $\mu \mathcal{J}_{\text{prior}}$ . Blue line:  $\mathcal{J} = \mu \mathcal{J}_{\text{prior}} + \chi^2$ . The vertical dotted line corresponds to the best regularization weight  $\mu^+$  found by the quality criterium. *Center:* The L curve is one of the criteria to choose the regularization weight  $\mu$ . Black line: the values of  $\mathcal{J}_{\text{data}}$  vs.  $\mathcal{J}_{\text{prior}}$  for a range of  $\mu$  values from 1 to  $10^6$ . Blue triangles: points where  $\mu = \{1, 10, 10^2, 10^3, 10^4, 10^5, 10^6\}$ . Red triangle: the value where  $\mu = \mu^+$ . *Right:* the quality criterium graph is the distance between the pixels of the reconstructed image to the real (here the model) one. Blue line: the value of the quality criterium vs. the hyper-parameter  $\mu$ . Dotted line: the position of the minimum of the curve and the corresponding value of  $\mu = \mu^+$ .



**Fig. B.2.** Choice of the  $\mu$  parameter and its influence on the fit of the chromatic parameters.  $\chi^2$  map of the reconstructions as a function of the chromatic parameters for reconstructions with the smoothness regularization. Black represents  $\chi^2 > 3$ . The blue crosses represent the location of the images of Fig. 3 in the  $\chi^2$  map. The four figures represent  $\mu = \{10^7, 10^8, 10^9, 10^{10}\}$  respectively. The  $\chi^2$  does not change significantly with the  $\mu$  hyper-parameter, but the degeneracy is always strong.

when we change the hyper-parameter  $\mu$ , the area where the  $\chi^2$  values are acceptable is still large.

### Appendix C: Method of chromatic parameter fitting

We propose the following algorithm iterative sequence (where  $i$  is the iteration index) for a gradient-descent-based algorithm for image reconstruction (e.g. MiRA):

1. *Computing the total visibilities* ( $\tilde{V}_{\text{tot}}^i$ ): to compute the total complex visibilities, we use Eq. (4) using  $\tilde{V}_{\text{env}}^i$  (which is the

Fourier transform of  $x^i$ ) and the chromatic parameters  $f_*^{0i}$  and  $d_{\text{env}}^i$ .

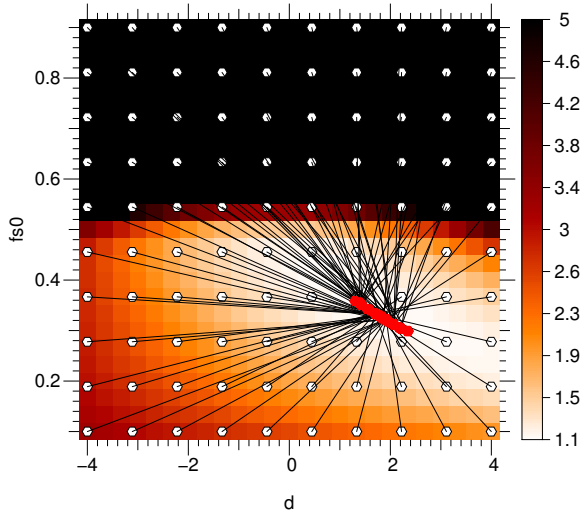
2. *Computing the  $\chi^2$ -gradient:* if the modified algorithm is based on gradient minimization, it computes the flux gradient on every pixel. The first step is to compute the errors and the gradients on the total visibilities. Then the environment visibility gradient is obtained by multiplying the total visibility gradient by a factor  $\frac{\partial \tilde{V}_{\text{tot}}}{\partial \tilde{V}_{\text{env}}}$  (which is the environment-to-total-flux ratio). The last step is a Fourier transform of these gradients to obtain the flux gradients on the pixels.
3. *Making a step in the pixel fluxes:* the algorithm will add to or subtract some flux from on every pixel depending on the gradient and the boundaries. We then have  $x^{i+1}$ .
4. *Computing the visibilities from the image:* this step is made with  $f_*^{0i}$  and  $d_{\text{env}}^i$ . We then have  $\tilde{V}_{\text{tot}}^{i+\frac{1}{2}}$ .
5. *Fitting the chromatic parameters:* the chromatic parameters are fit between two steps of the image reconstruction given the current image, in this way we obtain  $\tilde{V}_{\text{tot}}^{i+1}$ . This step can be made using a Levenberg-Marquardt minimization. Then we return to the first step.

where at the  $i$ th iteration we have an image  $x^i$  and chromatic parameters  $f_*^{0i}$  and  $d_{\text{env}}^i$ .

### Appendix D: Convergence of the chromatic parameter fitting

To test the results of a fit of the parameters without an SED constrain we produced a series of image reconstructions with fitting processes using a hundred of different starting points that formed a regular grid on the chromatic parameters ( $f_*^0$  from 10% to 90% and  $d_{\text{env}}$  from  $-4$  to  $4$ ). The results are given in Fig. D.1. The results of all the fitting processes end in the  $\chi^2$  valley, but not always close to the good values. This underlines that it is important to know the spectro-photometric information of the observed target and that the degeneracy is deeply embedded in the interferometric data.





**Fig. D.1.**  $\chi^2$  map with the fit departures and arrivals for the model. The color represent the  $\chi^2$  for every pair of chromatic parameters  $f_*^0$  and  $d_{\text{env}}$ . The white dots are the starting pair for image reconstructions. The red points represent the found parameters for the final image. The fit always ends in the  $\chi^2$  minimum but far from the correct values ( $f_*^0 = 0.4$  and  $d_{\text{env}} = 1$ ). The black solid lines link the start and the final values of one reconstruction.

To conclude, the fitting process finds the global minimum valley. The starting points do not influence the convergence (see Fig. D.1).

## References

- Baron, F., Monnier, J. D., & Kloppenborg, B. 2010, in SPIE Conf. Ser., 7734, 478
- Benisty, M., Renard, S., Natta, A., et al. 2011, A&A, 531, A84
- Berger, J.-P., Malbet, F., Baron, F., et al. 2012, A&ARv, 20, 53
- Borges Fernandes, M., Meilland, A., Bendjoya, P., et al. 2011, A&A, 528, A20
- Hillen, M., Verhoelst, T., Van Winckel, H., et al. 2013, A&A, 559, A111
- Ireland, M. J., Monnier, J. D., & Thureau, N. 2006, SPIE Conf. Ser., 6268, 458
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, ApJ, 323, 714
- Kishimoto, M., Hönl, S. F., Antonucci, R., et al. 2013, ApJ, 775, L36
- Kluska, J., Malbet, F., Berger, J.-P., et al. 2012, in SPIE Conf. Ser., 8445
- Kraus, S., Calvet, N., Hartmann, L., et al. 2012a, ApJ, 752, 11
- Kraus, S., Monnier, J. D., Che, X., et al. 2012b, ApJ, 744, 19
- Lagadec, E., Chesneau, O., Matsuura, M., et al. 2006, A&A, 448, 203
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Tuthill, P. G., et al. 2004, ApJ, 605, 436
- Monnier, J. D., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., et al. 2006, ApJ, 647, 444
- Renard, S., Malbet, F., Benisty, M., Thiébaud, E., & Berger, J.-P. 2010, A&A, 519, A26
- Renard, S., Thiébaud, E., & Malbet, F. 2011, A&A, 533, A64
- Tannirkulam, A., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., et al. 2008, ApJ, 677, L51
- Thiébaud, E. 2008, in SPIE Conf. Ser., 7013
- Thiébaud, É. 2013, in EAS Pub. Ser. 59, eds. D. Mary, C. Theys, & C. Aime, 157
- Thiébaud, E., & Giovannelli, J.-F. 2010, IEEE Signal Processing Magazine, 27, 97
- Thiébaud, É., Soulez, F., & Denis, L. 2013, J. Opt. Soc. Am. A, 30, 160
- Tjin A Djie, H. R. E., The, P. S., Andersen, J., et al. 1989, A&AS, 78, 1

**Troisième partie**  
**Observations et résultats**



# Chapitre 5

## Le Large Program d'observation PIONIER

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Contexte scientifique</b> . . . . .	<b>96</b>
<b>5.2</b>	<b>Objectifs</b> . . . . .	<b>96</b>
<b>5.3</b>	<b>L'instrument PIONIER</b> . . . . .	<b>97</b>
<b>5.4</b>	<b>Sélection des sources</b> . . . . .	<b>97</b>
<b>5.5</b>	<b>Stratégie observationnelle</b> . . . . .	<b>98</b>
5.5.1	Modes d'observation . . . . .	98
5.5.2	Configuration des observations . . . . .	98
5.5.3	Priorités . . . . .	102
5.5.4	Optimisation du plan- $\{u, v\}$ . . . . .	102
5.5.5	Sélection et optimisation des calibrateurs . . . . .	103
<b>5.6</b>	<b>Résultats</b> . . . . .	<b>104</b>

---

## 5.1 Contexte scientifique

Ce programme d’observation a pour but de contraindre la géométrie des régions internes des disques protoplanétaires. Les régions internes sont situés dans un rayon de quelques unités astronomiques de l’étoile centrale. C’est un endroit où la majorité des exoplanètes pourraient se former. L’étude de ces régions permettra de connaître les conditions initiales de la formation planétaire. Contraindre le bord interne des disques et la distribution radiale de la poussière donnera des indications sur la possibilité ou non de former des planètes à cet endroit et donc de contraindre les processus de migration des planètes. La localisation de ce bord interne est régi par la sublimation de la poussière. A l’intérieur, le gaz peut survivre et projeter une ombre sur le bord interne ce qui pourrait modifier sa position.

Plusieurs études ont été réalisées précédemment concernant la taille du bord interne de sublimation de la poussière (par ex. Millan-Gabet et al. 2001; Monnier et al. 2005). Un diagramme Taille-Luminosité a été construit à partir d’observations parcimonieuses qui nécessitaient l’ajustement d’un modèle avec un fort *a priori* (modèle d’étoile avec anneau). Entre-temps, les premières images de l’environnement proche des étoiles jeunes ont été réalisées (par ex. Renard et al. 2010; Benisty et al. 2011).

Le contexte instrumental a joué un grand rôle dans la proposition de ce programme d’observation. En effet, l’instrument PIONIER a été installé avec succès au VLTI en 2010. En recombinaison 4 télescopes, la reconstruction d’images constitue l’enjeu principal de cet instrument.

## 5.2 Objectifs

Dans ce contexte l’objet du programme d’observation est d’utiliser l’instrument PIONIER, le plus efficace pour réaliser une étude sur un grand échantillon d’étoiles jeunes. La recombinaison de 4 télescopes permet l’ajustement de modèles avec des *a priori* moins forts et de reconstruire des images (ce qui sera décrit dans le chapitre suivant). Cet instrument permet de contraindre la morphologie des régions internes des disques protoplanétaires.

Ce programme se divise en 2 volets : statistique et imagerie. Le volet statistique consiste à obtenir les caractéristiques générales sur chaque objet du programme, comme la taille, la différence d’indice spectral entre l’étoile et son environnement et l’orientation de celui-ci. Cela est obtenu par l’ajustement d’un modèle à 3 composantes (l’étoile (flux), un modèle de bord interne (flux, orientations, taille) et une composante de flux surrésolu (flux)) L’un des objectif est de peupler le diagramme taille luminosité en validant (ou non) l’hypothèse d’une morphologie dominée par le bord interne (anneau ou Gaussienne) aux longueurs d’onde mesurées. Ce volet statistique ne sera pas discuté dans ce manuscrit.

Le volet imagerie concerne les objets les plus résolus. Ils seront observés de manière à couvrir au mieux le plan- $\{u, v\}$  afin de s’affranchir de tout biais imposé par les modèles paramétriques.

30 nuits d’observation ont été demandées et obtenues. Elles sont réparties sur

une année. Etant donné que les périodes d'observation de l'ESO sont découpées en semestres, il y a donc eu 15 nuits par semestre (Périodes 90 et 91).

### 5.3 L'instrument PIONIER

L'instrument PIONIER (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment; Berger et al. 2010; Le Bouquin et al. 2011) a été choisi pour ces observations. C'est un instrument visiteur au VLTI. Il combine 4 télescopes (AT ou UT) en utilisant un composant d'optique intégrée. Il permet 3 modes de dispersion spectrale dans la bande proche infrarouge  $H$  à  $1.63\mu\text{m}$ . Le mode BROAD concentre tout le flux en bande  $H$ . Le mode SMALL disperse la bande  $H$  sur 3 canaux donnant une résolution spectrale de 16. Le mode LARGE donne 7 canaux recouvrant la bande  $H$  et donne accès à la résolution spectrale maximale de l'instrument (37). PIONIER est donc fait pour observer le continu dans le proche infrarouge.

Cet instrument combine 4 télescopes par paires. Avant d'entrer dans le composant d'optique intégrée, le chemin optique du faisceau venant de chaque télescope est modulé par un actionneur piézo-électrique. Ainsi, on obtient les interférogrammes en lisant le détecteur pour chaque position des actionneurs. Il y a 6 interférogrammes (un par base).

Cela permet ainsi d'avoir 6 mesures de visibilités carrées ( $V^2$ ) et 3 phases de clôture indépendantes en une acquisition, augmentant l'efficacité de couverture du plan- $\{u, v\}$ . Les erreurs de ces mesures sont calculées statistiquement en analysant une ou plusieurs centaines d'enregistrements. La calibration est aussi une autre source d'erreur (voir Sect. 5.5.5).

Un objectif majeur de cet instrument interférométrique est de pouvoir faire de la reconstruction d'image des régions internes des disques protoplanétaires.

### 5.4 Sélection des sources

Les objets visés sont les étoiles jeunes de masse intermédiaire appelées étoiles de Herbig. Ces étoiles présentent des caractéristiques des étoiles jeunes comme la présence d'excès infrarouge, de raies de hydrogène en émission et la présence de nébulosité (Herbig 1960). Les étoiles de Herbig constituent l'équivalent des étoiles T Tauri mais sont plus massives (de 3 à  $20 M_{\odot}$ ). Selon la relation taille/luminosité, leurs bords internes sont plus résolus (à distance égale). Leur structure, objectif de ce grand programme, est plus accessible à étudier par interférométrie et apportera de premières contraintes sur la formation planétaire. Le bord interne des étoiles de Herbig serait dominé par la sublimation de la poussière et le flux diffusé serait négligeable (Pinte et al. 2008).

La sélection des sources a été obtenue à partir des catalogues d'étoiles de Herbig existants : Hillenbrand et al. (1992), The et al. (1994) et Malfait et al. (1998). Les objets ont été classés en fonction de la présence d'un excès infrarouge. Les sources doivent être observables par l'instrument depuis l'observatoire de Cerro Paranal au

Chili (hémisphère sud). Un critère de déclinaison ( $d < +30^\circ$ ) a donc été appliqué. La limite de sensibilité de l'instrument constitue le dernier critère de sélection. Les observations seront conduites avec les AT. Les sources ayant une magnitude inférieure à 8.5 (limite de l'instrument sur les ATs) ont donc été sélectionnées.

Ces critères ont donc permis de générer une liste de sources comportant 57 objets. Ces sources sont présentées dans les Tables 5.1 et 5.2. La répartition des sources en fonction du type spectral est la suivante : 22 étoiles B, 26 étoiles A, 7 étoiles F et 2 étoiles G. Certaines sources ont un statut évolutif encore débattu et peuvent être en réalité des étoiles évoluées (par exemple : HD45677 ou HD50138). Cinq de ces sources n'ont pas pu être observées à cause de mauvaises conditions météorologiques.

Pour le volet imagerie, plusieurs sources ont été repérées *a priori* comme résolues en se basant sur des données acquises précédemment (par exemple : HD45677, HD50138, HD144432, HD100546). D'autres sont venues s'ajouter à la liste d'imagerie au cours des observations. Cela a été possible grâce à la réduction des données à la volée pendant les nuits d'observation.

## 5.5 Stratégie observationnelle

### 5.5.1 Modes d'observation

Dans les conditions d'observation usuelles (seeing  $< 1.2''$  et temps de cohérence  $> 3\text{ms}$ ), la configuration décrite dans la Table 5.5 a été utilisée. La plage de parcours de l'actionneur piézo-électrique afin de enregistrer le signal de frange est de  $40\mu\text{m}$ . Sur ce parcours, l'échantillonnage est de 1024 points, soit un point tous les  $39\text{nm}$ . Cela constitue un scan. Avoir 3 canaux spectraux dans la bande  $H$  est suffisant afin de tenir compte de l'effet chromatique des objets observés tout en ayant assez de flux et donc un bon rapport signal à bruit. Cette configuration spectrale a donc été utilisée majoritairement.

Lors de conditions atmosphériques défavorables ou de cible faiblement lumineuse, il y a plusieurs manières d'adapter la configuration de l'instrument. Le but est d'augmenter la puissance du signal ou d'augmenter la fréquence de lecture (pour geler les effets de la turbulence atmosphérique). Pour augmenter la puissance du signal on passe dans un mode sans dispersion spectrale (1 canal dans la bande  $H$ ). De plus, ce mode permet de lire plus rapidement le détecteur car il y a moins de pixels actifs. Afin de geler la turbulence on peut aussi diminuer l'échantillonnage des franges en passant à 512 points par scan.

### 5.5.2 Configuration des observations

Afin de remplir les objectifs de ce programme il a fallu définir une stratégie observationnelle précise avec des priorités pour les objets du volet statistique et les objets du volet imagerie. Les objets du volet statistique ne nécessitent pas une excellente couverture du plan- $\{u, v\}$ . Le but est d'ajuster les visibilité obtenues avec un modèle à 3 composantes : étoile (flux), bord interne (taille, orientation) et

TABLE 5.1 – Tableau des sources sélectionnées pour le large program de PIONIER sur les étoiles de Herbig.

Numéro HD	Nom	A.D. 1000	décl. 1000	Type Sp.	magn. en $H$
HD 17081	89 Cet	02 44 07	-13 51 31	B7IV	4.5
HD 31293	AB Auri	04 55 45	+30 33 04	B9neqIV Or*	5
HD 31648	MWC480	04 58 46	+29 50 37	A3Ve Em*	6.3
HD 293782	UX Ori	05 04 29	-03 47 14	A3	8
HD 34282	V1366 Ori	05 16 00	-09 48 35	A0	8.5
	CO Ori	05 27 38	+11 25 38	G5Vpe Or*	7.2
HD 35929		05 27 42	-08 19 38	F2III Em*	7
HD 36112	MWC 758	05 30 27	+25 19 57	A5IVe	6.56
HD 244604	V1410 Ori	05 31 57	+11 17 41	A0Vesh	8
HD 36917	V372 Ori	05 34 46	-05 34 14	A0V Or*	7
HD 37258	V586 Ori	05 36 59	-06 09 16	A2V Or*	8.4
HD 37357		05 37 47	-06 42 30	A0e	7.9
	T Ori	05 35 50	-05 28 34	A3V	7.2
HD 290764	V1247 Ori	05 38 05	-01 15 21	A5III	8.2
HD 37411	V1788 Ori	05 38 14	-05 25 13	B9Ve Or*	8.3
HD 37806	MWC 120	05 41 02	-02 43 00	A2Vpe	6.2
HD 38087		05 43 00	-02 18 45	B5V	7.4
HD 39014	del Dor	05 44 46	-65 44 07	A7V	3.8
HD 250550	V1307 Ori	06 01 59	+16 30 56	B9	7.5
	MWC 137	06 18 45	+15 16 52	Be	7.9
HD 45677	FS CMa	06 28 17	-13 03 11	Bpshe	6
HD 259431	V700 Mon	06 33 05	+10 19 19	B6pe	6.6
HD 50138	MWC 158	06 51 33	-06 57 59	B9e	5
HD 53367	MWC 166	07 04 25	-10 27 15	B0IV :e	6.2
HD 56895		07 18 31	-11 11 33	F0V	7.5
HD 58647		07 25 56	-14 10 43	B9IV	6.4
HD 85567	V596 Car	09 50 28	-60 58 02	B2	6.7
HD 94910	AG Car	10 56 11	-60 27 12	Be	5.1
HD 95881		11 01 57	-71 30 48	A1/A2III/IV	6.6
HD 97048	CU Cha	11 08 03	-77 39 17	A0pshe	6.6
HD 98922		11 22 31	-53 22 11	B9Ve	5.2
HD 100453		11 33 05	-54 19 28	A9Ve	6.4
HD 100546	KR Mus	11 33 25	-70 11 41	B9Vne	6
HD 104237	DX Cha	12 00 05	-78 11 34	A :pe	5.2
HD 135344B	SAO 206462	15 15 48	-37 09 16	F8V	6.6
HD 139614		15 40 46	-42 29 53	A7Ve	7.3
HD 141569		15 49 57	-03 55 16	A0Ve	6.8
HD 142527		15 56 41	-42 19 23	F6IIIe	5.7
HD 142666	V1026 Sco	15 56 40	-22 01 40	A8Ve	6.7



TABLE 5.2 – La suite de la Table 5.1

Numéro HD	Nom	A.D.	décl.	T. Sp.	magn. en $H$
HD 143006	V1149 Sco	15 58 36	-22 57 15	G7	7.7
HD 144668	V856 Sco	16 08 34	-39 06 18	A7IVe	5.2
	hen 3-1191	16 27 15	-48 39 26		8.1
HD 145718	V718 Sco	16 13 11	-22 29 06	A8III/IV	7.2
HD 144432		16 06 57	-27 43 09	FOIIIe+K7V	6.5
HD 149914		16 38 28	-18 13 13	B9.5IV	5.8
HD 150193	V2307 Oph	16 40 17	-23 53 45	A1Ve	6.2
HD 152404	AK Sco	16 54 44	-36 53 18	F5Ve	7.1
HD 155448		17 12 58	-32 14 33		
HD 158643	51 Oph	17 31 24	-23 57 45	A0V	4.7
HD 163296	MWC 275	17 56 21	-21 57 21	A1Ve	5.5
HD 169142	MWC 925	18 24 29	-29 46 49	B9Ve	6.9
	MWC 297	18 27 39	-03 49 52	B0	4.4
	VV Ser	18 28 47	+00 08 39	B6	7.5
HD 179218	MWC 614	19 11 11	+15 47 15	A0IVe	6.6
	R CrA	19 01 53	-36 57 07	B5IIIpe	4.9
	T CrA	19 01 58	-36 57 49	F0e	7.7
HD 190073	V1295 Aql	20 03 02	+05 44 16	A2IVe	6.7

halo (flux). Pour cela, il faut tout de même une observation par configuration des AT. Cela n'est pas toujours possible étant donné que l'observabilité d'une source dépend de sa position sur le ciel mais aussi de la capacité des lignes à retard à suivre cette source. C'est pour cela que certaines sources n'ont pu être observées aux 3 configurations.

Les objets qui rentrent dans le volet « imagerie » doivent avoir la meilleure répartition possible des mesures dans le plan- $\{u, v\}$ . Etant donné que les algorithmes de reconstruction d'image vont interpoler l'espace de Fourier entre les points de mesures, moins on laisse d'espace non mesuré, meilleure sera l'interpolation. En général, l'expérience montre qu'il faut avoir 3 à 4 points sur les configurations petite et intermédiaire et 5 à 6 points sur la grande.

De plus, afin d'avoir une bonne couverture du plan- $\{u, v\}$ , il nous a fallu observer avec les trois configurations des AT. Or, les contraintes de l'observatoire de Paranal font qu'il n'est pas possible de changer de configuration des télescopes pendant une nuit. Le changement de configuration prend 2 jours et il est effectué plus ou moins une fois par semaine, en fonction du calendrier des observations. Nous avons favorisé les observations à longues lignes de base (7 nuits par période). Les nuits d'observation ainsi que les configurations associées sont présentées sur les Tables 5.3 et 5.4.

Ces contraintes font que le plan- $\{u, v\}$  final est le résultat d'observations étalées sur plusieurs semaines (voire mois). Etant donné qu'on observe les premières unités astronomiques des objets jeunes, leur morphologie a pu varier dans cet intervalle de temps. Cela peut induire des effets sur l'image reconstruite (ou sur le

TABLE 5.3 – Descriptif des observations du grand programme PIONIER en période P90.

P#	Série n°	Dates	Configuration
P90	190.C-0963(C)	18/12/2012	A1-B2-C1-D0
P90	”	19/12/2012	A1-B2-C1-D0
P90	”	20/12/2012	A1-B2-C1-D0
P90	”	21/12/2012	A1-B2-C1-D0
P90	190.C-0963(A)	25/01/2013	A1-G1-K0-J3
P90	”	26/01/2013	A1-G1-K0-J3
P90	”	27/01/2013	A1-G1-K0-J3
P90	”	28/01/2013	A1-G1-K0-J3
P90	”	29/01/2013	A1-G1-K0-J3
P90	”	30/01/2013	A1-G1-K0-J3
P90	”	31/01/2013	A1-G1-K0-J3
P90	190.C-0963(B)	16/02/2013	D0-H0-G1-I1
P90	”	17/02/2013	D0-H0-G1-I1
P90	”	18/02/2013	D0-H0-G1-I1
P90	”	19/02/2013	D0-H0-G1-I1

TABLE 5.4 – Descriptif des observations du grand programme PIONIER en période P91.

P#	Série n°	Dates	Configuration
P91	190.C-0963(D)	03/06/2013	A1-G1-K0-J3
P91	”	04/06/2013	A1-G1-K0-J3
P91	”	05/06/2013	A1-G1-K0-J3
P91	”	06/06/2013	A1-G1-K0-J3
P91	”	07/06/2013	A1-G1-K0-J3
P91	”	08/06/2013	A1-G1-K0-J3
P91	”	09/06/2013	A1-G1-K0-J3
P91	190.C-0963(E)	13/06/2013	D0-H0-G1-I1
P91	”	14/06/2013	D0-H0-G1-I1
P91	”	15/06/2013	D0-H0-G1-I1
P91	”	16/06/2013	D0-H0-G1-I1
P91	190.C-0963(F)	02/07/2013	A1-B2-C1-D0
P91	”	03/07/2013	A1-B2-C1-D0
P91	”	04/07/2013	A1-B2-C1-D0
P91	”	05/07/2013	A1-B2-C1-D0

TABLE 5.5 – Modes d’observation utilisés

Paramètre instrumental	Valeur
Plage de parcours de l’actionneur piézo-électrique	40 $\mu$ m
Echantillonnage des franges (nombre de points sur ce parcours	1024
Canaux spectraux	3

modèle paramétrique ajusté). L’image peut alors ne pas coller entièrement aux données (qui ne sont plus compatibles temporellement). Une solution serait de pouvoir changer la configuration plus rapidement ou de tenir compte de cette variabilité dans la reconstruction d’image ce qui supposerait un *a priori* plus fort sur l’objet (connaître l’orbite d’une binaire pour reconstruire son environnement par exemple).

### 5.5.3 Priorités

Je vais d’abord parler des priorités pour les sources du volet statistique. Les sources du volet imagerie ont une priorité particulière car ils doivent être observés le plus souvent possible.

Lors de la première série d’observations fin décembre, sur la petite configuration, toutes les sources avaient une priorité égale car l’objectif était d’avoir une mesure par source. Cette série a permis de donner une idée sur la taille angulaire de certains objets.

La liste des priorités s’est établie de la façon suivante :

- Sources non centro-symétriques (PC non nulles).
- Sources résolues (même marginalement).
- Sources non résolues aux plus longues bases.

Une source ayant des phases de clôtures non nulles est très intéressante car elle est potentiellement binaire ou avec un environnement asymétrique. Ces objets peuvent généralement basculer dans le volet « imagerie ». Une source non-résolue aux longues bases n’apportera pas plus d’information aux bases plus courtes. La priorité d’observation sera donc très faible. On favorisera les objets du volet « imagerie » qui appartiennent à la première catégorie d’objets.

### 5.5.4 Optimisation du plan- $\{u, v\}$ .

Pour les sources d’imagerie, il s’agit de faire plusieurs points par configurations des AT. Afin d’obtenir la meilleure répartition des points dans le plan- $\{u, v\}$ , il fallait prévoir les heures d’observations. Pour cela il faut tout d’abord tracer le parcours des bases dans le plan- $\{u, v\}$  (voir Figure 5.1). Cela est rendu possible rapidement grâce au logiciel ASPRO2 (Bourgès et al. 2013) développé par le JMMC (Mella et al. 2012). Il est possible de calculer l’observabilité de ces objets en fonction de son élévation minimum (ou d’une masse d’air minimum) et des lignes à retard. Afin de répartir au mieux les points d’observation on trace une frise sur

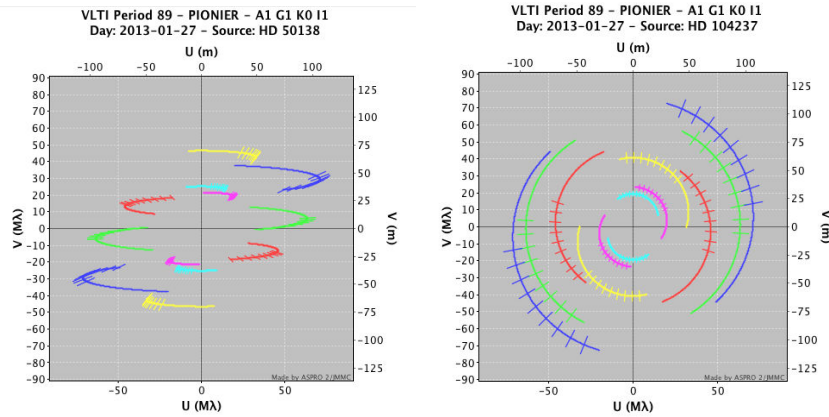


FIGURE 5.1 – Trajectoire des bases de la grande configuration des AT dans le plan- $\{u, v\}$  pour HD50138 (gauche) et HD104237 (droite). On peut noter que ces parcours diffèrent à cause de la différence de déclinaison entre ces deux sources. HD104237 aura un plan- $\{u, v\}$  plus favorable que HD50138

laquelle est indiquée l’observabilité de la source ainsi que les points déjà effectués en fonction du LST (Figure 5.2).

Certaines sources sont observables sur plusieurs heures. On essaie alors de remplir au mieux les frises. Certains objets ont été mesurés jusqu’à 14 fois sur la grande configuration (HD98922).

Target	Time LST											End		
	Start	5	6	7	8	9	10	11	12	13				
HD37806	5:20		x	x	x	x	x	x						9:33
HD45677	5:47		x	x	x	x	x	x	x					10:39
HD50138	6:23			x	x	x	x	x	x					10:52
HD98922	6:34				x	x	x	x	x	x	x	x	x	15:29
HD100453	6:44					x	x	x	x	x	x	x	x	15:38
HD100546	8:30						x	x	x	x	x	x		12:44
legend			start or end of a track											
		x	observation											
		?	observation bad quality?											

FIGURE 5.2 – Frise montrant le début et la fin d’observabilité pour les sources imagerie de la période 90. En abscisse : le temps LST. Les croix représentent les observations effectuées et les points d’interrogations représentent les observations de mauvaise qualité.

### 5.5.5 Sélection et optimisation des calibrateurs

Les calibrateurs permettent de calibrer la fonction de transfert instrumentale. Généralement, l’erreur sur les valeurs mesurées est dominée par l’erreur sur les calibrateurs. Ces calibrateurs ne doivent pas être résolus par l’interféromètre ( $V^2 > 0.9$  à 140 m ce qui équivaut à une taille angulaire maximum de 0.5 mas). On sélectionne les étoiles qui se situent à moins de  $5^\circ$  de l’étoile de science afin de réduire au maximum les différences de pointage. Puis, on choisit les étoiles ayant une magnitude comprise entre  $H_{science} - 1.5$  et  $H_{science} + 0.5$  afin d’avoir un bruit

statistique équivalent. Enfin, on sélectionne de préférence les étoiles de type K ou G afin d'abaisser au maximum la probabilité de tomber sur un système multiple.

Les observations sont généralement conduites dans le schéma suivant : chaque observation d'une étoile de science (SCI) doit être entourée d'observations de ses calibrateurs (CAL) pour créer la séquence CAL1-SCI-CAL2. Les calibrateurs ont été choisis préalablement avec le logiciel SearchCal (Bonneau et al. 2012). Au minimum 3 calibrateurs par source ont été choisis. Pour passer d'une source de science à une autre il faut donc observer deux calibrateurs à la suite (le calibrateur de l'étoile de science 1 et le calibrateur de l'étoile de science 2). On passe donc un tiers du temps d'acquisition sur les sources de science.

Néanmoins, certaines sources sont très proches les unes des autres ( $<10^\circ$ ). Ces sources de science peuvent avoir des calibrateurs communs. Ces étoiles ont été regroupées par agglomération. Ceci a permis de réaliser des séquences CAL-SCI1-CAL-SCI2-CAL et de gagner du temps d'observation.

L'observation d'un objet dure environ 12 minutes. Une séquence CAL-SCI-CAL prend donc environ 40 minutes. Etant donné qu'une nuit dure en moyenne 9 heures, on peut théoriquement faire 13 observations de sources de science. En pratique, le nombre d'observations de sources de science par nuit se situe entre 10 et 13.

## 5.6 Résultats

Le résultat de ces observations est synthétisé sur les Figures 5.3, 5.4, 5.5 et 5.6. Les visibilité carrées des objets observés peuvent se classer en deux catégories : les objets non-résolus (comme HD56895 ou HD94910) et les objets résolus (comme HD45677). Les objets non-résolus sont les objets pour lesquels la visibilité reste égale à 1 quelque soit la base. Les objets résolus ont une baisse de visibilité. Pour la majorité de ces derniers l'interférogramme montre un comportement chromatique comme celui montré au chapitre 4. Certains des objets ont des phases de clôture non-nulles, synonymes d'asymétrie dans le disque ou de binaire. D'ailleurs plusieurs systèmes binaires ont été identifiés dans les objets observés : HD36917, HD37357, HD38087, HD53367, HD104237, HD152404 (AK Sco) et T Ori.

L'étude statistique, à laquelle je participe, est en cours sur ces objets. Elle a pour objectif de trouver les tailles caractéristiques et compléter le digramme taille luminosité. Mais cette étude va plus loin car avec les observations réalisées avec 4 télescopes, il est possible d'ajuster un modèle plus complexe qu'un modèle d'anneau. On peut par exemple déterminer la quantité de flux surrésolue (« halo »), chose qui n'a pas été pris en compte par Monnier et al. (2005). Ce « halo » peut être la manifestation d'un bord interne de disque externe (et donc d'une cavité dans le disque). De plus, la dispersion spectrale permet de caractériser les indices spectraux différentiels entre l'étoile et l'environnement. Cela permet de remonter à la température de l'environnement et de regarder la corrélation avec le type spectral de l'étoile et la taille caractéristique de l'environnement.

J'ai choisi de ne pas détailler les premiers résultats de l'analyse statistique dans cette thèse. Je vais me focaliser sur la partie portant sur la reconstruction

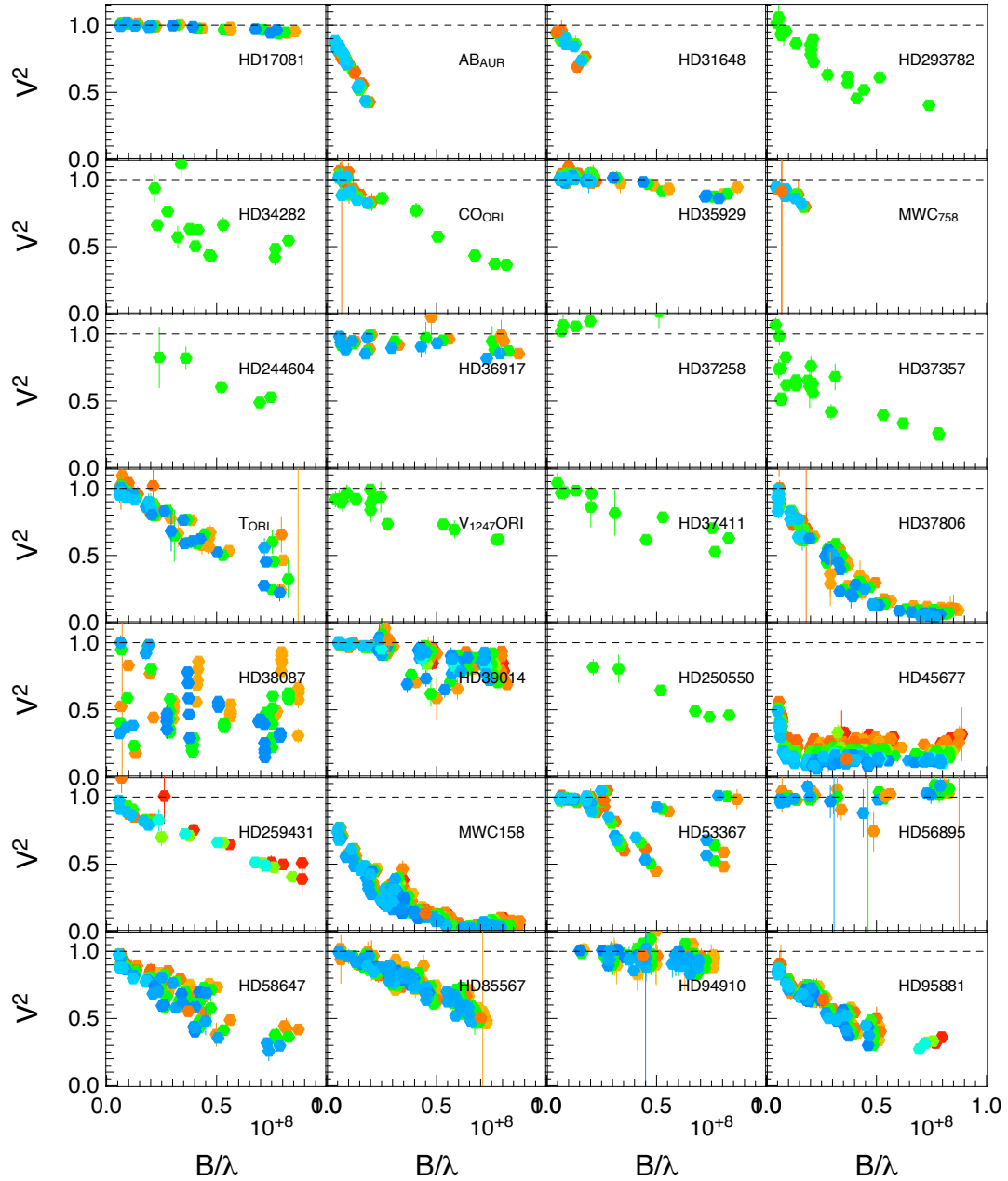


FIGURE 5.3 – Visibilités carrées collectées sur les sources du Large Program. Elles sont représentées en fonction de la fréquence spatiale  $\frac{B}{\lambda}$ . Les couleurs représentent les longueurs d'onde de la plus courte ( $1.55 \mu\text{m}$  en bleu) à la plus grande ( $1.8 \mu\text{m}$  en rouge).

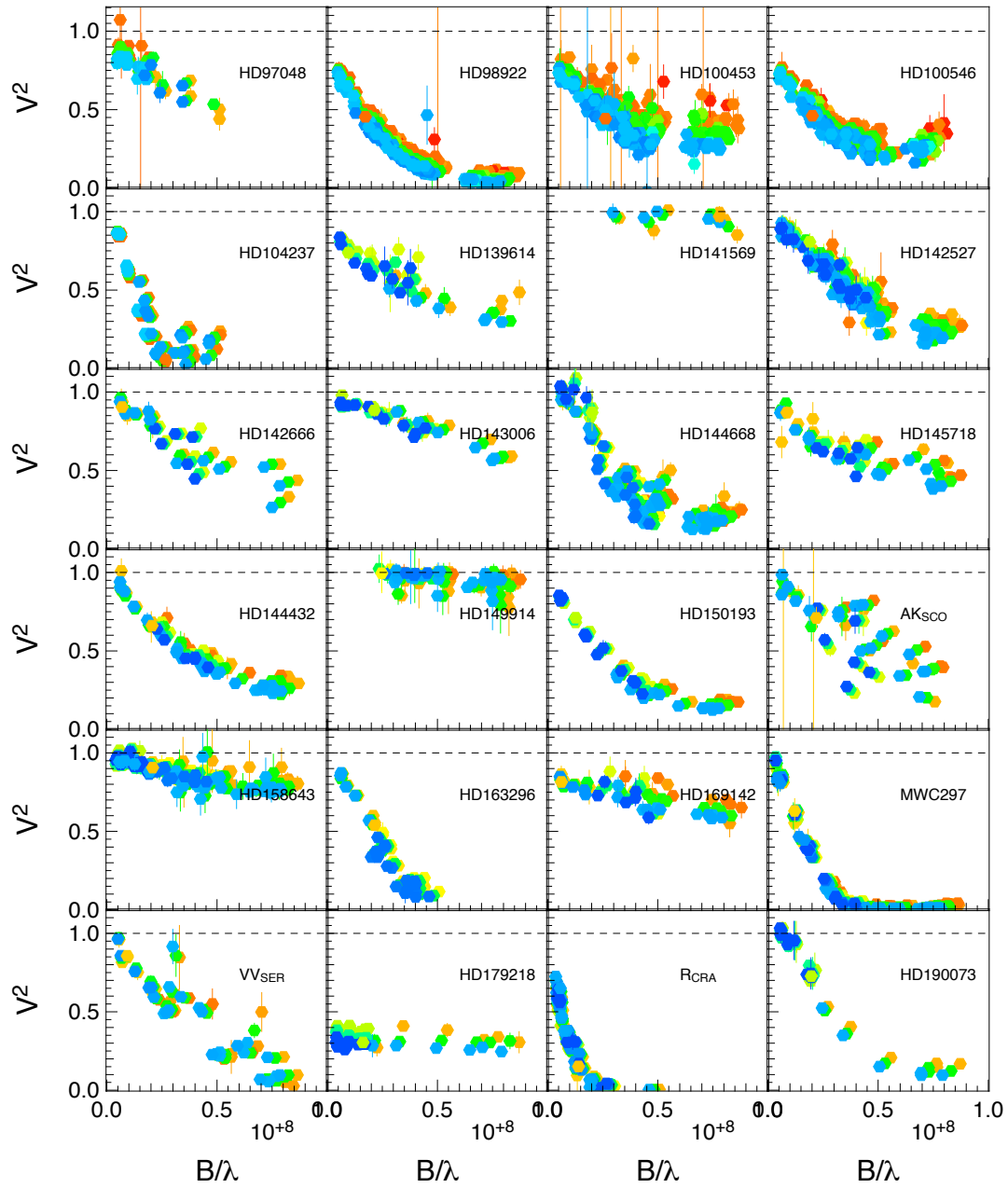


FIGURE 5.4 – Suite de la Figure précédente

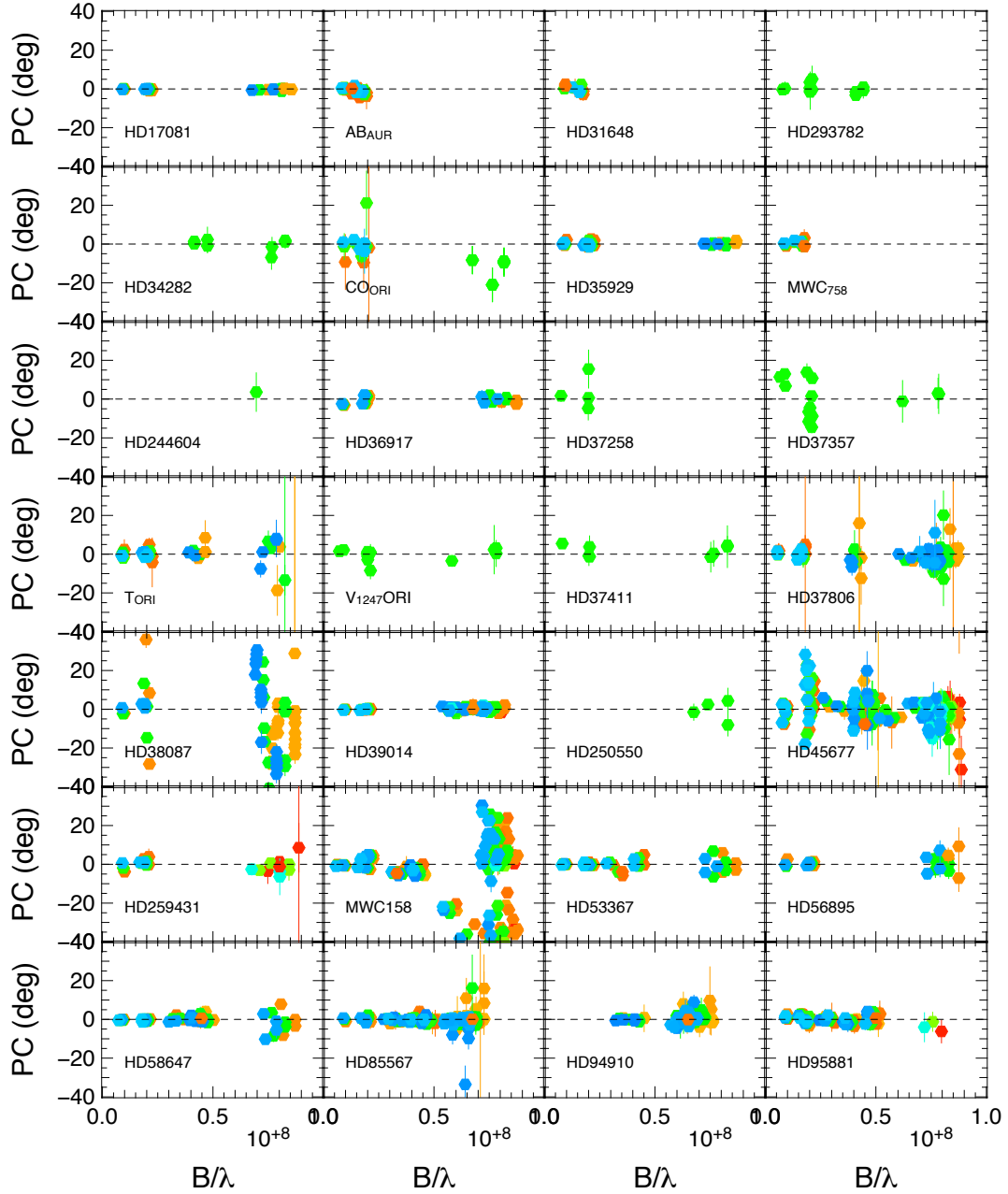


FIGURE 5.5 – Phases de clôture (PC) collectées sur les sources du Large Program. Elles sont représentées en fonction de la fréquence spatiale  $\frac{B}{\lambda}$ . Les couleurs représentent les longueurs d'onde de la plus courte ( $1.55 \mu\text{m}$  en bleu) à la plus grande ( $1.8 \mu\text{m}$  en rouge).



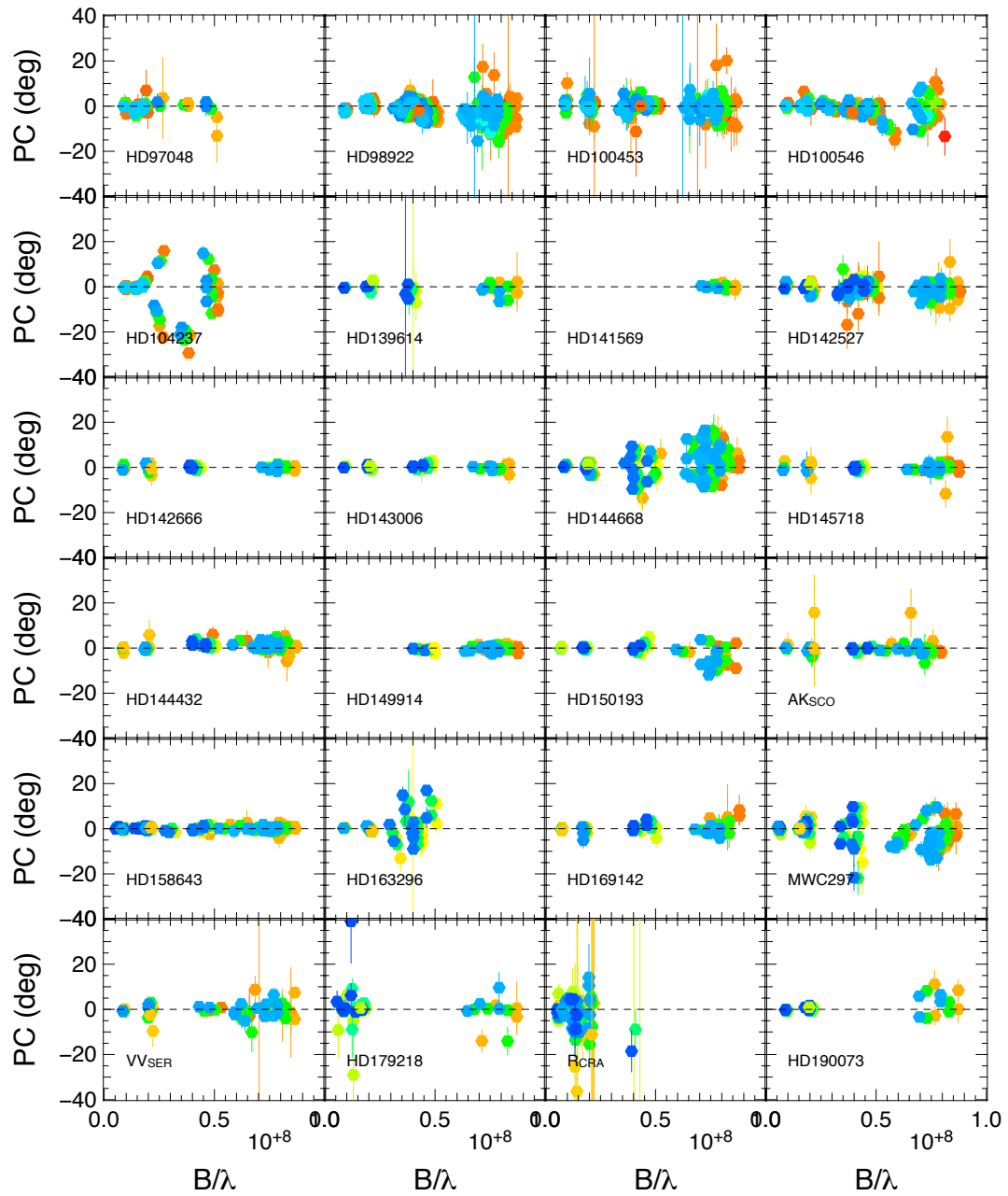


FIGURE 5.6 – Suite de la Figure précédente.

d'images d'une partie de ces objets dans le chapitre suivant.



# Chapitre 6

## Images d'étoiles jeunes

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Objectifs et caractérisation de l'échantillon . . . . .</b>	<b>112</b>
6.1.1	Couverture du plan- $\{u, v\}$ . . . . .	112
6.1.2	Degré de résolution de la source . . . . .	114
<b>6.2</b>	<b>Détermination du chromatisme . . . . .</b>	<b>115</b>
6.2.1	Détermination par les reconstructions d'images . . . . .	115
6.2.2	Détermination par la photométrie . . . . .	118
6.2.3	Comparaison . . . . .	118
<b>6.3</b>	<b>Analyse des images . . . . .</b>	<b>119</b>
6.3.1	Validation des reconstructions d'image sur un modèle . . . . .	121
6.3.2	Les profils radiaux . . . . .	121
6.3.3	Détermination des profils azimutaux . . . . .	126
<b>6.4</b>	<b>Des morphologies différentes . . . . .</b>	<b>127</b>
<b>6.5</b>	<b>Une analyse nouvelle à approfondir . . . . .</b>	<b>131</b>

---

L'imagerie est un outil qui permet de déterminer une carte d'émission des objets observés avec un minimum d'*a priori*. Les parties internes des objets jeunes sont complexes et la reconstruction d'image avec la méthode SPARCO (développée au Chapitre 4) semble adaptée. Son application sur les données du Large Program présentées au chapitre précédent est l'objet de ce chapitre. Je vais tout d'abord décrire les sources sélectionnées pour la reconstruction d'image. Puis je présenterai la détermination des paramètres chromatiques ( $f_0^*$  et  $d_{\text{env}}$ ) pour retrouver une image correspondant aux données. Enfin je décrirai les outils d'analyse quantitative des images à l'aide de profils radiaux et azimutaux. Je conclurai avec une première interprétation des résultats et les perspectives qui s'ouvrent avec ces nouvelles méthodes d'analyse.

## 6.1 Objectifs et caractérisation de l'échantillon

Les objectifs de l'imagerie est de contraindre la géométrie des bords internes des disques autour des étoiles de Herbig. Cette morphologie du bord de sublimation de la poussière a d'abord été modélisée comme un simple « mur » vertical puis comme un bord interne gonflé par l'équilibre hydrostatique (voir section 2.5.1). Cependant si l'on considère une distribution des tailles de poussière réaliste le bord interne ne serait plus aussi franc, les gros grains de poussière réfractaire se sublimant à une température plus élevée (Kama et al. 2009; Vinković 2014). La sublimation n'est pas le seul phénomène qui entre en jeu dans ces régions. Une forte accréation peut créer un disque interne de gaz optiquement épais et protéger les poussières du rayonnement stellaire, réduisant le rayon de sublimation. Les vents et l'atmosphère du disque peuvent augmenter la surface d'émission du bord interne dans le proche infrarouge (Bans & Königl 2012; Turner et al. 2014). Il serait aussi intéressant de sonder la symétrie (ou l'asymétrie) de ces disques afin de valider les modèles axisymétriques utilisés pour modéliser les bords internes.

Toutes les sources observées ne peuvent être imagées. Celles qui ne sont pas résolues ou qui n'ont pas une couverture du plan- $\{u, v\}$  suffisante ont du être rejetées. La sélection de ces sources a donc été faite selon ces deux critères : la couverture du plan- $\{u, v\}$  et le degré de résolution de la source.

### 6.1.1 Couverture du plan- $\{u, v\}$

La couverture du plan- $\{u, v\}$  peut-être définie sur deux critères : le nombre de points et leur répartition. En effet, plus il y a de points dans le plan- $\{u, v\}$ , plus on a d'information et plus il est facile de reconstruire une image. Mais si ces points sont alignés selon un axe, l'information sur la géométrie de l'objet ne sera récoltée que dans une seule direction.

Outre le nombre de points de mesure, la base maximum projetée ( $B_{\text{max}}$ ) est importante. Celle-ci correspond à la plus grande fréquence spatiale sondée.

La qualité du plan- $\{u, v\}$  est mesurée par le rapport entre la surface sondée par les points du plan- $\{u, v\}$  (en prenant en compte le diamètre des télescopes auxiliaires) et la surface du cercle de rayon  $B_{\text{max}}$ . Ce critère prend aussi en compte

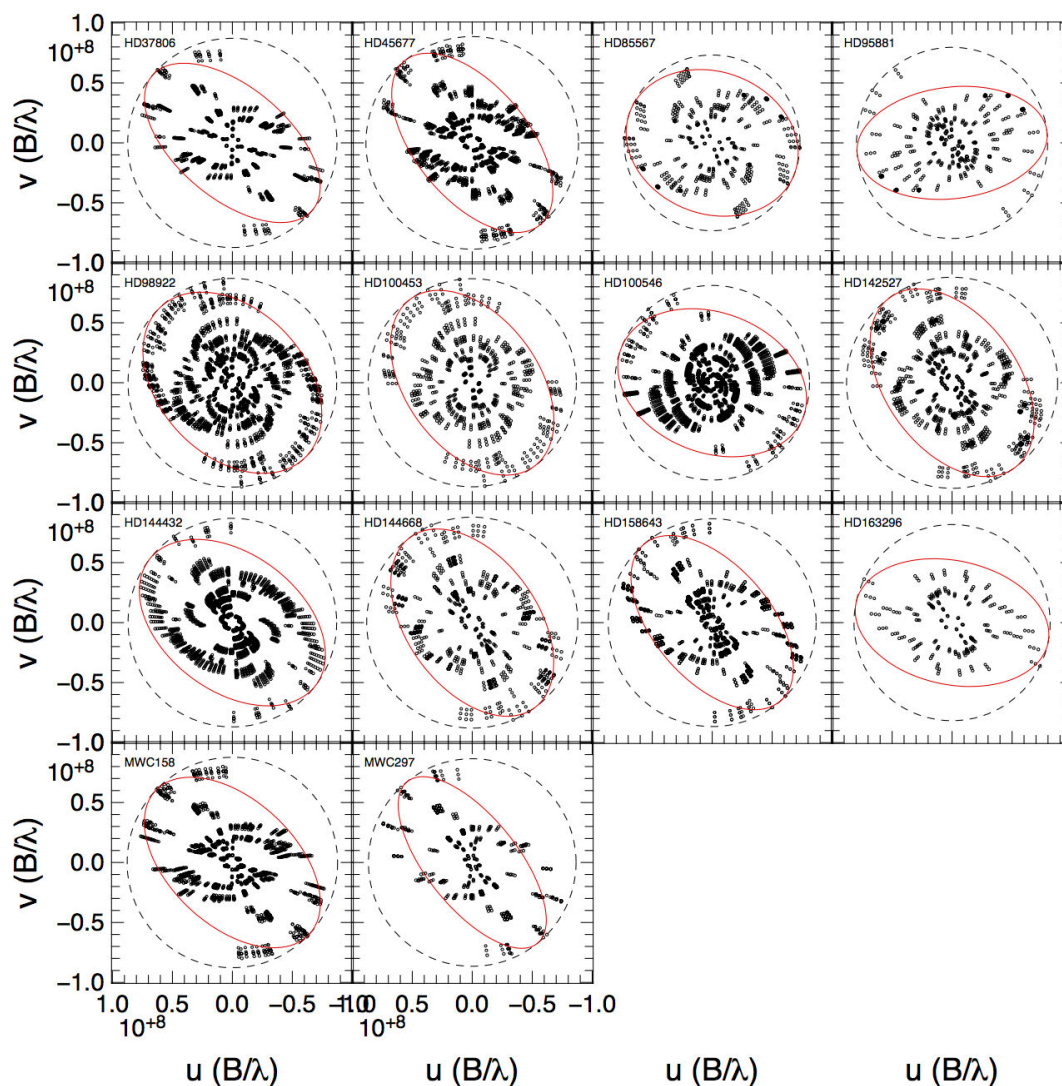


FIGURE 6.1 – plan- $\{u, v\}$  des objets sélectionnés pour l'imagerie dans l'espace de Fourier. En cercle noir, les points du plan- $\{u, v\}$  (la largeur de bande de chaque point n'est pas prise en compte). Le cercle noir en tirets a un rayon égal à la fréquence maximale sondée. L'ellipse rouge représente l'extension dans l'espace de Fourier d'une Gaussienne inclinée ajustée au « *dirtybeam* ».

le nombre de points, car plus ce nombre est grand, plus la surface sondée du plan de Fourier est grande. Par expérience, si le rapport ainsi obtenu est inférieur à 2% on considère que le plan- $\{u, v\}$  n'est pas assez rempli pour reconstruire une image (voir Figure 6.1).

Une autre caractéristique du plan- $\{u, v\}$  est la répartition des points dans l'espace de Fourier. Celle-ci a été mesurée en ajustant une Gaussienne au *dirtybeam* et en observant l'angle d'inclinaison. Un rapport faible des deux axes du *dirtybeam* ( $< \cos 60$ ) est synonyme d'une direction privilégiée et donc d'une mauvaise répartition des points dans le plan- $\{u, v\}$ .

TABLE 6.1 – Description de la couverture de plan- $\{u, v\}$  des objets sélectionnés pour l'imagerie. La première colonne indique le nom de l'objet, la seconde le nombre de points dans le plan- $\{u, v\}$ . La troisième colonne est la longueur de base maximum. La quatrième et cinquième indiquent les critères de qualité du plan- $\{u, v\}$ , en indiquant son remplissage et l'inclinaison du « dirtybeam ». Les deux dernières colonnes indiquent la différence en jour entre le premier et le dernier point et le degré de résolution de l'objet.

Objet	N	$B_{\max}$ (m)	$\{u, v\}$ rempl. (%)	$\{u, v\}$ incl. (deg)	date diff. (jours)	Degré de résolution
HD37806	301	139.826	4.64	57.8	59.1	0.7
HD45677	756	139.206	11.31	57.8	64.1	3.3
HD85567	195	116.515	4.18	36.1	172.7	0.4
HD95881	117	125.079	2.13	54.3	62.8	0.8
HD98922	1099	138.699	17.06	45.7	62.1	0.7
HD100453	387	138.313	5.93	50.6	460.9	1.0
HD100546	553	127.391	9.88	44.0	61.9	1.0
HD142527	318	139.934	4.70	51.1	133.9	0.7
HD144432	259	139.562	4.01	48.9	28.9	0.7
HD144668	213	139.918	3.15	51.8	294.0	1.0
HD158643	450	139.063	6.48	56.1	66.7	0.9
HD163296	72	82.247	3.16	50.8	18.2	0.7
MWC158	1218	139.849	18.47	36.6	846.9	0.8
MWC297	234	138.576	3.56	64.0	31.6	1.0

La Fig. 6.1 montre les plan- $\{u, v\}$  ainsi que les cercles de base maximum associés et les orientations des *dirtybeam* dans l'espace de Fourier.

### 6.1.2 Degré de résolution de la source

Le degré de résolution de la source est le rapport entre l'extension de l'émission de celle-ci et la fréquence spatiale sondée avec la base maximum du plan- $\{u, v\}$ . Cela se traduit dans l'image par la quantité d'information disponible pour reconstruire une image autre qu'un objet ponctuel. Afin de quantifier ce degré de résolution, j'ai défini un critère comme suit. J'ajuste aux données un modèle simple d'un anneau infinitésimal autour d'une étoile ainsi qu'un environnement étendu, sur-résolu ( $V = 0$ ). Le rayon de l'anneau ainsi obtenu est comparé à la résolution du plan- $\{u, v\}$  défini par  $\lambda/B_{\max}$ . Le rapport du rayon angulaire sur la résolution du plan- $\{u, v\}$  donne une indication du degré de résolution de l'objet. Tout objet ayant un rapport plus grand que l'unité sera considéré comme résolu.

Or, le critère de résolution défini ci-dessus est basé sur les visibilitées carrées et nous savons par expérience que les phases de clôture, mieux étalonnées que les visibilitées, permettent de détecter une asymétrie dans l'émission même si le

critère de résolution est inférieur à un. Nous acceptons arbitrairement donc dans l'échantillon des sources dont le critère de résolution est supérieur à 0.7.

Les objets ainsi sélectionnés sont présentés dans la Table 6.1. Ils respectent tous les critères définis ci-dessus sauf HD85567. Cet objet a un degré de résolution faible (0.4), mais étant donné que son plan- $\{u, v\}$  est correct il est resté dans notre échantillon. Son faible degré de résolution montre l'importance de la résolution d'un objet sur la détermination des paramètres chromatiques. HD85567 servira donc d'objet témoin pour faciliter l'interprétation des données.

## 6.2 Détermination du chromatisme

Le processus de reconstruction d'images avec la méthode SPARCO suppose un chromatisme étoile/environnement. Celui-ci a été défini dans le chapitre 4 avec deux paramètres : le rapport de flux stellaire sur le flux total ( $f_0^*$ ) et l'indice spectral de l'environnement ( $d_{\text{env}}$ ). Afin de reconstruire une image il faut fixer les valeurs de ces deux paramètres. On peut le faire à partir de données photométriques. Or les objets jeunes sont supposés variables et nous ne disposons pas de données photométriques contemporaines aux observations interférométriques. Dans cette section, je vais approfondir la technique décrite au chapitre 4 pour estimer les paramètres chromatiques à partir des données interférométriques et je vais comparer le résultat aux ajustements des données photométriques.

### 6.2.1 Détermination par les reconstructions d'images

Pour trouver les bons paramètres chromatiques à partir de la reconstruction d'images (voir Section 4.3.2.3), une carte de  $\chi^2$  a été réalisée pour chaque objet selon une grille de paramètres chromatiques ( $f_0^*$  et  $d_{\text{env}}$ ). Les cartes de  $\chi^2$  (non-réduit) obtenues à partir de cette grille sont montrées sur la Fig. 6.2. Elles ont été effectuées en utilisant la régularisation de lissage avec  $\mu = 1 \times 10^9$  qui est une régularisation correcte pour les modèles d'anneau. La taille du pixel a été fixée à 0.2 mas (un dixième de la résolution maximale) et une image contient  $128 \times 128$  pixels. HD45677 est très résolue (voir Table 6.1), la taille du pixel de son image est donc de 0.4 mas. Pour tous les objets sélectionnés la carte de  $\chi^2$  ne comporte qu'une seule vallée. On peut donc facilement localiser le minimum de la carte.

Mais quelle est l'incertitude sur les paramètres ainsi trouvés? Si on suppose le bruit des données comme un bruit Gaussien on peut convertir cette carte de données en carte de probabilités ( $P$ ) :

$$P \propto \exp -\frac{\chi^2}{2} \quad (6.1)$$

La carte de probabilité (voir Figure 6.3) est plus piquée que celle des  $\chi^2$ . Ces cartes permettent de déterminer les valeurs des paramètres chromatiques (et les images correspondantes) utilisées pour l'analyse géométrique.



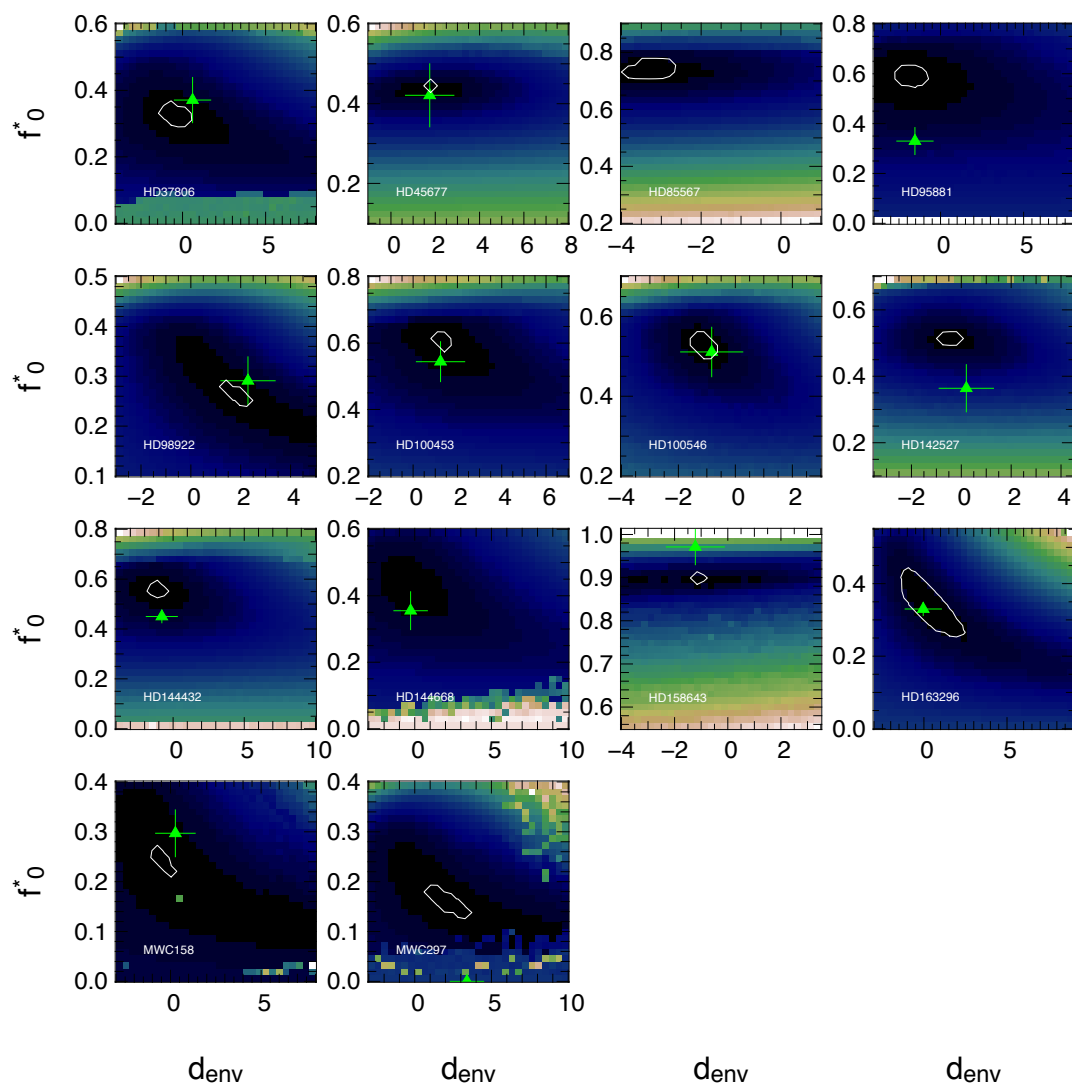


FIGURE 6.2 – Cartes de  $\chi^2$  dans l'espace des paramètres chromatiques  $f_0^*$  et  $d_{\text{env}}$  déterminés à partir des données interférométriques. L'important dans ces cartes est de voir la forme des vallées de  $\chi^2$ . En vert : le résultat de l'ajustement de la photométrie avec les barres d'erreur. Les contours blancs indiquent les erreurs à  $3\sigma$  calculés à partir des probabilités montrées sur la Figure 6.3. Pour HD85567 le point déterminé par la photométrie se situe au delà du graphe ( $f_0^*=0.2$  et  $d_{\text{env}}=0.34$ ). Pour MWC297, le point déterminé par photométrie se situer à  $f_0^*=0$ .

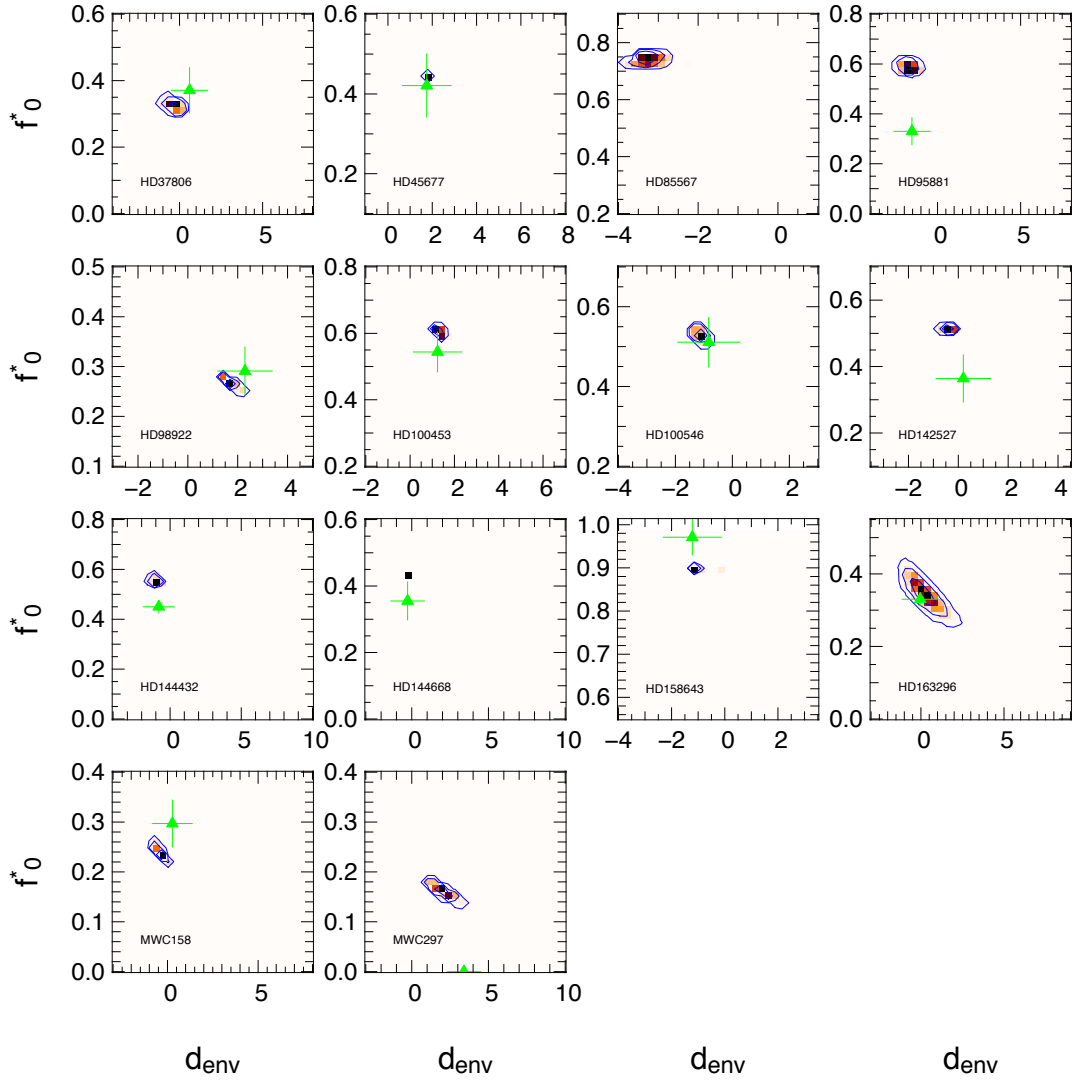


FIGURE 6.3 – Les cartes de probabilité dans l'espace des paramètres chromatiques, calculés selon l'hypothèse de régime Gaussien à partir des données interférométriques. Les contours représentent les erreurs à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$ . En vert : le résultat de l'ajustement de la photométrie avec les barres d'erreur correspondantes. Pour HD85567 le point déterminé par la photométrie se situe au delà du graphe ( $f_0^*=0.2$  et  $d_{\text{env}}=0.34$ ). Pour MWC297, le point déterminé par photométrie se situe à  $f_0^*=0$ .

TABLE 6.2 – Table de comparaison des paramètres chromatiques issus des reconstructions d'image et de l'ajustement de la SED. L'indice spectral de l'environnement  $d_{\text{env}}$  a été traduit en température en faisant l'hypothèse que le flux non résolu est dans le régime de Rayleigh-Jeans (indice spectral de -4).

Object	Type spectral	$f_0^*(\text{SED})$	$f_0^*$	$d_{\text{env}}(\text{SED})$	$d_{\text{env}}$	T (SED)	T
HD37806	A2Vpe	0.37	0.35	0.63	-0.28	1549	1847
HD45677	Bpshe	0.42	0.45	3.46	2.10	1031	1228
HD85567	B2	0.20	0.76	-0.34	-3.66	1871	6507
HD95881	A2III	0.33	0.61	0.46	-2.76	1597	3893
HD98922	B9Ve	0.29	0.28	0.43	1.69	1606	1303
HD100453	A9Ve	0.54	0.59	1.08	1.10	1434	1430
HD100546	B9Vne	0.51	0.55	-0.16	-1.59	1802	2557
HD142527	F6IIIe	0.36	0.49	-0.19	-0.19	1813	1813
HD144432	F0IIIe	0.45	0.58	-0.30	-0.62	1855	1991
HD144668	A7IVe	0.35	0.43	0.13	-0.76	1700	2057
HD158643	A0V	0.97	0.90	6.95	-0.64	730	2000
HD163296	A1Ve	0.33	0.30	0.06	-0.10	1723	1780
MWC158	B9e	0.30	0.24	0.44	-0.72	1603	2037
MWC297	B0	0.00	0.19	-1.36	0.59	2396	1560

## 6.2.2 Détermination par la photométrie

Pour avoir un regard critique sur l'analyse par reconstructions d'image, un ajustement aux données photométriques disponibles dans la littérature a été fait. Les mesures ont été récoltées en visible à partir de USNO (Monet et al. 2003; Zacharias et al. 2004) et Hipparcos (Høg et al. 2000), en infrarouge avec 2MASS (Cutri et al. 2003) et WISE (Wright et al. 2010; Cutri & et al. 2012). Des mesures photométriques ont directement été prises de publications spécifiques (Oudmaijer et al. 2001; Mendigutía et al. 2012; Tannirkulam et al. 2008).

L'ajustement de la photométrie a été fait avec 4 paramètres en fixant le type spectral de l'étoile par avance (voir Table 6.2). Ainsi les paramètres ajustés ont été le flux de l'étoile en  $V$ , l'extinction en  $V$  ( $A_V$ ), le flux de l'environnement en  $H$  et celui-ci est considéré comme un corps noir de température ( $T_d$ ). La Table 6.2 a été construite avec les paramètres chromatiques issus de l'ajustement des SED et les meilleurs paramètres chromatiques trouvés par la reconstruction d'image.

Sur les Figures 6.2 et 6.3 les positions des deux couples de valeurs des paramètres chromatiques sont montrées.

## 6.2.3 Comparaison

On constate que pour la moitié des sources, HD37806, HD45677, HD98922, HD100453, HD100546, HD163296 et MWC158 les deux déterminations sont com-

patibles selon leurs barres d'erreur. La détermination des paramètres chromatiques à partir des données interférométriques pour HD85567 n'est pas correcte, mais comme mentionné précédemment, cet objet a un faible degré de résolution. L'écart entre l'estimation de la photométrie et de la reconstruction d'image peut s'interpréter de la manière suivante. Le modèle paramétrique séparé de l'image est un objet non-résolu. SPARCO va donc mettre une certaine partie du flux ( $f_0^*$ ) dans ce modèle paramétrique. Une partie de l'environnement de l'étoile qui n'est pas résolu va être basculé dans la partie paramétrique. Le rapport de flux  $f_0^*$ , se verra donc surestimé. Dans l'approche SPARCO, telle qu'utilisée ici, la différence d'indice entre l'environnement et la photosphère est celui qui génère le chromatisme. Or l'indice spectral de l'environnement ( $d_{\text{env}}$ ) est déterminé en faisant l'hypothèse que le flux non-résolu est dans le régime de Rayleigh-Jeans (indice spectral de -4). Dans le cas de HD85567, le flux non-résolu est stellaire et non-stellaire son comportement spectral s'éloigne du régime de Rayleigh Jeans (indice spectral  $>-4$ ). L'indice spectral de l'environnement est donc sous estimé ce qui par conséquent surestime sa température (cet effet est aussi mentionné à la Section 4.4). Cet effet est présent pour cinq autres objets (HD95881, HD142527, HD144432, HD144668 et MWC297).

Pour HD158643 et MWC158 l'estimation du flux non-résolu est trop basse par rapport aux données photométriques. Etant donné que les données photométriques ne sont pas contemporaines et que ces objets sont majoritairement variables il se peut que cela puisse affecter les mesures. Par exemple, certains objets comme MWC158 présentent des phénomènes d'éjection épisodique modifiant leur environnement (Borges Fernandes et al. 2009).

## 6.3 Analyse des images

Afin de reconstruire les images je choisis les paramètres chromatiques trouvés par les reconstructions d'images car ce sont les paramètres les plus adaptés à la reconstruction d'image comme l'indique l'analyse à la section précédente. Il faut garder cependant en tête que la partie séparée de l'image n'est pas seulement photosphérique pour une partie des objets. L'image correspondant à chaque pic de probabilité (définis sur la Table 6.2) est montrée sur la Figure 6.4. Il s'agit donc des images reconstruites avec les paramètres chromatiques les plus probables. Je vais décrire qualitativement ces images avant de passer à une analyse plus quantitative. Les objets ont des morphologies différentes. La plus résolue, HD45677, apparaît sous forme d'un anneau incliné. Les effets de l'asymétrie sont dus à l'inclinaison et à une géométrie de bord interne. Hormis pour HD142527, la symétrie circulaire n'est pas respectée. On remarque des profils très allongés (HD158643, HD100546). HD98922, HD144668 et MWC158 montrent une asymétrie assez marquée. MWC297 a une structure de disque uniforme. HD85567 est allongée dans une direction faisant penser à un disque incliné.

Un flux étendu est reconstruit aussi sur plusieurs objets (HD100546, HD100453, HD45677 et HD95881). HD45677 est trop résolu et le manque de mesures aux basses fréquences peut expliquer le flux étendu. HD144432 et HD163296 ont une

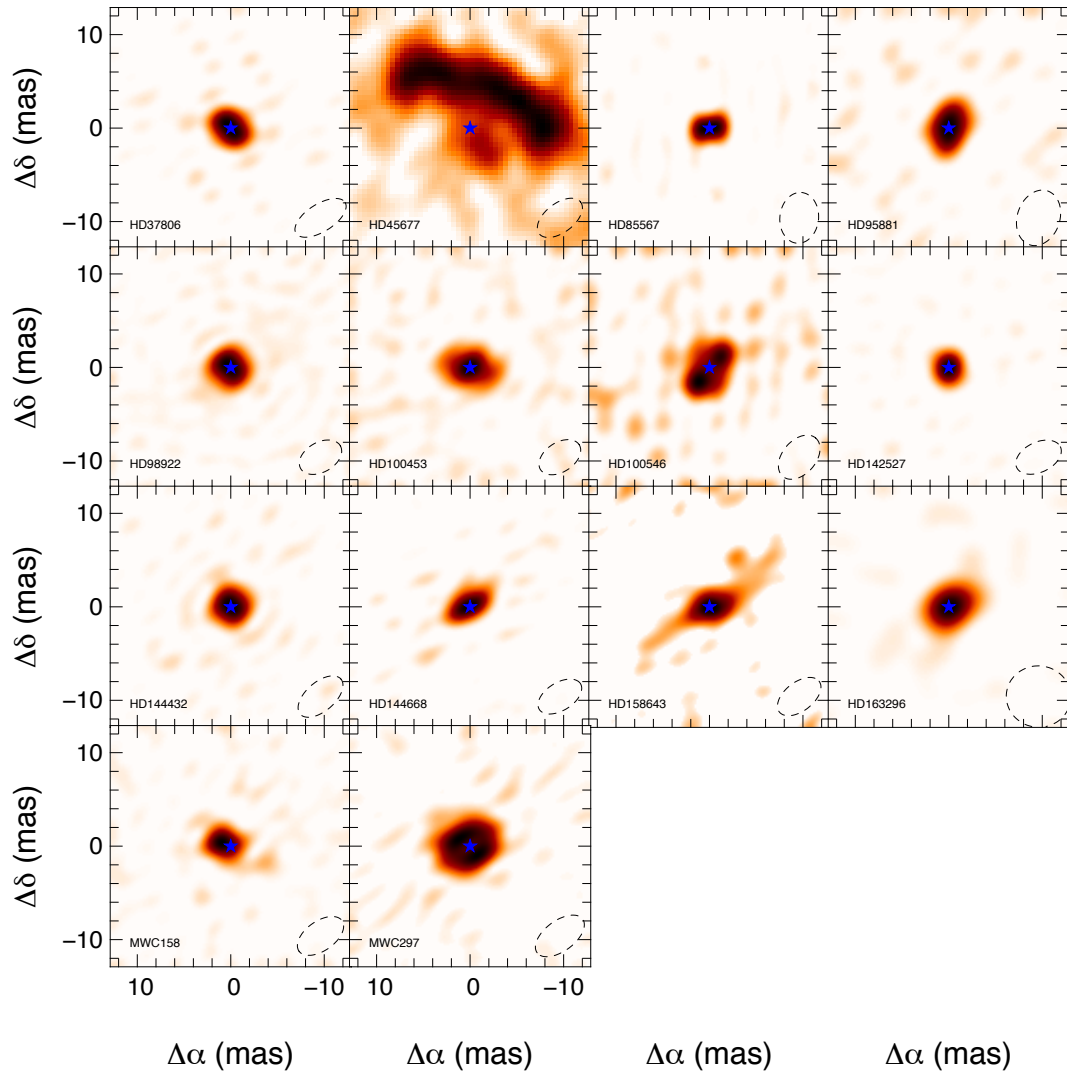


FIGURE 6.4 – Les images reconstruites selon en utilisant les paramètres chromatiques les plus probables déterminés selon les Figures 6.2 et 6.3. La position de l'étoile est indiquée par une étoile bleue. En pointillés noirs : le « dirtybeam » pour chaque image.

structure interne quasi-circulaire tout en ayant du flux étendu.

A part HD45677 les autres objets comportent des flux qui sont proches de la taille du « *dirtybeam* » mais légèrement plus grands (5 à 7 mas). Les orientations des objets déduites de ces images sont indiquées sur la Table 6.3.

Cette analyse qualitative doit être quantifiée. C'est le but des sections suivantes qui présentent des outils de calcul de profil radiaux et azimutaux appliqués pour la première fois aux images reconstruites à partir de données en interférométrie optique. Le but de ces analyses est de mettre en exergue les effets d'asymétrie dans le disque mais aussi mesurer l'émission de celui-ci en fonction du rayon. Je vais d'abord faire une reconstruction de données simulées à partir d'un modèle afin de juger la fidélité de l'image reconstruite. Puis je vais calculer les profils radiaux et azimutaux sur les objets observés.

### 6.3.1 Validation des reconstructions d'image sur un modèle

Des données ont été simulées sur deux modèles en utilisant le plan- $\{u, v\}$  et le bruit simulé à partir des données sur HD100453 (en supposant un bruit Gaussien). Le premier modèle est composé d'une étoile ponctuelle avec  $f_0^* = 0.4$  (proche du  $f_0^*$  trouvé pour les données réelles de HD100453) et d'un anneau de rayon 3 mas. Cet anneau est incliné de  $40^\circ$  dans selon l'axe E-O. La largeur à mi-hauteur de la Gaussienne est de 2.4 mas. Enfin sa température est de 1500K ce qui donne un indice spectral  $d_{\text{env}}$  de 0.8. Les données générées sont montrées sur la Figure 6.5.

Le second modèle ressemble au premier modèle sauf qu'il y a deux anneaux qui se partagent les 60% de flux restant. Le même anneau que dans le premier modèle émet 50% laissant 10% au second plus grand (un rayon de 10mas) et de même orientation. La largeur de second anneau est de 3 mas.

Les  $V^2$  des deux modèles sont montrées sur la Figure 6.5. Les images paramétriques des modèles (i.e. non reconstruites) ont été générées sur la Figure 6.6.

A partir de ces données des reconstructions d'images ont été faites, en prenant les paramètres chromatiques ( $f_0^*$  et  $d_{\text{env}}$ ) optimaux (0.4 et 0.8 respectivement). Sur la Figure 6.6, on peut comparer les images paramétriques et les images reconstruites. L'anneau interne, qui domine le flux dans l'image, est bien reproduit. L'anneau externe, quant à lui, est reproduit sous forme de tâches. Cela est dû à la régularisation qui n'est pas assez forte pour les flux plus faibles et a tendance à grouper les pixels possédant du flux. Une régularisation avec une pondération plus forte pour les régions à bas flux pourrait être plus efficace pour reproduire un flux étendu.

### 6.3.2 Les profils radiaux

**Description du calcul du profil** On veut comptabiliser le flux présent dans l'image en fonction du rayon. Etant donné que les parties internes de ces objets sont probablement des bords internes de disque, l'analyse sera faite avec des masques elliptiques tenant compte des orientations des objets trouvés sur

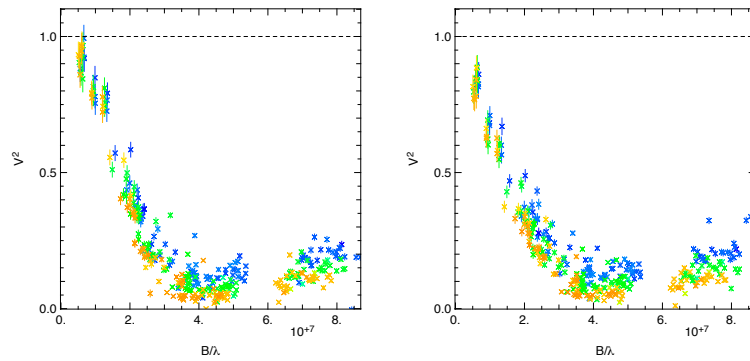


FIGURE 6.5 – Les visibilités carrées des modèles utilisés pour la validation de l'analyse radiale en fonction de la fréquence spatiale. A gauche : les visibilités carrées du modèle avec un anneau de 3 mas. A droite : visibilité carrées du modèle à deux anneaux (3 et 10 mas). Les couleurs indiquent les canaux spectraux (bleu pour la longueur d'onde la plus courte, rouge pour la plus longue).

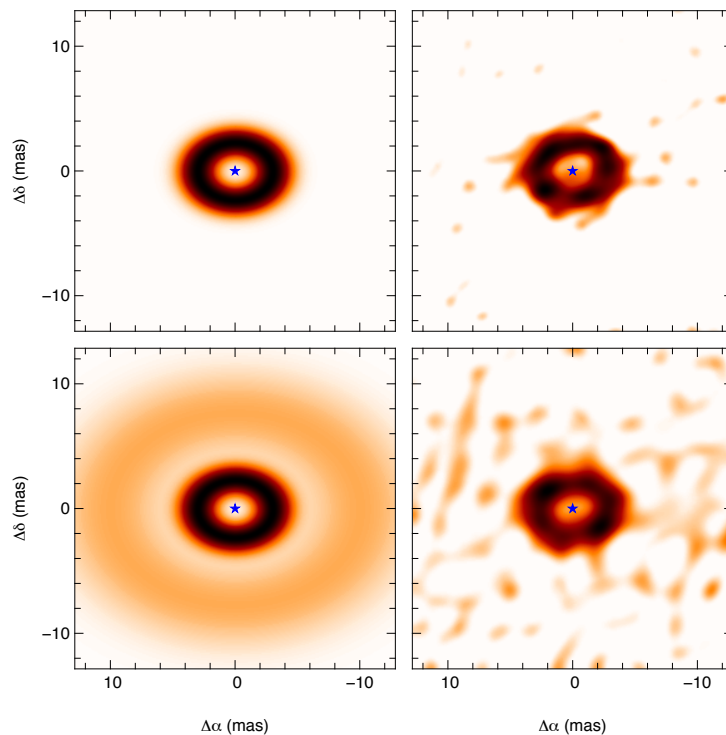


FIGURE 6.6 – A gauche : images paramétriques des modèles. A droite : images reconstruites avec le plan- $\{u, v\}$  et le régime de bruit de HD100453. En haut : le modèle à un anneau. En bas : Le modèle à deux anneaux.

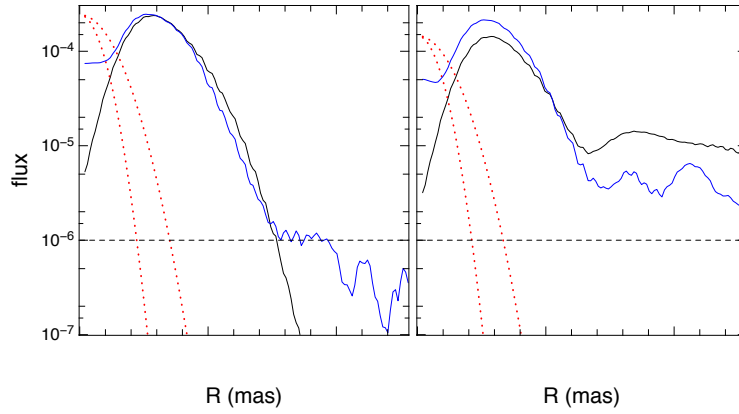


FIGURE 6.7 – Profils radiaux des images paramétriques issues des modèles et reconstruites. En noir : le profil de l’image paramétrique des modèles. En bleu : le profil de l’image reconstruite. En pointillés rouges : le « *dirtybeam* ». En tirets noirs : la limite du au bruit. A gauche : modèle à un anneau. A droite : modèle à deux anneaux.

les images. Pour obtenir le flux à chaque rayon de l’objet des masques sont multipliés à l’image. Ces masques ont la valeur unité aux pixels qui correspondent à un anneau donné et zéro pour le reste des pixels. Afin de les créer, on assigne une valeur de distance au centre (appelé rayon) et un angle à chaque pixel. Puis on applique une rotation de l’angle de position ( $\theta$ ) pour le rayon et on en déduit les nouvelles coordonnées cartésiennes des pixels ( $x'; y'$ ) :

$$x' = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (6.2)$$

$$y' = -x \sin \theta + y \cos \theta \quad (6.3)$$

Les coordonnées finales ( $x'', y''$ ) sont obtenues en appliquant une inclinaison ( $i$ ) comme suit :

$$x'' = x' \quad (6.4)$$

$$y'' = \frac{y'}{\cos i} \quad (6.5)$$

Le masque pour un rayon  $R$  d’épaisseur  $dR$  est défini pour tous les pixels ayant leur rayon  $\sqrt{x''^2 + y''^2}$  compris entre  $R - \frac{dR}{2}$  et  $R + \frac{dR}{2}$ . Pour récupérer le flux contenu dans un rayon  $R$  d’épaisseur  $dR$  il suffit de multiplier l’image par ce masque.

**Application sur les modèles** Afin de valider l’analyse du profil radial je vais comparer les profils des images reconstruites aux images paramétriques des modèles. Les calculs des profils radiaux paramétriques et reconstruits sont montrés sur la Figure 6.7. Ces profils radiaux représentent la somme des flux sur les anneaux de différents rayons. Le profil des images paramétriques reconstruit bien les profils des anneaux. Le profil de l’image reconstruite du modèle d’anneau simple



colle bien avec le profil de l'image paramétrique jusqu'à un certain flux, dit flux limite ( $\text{flux} < 10^{-6}$ ), qui peut indiquer un régime de domination par le bruit. La reconstruction d'image sur le modèle à deux anneaux est moins précise, même si l'anneau interne est présent avec un profil de flux légèrement supérieur ( $\times 1.5$ ) au profil paramétrique. Le profil de l'anneau externe n'est pas correct comme on peut le voir sur l'image reconstruite. L'énergie reconstruite dans l'anneau interne est trop grande et elle est trop faible (d'un facteur 2) dans l'anneau externe. Comme sur les images reconstruites, le lissage du flux des parties externes est mal reproduit. Le profil radial montre néanmoins un excès de flux correspondant à cet anneau. Cet excès est au dessus de la limite de flux définie ci-dessus. Cet indicateur pourrait être utile pour différencier la présence d'un flux étendu des artefacts de reconstruction d'image. Les parties internes sont limitées par la résolution fixée par le plan- $\{u, v\}$ . Sur la Figure 6.7 l'extension maximum et minimum du « *dirtybeam* » sont indiquées. En dessous de celui-ci on ne peut rien résoudre et le profil radial n'est donc pas bien reconstruit.

TABLE 6.3 – Tables des paramètres pour l'analyse des profils radiaux.

Objet	flux limite	i (°)	PA (°)	rayon (mas)	largeur (mas)
HD37806	$2 \times 10^{-6}$	47	50	5	2
HD45677	$1 \times 10^{-5}$	60	70	10	5
HD85567	$5 \times 10^{-6}$	40	100	4	3
HD95881	$5 \times 10^{-7}$	45	150	5.5	3
HD98922	$5 \times 10^{-7}$	45	130	3	2
HD100453	$1 \times 10^{-6}$	45	75	4	2
HD100546	$1 \times 10^{-6}$	45	150	4	2
HD142527	$2 \times 10^{-6}$	31	160	5	2
HD144432	$2 \times 10^{-7}$	27	80	5	2
HD144668	$5 \times 10^{-6}$	60	125	5	3
HD158643	$4 \times 10^{-5}$	55	125	5	3
HD163296	$2 \times 10^{-6}$	40	130	5	2
MWC158	$5 \times 10^{-7}$	55	60	2	2
MWC297	$1 \times 10^{-5}$	20	90	4	2

Dans la suite, et afin de vérifier si le flux trouvé en excès est d'origine physique ou dû à un problème de dynamique, un modèle d'anneau a été reconstruit pour chaque objet observé utilisant le même plan- $\{u, v\}$  et la même statistique de bruit. La limite de flux pour laquelle le profil ne reproduit plus le modèle a été prise en compte pour chaque objet. Ces flux limites sont rassemblées dans la Table 6.3.

**Application sur les objets du Large Program** Les résultats sont présentés sur la Fig. 6.8. Certains objets ont une courbe qui suit celle de la fonction d'étalement de point (*dirty beam*), c'est-à-dire qu'il y a une composante non-résolue dans l'image (HD37806, HD85567, HD95881, HD142527 et HD144432). A

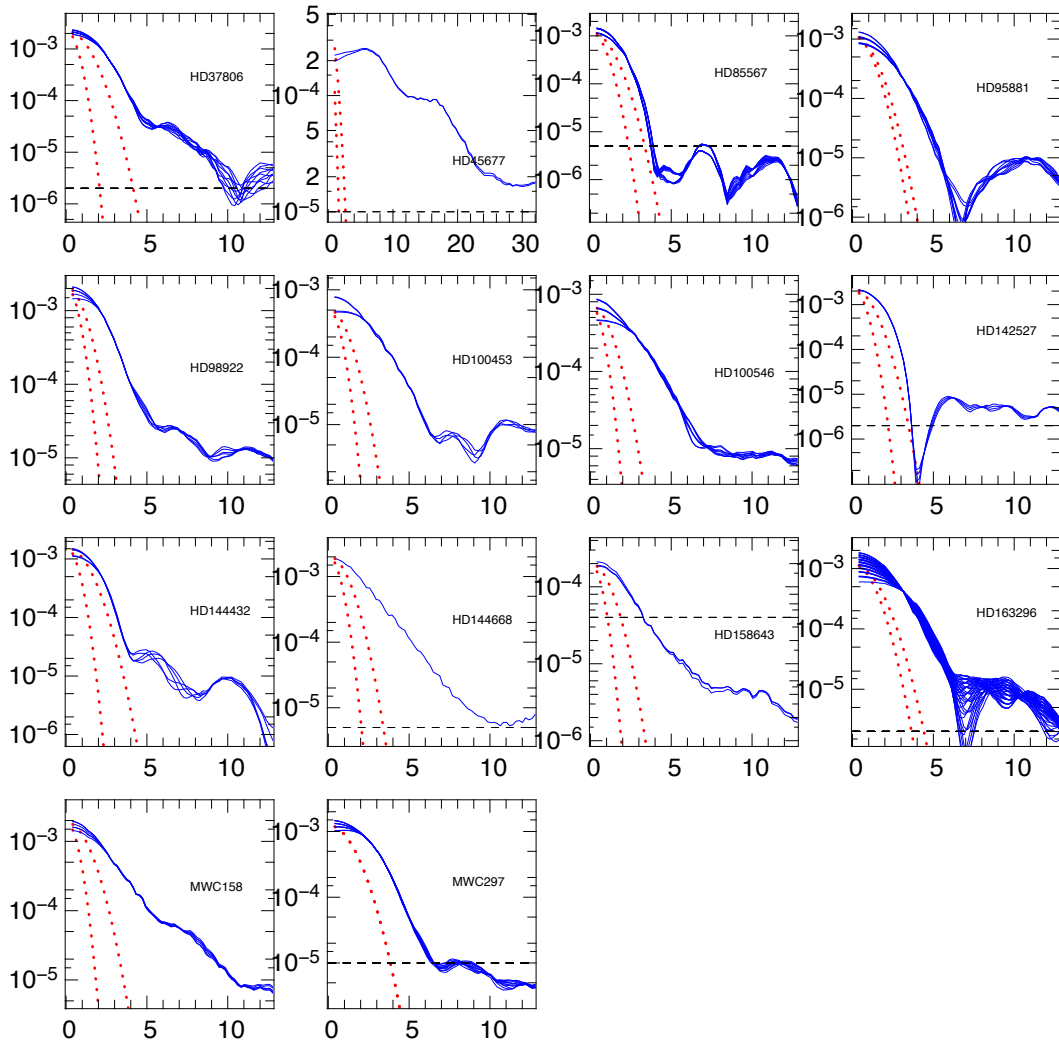


FIGURE 6.8 – Profils radiaux en fonction du rayon en mas pour les objets reconstruits. En bleu : les courbes des profils radiaux. En pointillés rouges : les « *dirtybeam* » correspondant au plan- $\{u, v\}$  de chaque objet. En tirets noirs : le flux limite.

un rayon donné le profil de flux devient étendu et les images montrent une composante résolue tout comme dans l'exemple montré à la section 6.3.2. Cela semble être au niveau du bruit pour un objet (HD85567) pour les autres cela reste au dessus du seuil.

Les autres objets ont une composante compacte qui s'étend au delà du « *dirtybeam* » dès les plus petits rayons. HD45677 à l'apparence d'un anneau (flux qui augmente dès  $R = 0$ ). Les profils radiaux de ces objets démarrent avec un plateau (HD100453, MWC297 et dans une moindre mesure HD98922 et HD100546). Cela pourrait indiquer que l'anneau commence à être résolu. Cela se voit dans les visibilités où on atteint un plateau pour la base maximale, mais aussi dans les phases de clôture. En effet un anneau asymétrique provoquerait un signal de phase.

### 6.3.3 Détermination des profils azimutaux

Afin de retrouver des effets de transferts radiatif dus à l'inclinaison d'un objet ou à son asymétrie on peut faire une analyse similaire au profil radial mais selon la direction azimutale. Le profil azimutal est calculé entre deux rayons correspondant à la composante compacte, c'est-à-dire à la première composante résolue (plus étendu que le *dirtybeam*). Les rayons et les largeurs des anneaux considérés pour le calcul du profil azimutal sont ainsi définis arbitrairement à partir du profil radial. Ils sont récapitulés dans la Table 6.3. L'anneau résultant est corrigé de l'orientation de l'objet. Il est divisé azimuthalement en  $N$  parts égales (dans la suite  $N=16$ ). Puis le flux est normalisé par la surface de chaque part.

Les résultats sont présentés sur un graphe avec en abscisse l'angle démarrant au demi-grand axe et en ordonnées le flux dans chaque angle sondé. Le flux est normalisé par rapport au maximum de flux atteint dans une part.

Les profils ont été calculés pour toutes les images ayant des valeurs des paramètres chromatiques à l'intérieur de l'intervalle à  $3\sigma$ . Il y a 3 types de profils différents :

- Profil avec un maximum de flux selon le demi petit axe. L'exemple-type de ce profil est HD45677. Il peut s'interpréter simplement à cause des effets de transferts radiatifs dus à l'inclinaison de la source. D'autres objets sont dans ce cas : HD100453, HD144668, HD98922 et HD85567 ont aussi un profil similaire mais avec un deuxième maximum selon le demi petit axe (c'est-à-dire à l'opposé du premier).
- Un profil avec un maximum selon un demi grand axe indique une claire asymétrie. C'est le cas de MWC158. HD158643 possède deux maximas selon les deux demi grands axes.
- Profils irréguliers. C'est le cas pour la moitié des objets. Cependant, HD37806 et HD144432 montrent un profil avec 4 maximas qu'on distingue aussi sur l'image. Ils pourraient être un effet de transfert radiatif (« disk limb brightening »).

Ces deux méthodes de caractérisation des images ont permis d'avoir des idées plus précises sur la distribution des flux de l'objet. Cependant, le flux étendu est mal reconstruit comme démontré par la reconstruction d'image sur les modèles. Une solution serait de développer une régularisation de lissage forte pour les faibles flux. On perd l'information de morphologie du flux étendu mais on peut encore discriminer sa présence avec l'outil du flux limite. Cet outil ne demande qu'à être développé en effectuant des tests sur des modèles et des plan- $\{u, v\}$  variés. L'analyse des profils azimutaux est pertinente une fois qu'une composante précise à été identifiée dans l'image (un anneau par exemple). Néanmoins, trop proche de l'étoile il est possible d'être biaisé par les effets de plan- $\{u, v\}$  (inclinaison du « dirtybeam »).

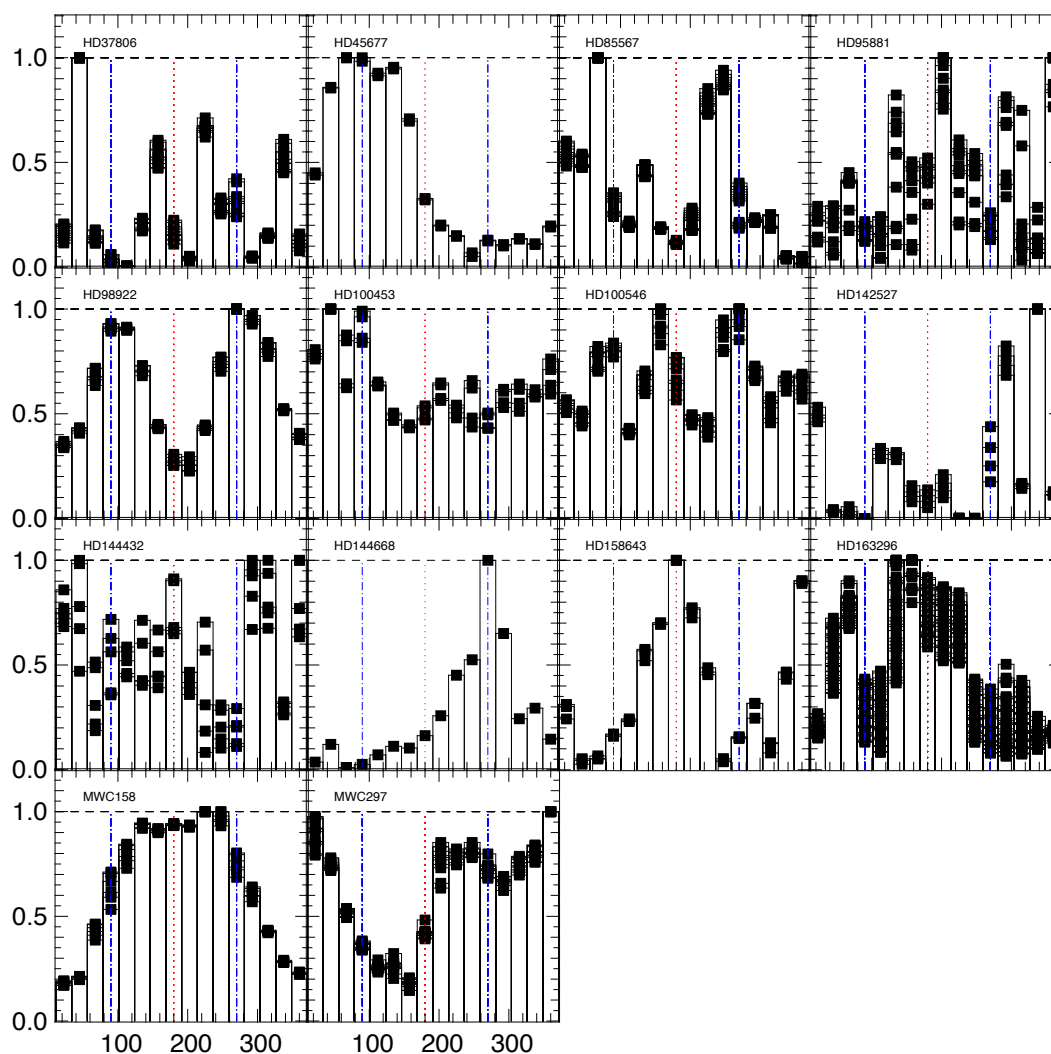


FIGURE 6.9 – Les profils azimutaux des objets reconstruits. En abscisses les angles de position dans l’anneau (avec  $0^\circ$  correspondant à un demi grand axe). Le flux est normalisé au flux maximum dans un des angles sondés. Les axes bleus indiquent les orientations des demi-petits axes et les axes rouges indiquent les orientations des demi-grands axes.

## 6.4 Des morphologies différentes

Je vais maintenant faire un récapitulatif des résultats obtenus dans ce chapitre objet par objet.

- **HD37806** : (MWC120) objet de Herbig Ae de groupe II (SED plate interprété comme disque fin et sans cavité). La variabilité détectée par photométrie dans le visible (Rucinski et al. 2010) conduit à favoriser l’hypothèse d’une binaire qui a émergé d’observations spectroastrométriques (Wheelwright et al. 2010) mais qui n’est pas confirmé par la reconstruction d’image. La température de l’émission détectée est de  $\approx 1700$  K et est similaire entre

la SED et la reconstruction d'image. L'image montre une émission compacte marginalement résolue confirmée par le profil radial. Celui-ci indique aussi la présence d'un flux étendu. Le profil azimuthal de ce flux étendu indique 4 pics d'intensités qui pourrait indiquer un effet de « limb brightening » dans le disque.

- **HD45677** : (FS CMa) est une étoile B[e], c'est à dire qui en plus de l'excès infrarouge montre des raies interdites en émission dans son spectre (Lamers et al. 1998). Son statut évolutif n'est pas bien déterminé. Elle a été observée par interférométrie par Monnier et al. (2006) en courtes bases et sans dispersion spectrale. Ils ont déterminé un modèle paramétrique d'image comme un anneau de 10 mas incliné. L'image reconstruite retrouve cet anneau sans *a priori*. Objet le plus résolu, il est facile d'obtenir le profil azimuthal de cet anneau. Sa brillance est celle attendue par les effets d'inclinaison pour un bord interne de disque. Le rapport de flux n'est par contre pas très bien reproduit par des modèles physique qui prédisent un flux plus grand dans le bord interne (Lazareff, Thi et al. en préparation). La piste d'un disque interne (de gaz) suggérée par l'image devra être explorée. Le profil radial de cet objet montre du flux étendu. Il faudrait faire une analyse plus poussée de ce flux, mais le fait que cet objet soit presque trop résolu par rapport aux courtes bases du plan- $\{u, v\}$  est une difficulté pour l'algorithme pour reconstruire le flux étendu. Cependant, les paramètres chromatiques trouvés par la SED et la reconstruction d'image sont très similaires.
- **HD85677** : est une étoile B[e] (Lamers et al. 1998, comme MWC158 et HD45677). Son état évolutif n'est pas encore fixé même si elle a été présente dans plusieurs catalogues d'étoiles jeunes (The et al. 1994; Malfait et al. 1998; Verhoeff et al. 2012). Miroshnichenko et al. (2001) avancent l'hypothèse d'une étoile évoluée en invoquant l'absence d'excès dans l'infrarouge lointain. Les observations interférométriques en infrarouge proche confirment l'hypothèse d'un objet jeune avec un disque interne (Wheelwright et al. 2013) écartant l'hypothèse de binaire évoluée (Baines et al. 2006). Cet objet n'est que très marginalement résolu (degré de résolution = 0.4) et est un objet témoins dans notre échantillon. La grande différence entre les paramètres chromatiques trouvés par la SED et les reconstructions d'image montrent du doigts les biais que cette technique peut comporter.
- **HD95881** : cette étoile de Herbig Ae de groupe II a été étudiée plus en détail par Verhoeff et al. (2010). Ils en ont déduit que le disque était évasé et que les parties internes présentaient un disque interne gonflé. La détermination du rapport de flux  $f_0^*$  pour cet objet est très différent entre la SED et les reconstructions d'images. Cet objet possède surement une composante non résolue et qui est comptée en plus de la photosphère dans le cas de la reconstruction d'image. Cela est aussi indiqué par la différence de températures. Le profil radial montré du flux étendu (du à l'évasement du disque?) qui est présent dans l'image sous forme de taches. Ces tâches déforment le profil azimuthal et il n'est pas exploitable pour cet objet.
- **HD98922** : avec un type spectral B9Ve (van den Ancker et al. 1998) cette

étoile est considérée comme très jeune ( $<0.1$  Myr ; Manoj et al. 2006). A partir de l'étude de la raie interdite [OI], Acke et al. (2005) suggèrent la présence d'un disque interne. Kraus et al. (2008) ont observé cet objet avec AMBER en particulier dans la raie  $\text{Br}_\gamma$  en déduisant que le lieu d'émission se situait à moins de 0.5 au, ce qui est compatible avec l'accrétion magnétosphérique. Le continu en bande  $K$  serait mieux ajusté avec un anneau de 4.6 mas qu'avec une Gaussienne. La difficulté pour observer cette étoile réside dans sa distance mal contrainte par la parallaxe de Hipparcos ( $>1000$  pc). Les valeurs des paramètres chromatiques pour cet objet issues des observations photométriques et interférométriques sont en accord pour cet objet. Comme on peut le voir dans le profil radial, la partie compacte est résolue (et compatible avec la taille caractéristique de 4.6 mas dérivée en bande  $K$ ) et présente une asymétrie selon le petit-axe, révélée par le profil azimuthal. Cette asymétrie peut-être synonyme de début de résolution d'un anneau.

- **HD100453** : un objet de Herbig Ae de groupe I. Son âge est estimé entre 8 et 15 Myr (Mariñas et al. 2011). Il semblerait qu'une cavité ait été détectée très récemment (Khalafinejad et al. en préparation). Les paramètres chromatiques déterminés par les deux méthodes décrites précédemment sont compatibles ( $f_0^* = 0.57$  et  $d_{\text{env}} = 1.09$  qui correspond à une température de 1430 K). La structure compacte est allongée et montre un profil azimuthal de même type que celui de HD45677. Le profil radial montre un profil étendu qui pourrait correspondre à une émission venant du bord interne du disque externe (créée par une cavité) ce qui confirmerait la classification de type I revue par Maaskant et al. (2013).
- **HD100546** : est une étoile de Herbig Be de groupe I qui possède une cavité (Bouwman et al. 2003; Brittain et al. 2009). Le disque externe commence à 15 au (Quanz et al. 2011) et montre des structures spirales (Grady et al. 2001; Ardila et al. 2007; Boccaletti et al. 2013). Le disque interne a été étudié par interférométrie. Il s'étend jusqu'à 0.7 au (Benisty et al. 2010; Tatulli et al. 2011; Panić et al. 2013; Mulders et al. 2013). A noter que deux candidats compagnons ont été dévoilés (Brittain et al. 2013; Quanz et al. 2013). L'image de cet objet ressemble à un disque vue par la tranche. Cependant, les images des parties externes du disque montrent un objet presque vue par le pôle. On peut donc se demander si  $f_0^*$  n'a pas été sur-estimé. La cavité n'est pas distinguée. Cependant, du flux étendu est présent dans l'image, du justement au bord interne du disque externe.
- **HD142527** : moins massive que les autres étoiles de la liste (type spectral F6IIIe; Acke & van den Ancker 2004), cet objet relativement jeune ( $\approx 2$  Myr ; Meeus et al. 2012) comporte une cavité de 15 à 120 au (Rameau et al. 2012; Casassus et al. 2012). C'est un disque intéressant avec de nombreuses structures spirales dans le disque externe. De plus les observations ALMA montrent des bras d'accrétion entre le disque externe et le disque interne non résolu (Casassus et al. 2013). Toutes ces structures indiquent la présence d'un compagnon (Fukagawa et al. 2006; Baines et al. 2006; Biller et al. 2012; Close et al. 2014). Cet objet montre une différence typique

entre les paramètres chromatiques estimés de la SED et des reconstructions d'images. Cela peut s'expliquer par du flux de l'environnement non-résolu, pris en compte dans le modèle paramétrique de la photosphère. L'image montre d'ailleurs du flux non résolu. Le profil radial de l'objet montre une coupure entre l'émission compacte de flux et la composante étendue. Cette composante étendue peut-être assimilée au bord interne du disque externe comme d'autres études l'ont déjà montré.

- **HD144432** : est une Herbig Ae qui est vue par le pôle (Meeus et al. 1998). Elle a déjà été observée par interférométrie et a une taille qui augmente avec la longueur d'onde montrant un effet de gradient de température dans le disque (Monnier et al. 2005; Eisner et al. 2009). Des observations AMBER on permis d'ajuster la taille du bord interne à 0.2 au (1.4 mas) et la présence d'un halo qui contribue à 6% du flux (Chen et al. 2012). L'image reconstruite de cet objet montre un flux compact et une composante étendue. Cela est confirmé par le profil radial. Le profil azimuthal est trop complexe et il peut être biaisé par la régularisation utilisée.
- **HD144668** : (HR5999, V856 Sco) est une étoile de Herbig Ae (Acke & van den Ancker 2004). Cet objet montre un comportement de type EXOri (Perez et al. 1992). Une variabilité dans le visible de 1.7 magnitude a été détectée (Natta et al. 1998). Cette variabilité peut être la cause de la différence de rapport de flux trouvé dans cette étude entre la SED et les données interférométriques. L'émission étendue en moyen infrarouge a été résolue avec MIDI (Preibisch et al. 2006). Cette objet a déjà été imagé en infrarouge proche avec l'instrument AMBER (Benisty et al. 2011, voir Section 4.4). L'image reconstruite dans cette étude est très proche de celles reconstruites par Benisty et al. (2011) et Kluska et al. (2014) et montrées au chapitre 4. C'est à dire qu'on retrouve la même taille caractéristique et surtout la même asymétrie qui est confirmée par le profil azimuthal.
- **HD158643** : (51 Oph) cette étoile Be très jeune ( $\approx 0.5$  Myr ; Leinert et al. 2004; Montesinos et al. 2009) est presque vue par la tranche (Tatulli et al. 2008). Elle montre un fort signal en émission dans les bandes de CO dans l'infrarouge proche ce qui indiquerait la présence de gaz chaud proche de l'étoile (Thi et al. 2005; Berthoud et al. 2007; Tatulli et al. 2008). C'est l'une des deux seules étoiles à montrer une estimation plus faible de  $f_0^*$  que les données photométriques. Cela pourrait s'expliquer par la variabilité de cette source. L'image montre un composante étendue s'étirant le long du demi-grand axe apparent de l'objet ce qui est confirmé par le profil azimuthal. Cependant l'indicateur de flux limite sur le profil radial est au dessus du flux produit par cette composante. Ce serait donc un artefact de la reconstruction d'image. Mais, une analyse plus poussée des données est nécessaire afin de confirmer la nature de cette composante.
- **HD163296** : (MWC275) est une étoile de Herbig Ae (van den Ancker et al. 1998; Montesinos et al. 2009). Ellerbroek et al. (2014) ont montré la détection d'un jet asymétrique issu des parties internes de l'objet. Ce phénomène expliquerait les variations de flux observés en proche infrarouge (Sitko et al.

2008). Cet objet a déjà été observé par interférométrie et l'émission en bande  $K$  serait originaire de l'intérieur du bord théorique de sublimation (Tannirkulam et al. 2008; Benisty et al. 2010) sans indiquer de bord franc. Cet objet possède le moins de points de mesure dans le plan- $\{u, v\}$  de tout l'échantillon. Malgré cela, l'image reconstruite ressemble à celle de HD37806 et HD144432 : une composante compacte avec une composante plus étendue et plusieurs pics d'émission azimutaux. Le faible nombre de mesures pour cet objet apparait dans la détermination des paramètres chromatique par reconstruction d'image avec un grand intervalle de confiance. Néanmoins la photométrie est en accord avec les résultats trouvés. Mais les profils radiaux et azimutaux, exploitants tous les couples chromatiques présents dans l'intervalle de confiance à  $3\sigma$  montrent beaucoup de variabilité.

- **MWC158** : (HD50138) le statut évolutif de cet objet n'est pas encore bien défini. La présence de raies interdites en émission font que cet objet fait partie des étoiles B[e]. Des phases d'éjections de matière sous forme d'enveloppe ont été notées (Borges Fernandes et al. 2009). Cet objet possède un  $f_0^*$  sous-estimé par la reconstruction d'image par rapport à celui issu des données photométriques. Une explication de cela est la variabilité de la source. Celle-ci, déjà signalée dans la littérature, est confirmée par une asymétrie selon un demi grand axe comme indiqué sur le profil azimuthal. Une analyse plus fine est faite au chapitre 7, qui est consacré à cet objet.
- **MWC297** : est une étoile Be qui a été observée maintes fois par interférométrie (Eisner et al. 2004; Monnier et al. 2005; Malbet et al. 2007; Acke et al. 2008; Kraus et al. 2008) montrant une structure différente d'un anneau et qui ressemblerait plutôt à un disque d'accrétion s'étendant très proche de l'étoile. Par la suite, Weigelt et al. (2011) a confirmé ces résultats et notamment la présence d'un fort vent de disque. La reconstruction d'image de cet objet est particulière car elle présente un disque presque uniforme. La SED de cette objet montre une photosphère très enfouie presque non visible ( $f_0^*=0$ ), tandis que la reconstruction d'image contraignent un  $f_0^*$  de 0.19. Il se peut que dans ce flux non résolu le flux photosphérique soit accompagné d'un flux de disque non résolu. L'image supporte le modèle de disque d'accrétion s'étendant jusqu'à l'étoile.

## 6.5 Une analyse nouvelle à approfondir

Les analyses géométriques permettent de quantifier les structures perçues qualitativement dans les images reconstruites. La première analyse des aspects chromatiques des objets est nécessaire pour utiliser la technique SPARCO. En comparant la détermination des paramètres chromatiques obtenus par la reconstruction d'image et par la SED on peut estimer la fiabilité de l'analyse par reconstruction d'image et détecter une variabilité dans certains cas.

Les objets ont des morphologies très différentes : anneaux, disques, structures compactes, étendues et non-résolues. L'analyse des profils radiaux permet de quantifier l'extension radiale et détecter les différentes composantes dans l'image.



L'analyse azimutale permet quant à elle de confirmer la présence d'effets de transferts radiatifs dus à l'orientation de l'objet ou de détecter les asymétries des objets.

Ces analyses sont les premiers pas pour analyser les distributions spatiales des objets observés par interférométrie dans l'espace image. Les profils radiaux et azimutaux dépendent des orientations des objets qui ont été choisies en fonction des images reconstruites. Si ces inclinaisons sont mauvaises cela peut changer l'interprétation des données. Cependant, si ces orientations sont correctes on peut détecter des asymétries dans le disque qui peuvent prêtre causés par des tourbillons crée dans les région plus externes. Ces tourbillons peuvent-être générés par des instabilités barocliniques ou de Rossby. Les profils radiaux peuvent être comparés aux profils qu'on obtiendrait avec des disques d'accrétion dominés par la viscosité ou par des disques disques évasés. Ces profils guident l'analyse des données mais les modèles devront être ajustés aux visibilitées. Les cavités peuvent aussi être étudiées et détectées avec ces méthodes.

De plus avec l'avènement des interféromètres à 4 télescopes ou plus assez sensibles pour observer les objets jeunes (PIONIER, GRAVITY, MIRC) il est possible de faire ces images dans un intervalle de 2 ou 3 semaines. Cela donne donc l'opportunité de faire plusieurs images sur une année et sonder la nature de la variabilité dans les disques internes de ces objets sans *a priori* forts. De plus, Gravity possède une résolution spectrale suffisante pour pouvoir résoudre la raie  $\text{Br}_\gamma$  et la localiser directement à partir d'une image du continu.

Une fois les images reconstruites il est nécessaire de compléter l'étude en allant plus loin avec des études individuelles des objets en se servant des modèles physiques. Ces modèles serviraient à simuler des données interférométriques, reconstruire des images et les comparer aux images sur les données réelles. Cela faciliterait l'interprétation et donnerait des pistes pour améliorer les reconstructions et les régularisation. Par exemple, il serait intéressant de trouver une régularisation plus efficace pour le flux étendu pour éviter la formation de tâches. Pour l'instant on peut déterminer que ce flux étendu existe mais que sa morphologie n'est pas bien reconstruite.

Le travail de développement et l'analyse astrophysique des objets reconstruits fait partie de mes projets futurs.

# Chapitre 7

## Un objet particulier : MWC158

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Une étoile B[e]</b> . . . . .	<b>134</b>
<b>7.2</b>	<b>Observations interférométriques</b> . . . . .	<b>136</b>
<b>7.3</b>	<b>Ajustement de modèles géométriques</b> . . . . .	<b>138</b>
7.3.1	Premières contraintes sur la morphologie de l'émission. .	138
7.3.2	Ajustement avec phases de clôture . . . . .	139
7.3.3	Variabilité . . . . .	142
<b>7.4</b>	<b>Imagerie</b> . . . . .	<b>143</b>
<b>7.5</b>	<b>Détection d'éjections ?</b> . . . . .	<b>144</b>

---

## 7.1 Une étoile B[e]

Les étoiles B[e] sont des étoiles de type spectral B qui ont un fort excès infrarouge et qui présentent des raies interdites dans leur spectre optique (Slettebak 1976; Allen & Swings 1976; Zickgraf 1998). Il est difficile de déterminer leur nature évolutive observationnellement malgré un schéma de classification (Lamers et al. 1998; Miroshnichenko 2007). Ce classement est phénoménologique et n'aboutit pas sur une nature intrinsèque de l'étoile ni sur un statut évolutif (comme dans le cas des étoiles de Herbig par exemple). En effet, des étoiles jeunes comme évoluées (nébuleuses planétaires, étoiles supergéantes, binaires en interaction) présentent des caractéristiques similaires. Des observations interférométriques à haute résolution spectrale permettent, dans certains cas, d'étudier la cinématique de leur disque de gaz interne (Malbet et al. 2007; Domiciano de Souza et al. 2007; Millour et al. 2009; Weigelt et al. 2011; Kraus et al. 2008, 2012b; Wang et al. 2012; Wheelwright et al. 2012a,b, 2013). Il arrive qu'un compagnon stellaire soit détecté. Son passage au périhélie perturbe le disque interne et peut provoquer des éjections ou accrétions de matière (Kraus et al. 2012b).

MWC158 (aussi appelée HD50138) fait partie de la catégorie des étoiles B[e]. Malgré de nombreuses études, son statut évolutif est encore débattu (Jaschek et al. 1993; Morrison & Beaver 1995; Jaschek & Andrillat 1998; Lamers et al. 1998; Borges Fernandes et al. 2009, 2011, 2012). Certains auteurs la considèrent comme une étoile jeune (HB[e]) et d'autres comme une étoile qui a tout juste quitté la séquence principale. La présence d'un disque d'accrétion (qui est une des caractéristiques des objets jeunes) n'est pas contredite par les données de polarisation et de spectroscopie dans le visible (par ex. Vaidya et al. 1994). Cette étoile est située à 392 pc (van Leeuwen 2007) et n'est probablement pas associée à une nébulosité (Maddalena et al. 1986) qui est un des critères des étoiles de Herbig.

Le type spectral de MWC158 est difficile à contraindre du fait notamment de sa variabilité. Dans la littérature on associe à cette étoile des types spectraux allant de B5 à A0 et des classes de luminosité de I à V (voir Table 7.1). Récemment Borges Fernandes et al. (2009) ont contraint son type spectral à B6-7 III-V. La variabilité des raies et les hausses de luminosité de cette étoile ont été observées et interprétées comme des éjections de matière sous forme de coquille (Merrill 1931; Hutsemekers 1985; Andrillat & Houziaux 1991; Pogodin 1997; Borges Fernandes et al. 2009). Pour expliquer ces variations, la piste de la binarité a été évoquée par Cidale et al. (2001) et Baines et al. (2006) mais n'a pas été confirmée (Corporon & Lagrange 1999; Borges Fernandes et al. 2011). Une variabilité de courte période a été observée par Borges Fernandes et al. (2012) et attribuée à des pulsations de l'étoile. Enfin, la matière circumstellaire n'est pas distribuée uniformément autour de l'étoile. Les études de spectropolarimétrie et de polarimétrie dans l'UV et le visible (Bjorkman et al. 1998; Yudin & Evans 1998; Oudmaijer & Drew 1999; Vink et al. 2005; Harrington & Kuhn 2009) donnent l'angle de position de la polarisation de  $\approx 160^\circ$ . Cela est orthogonal aux orientations du disque trouvées par interférométrie infrarouge (Monnier et al. 2009; Borges Fernandes et al. 2011, voir Table 7.2).

TABLE 7.1 – Caractéristiques de MWC 158

General		
		Ref.
Age	0.1 Myr	Harrington & Kuhn (2009)
Distance	$290_{-50}^{+90}$ pc	Bjorkman et al. (1998)
”	$392_{-70}^{+100}$ pc	van Leeuwen (2007)
Mass	$5 M_{sun}$	Bjorkman et al. (1998)
Spectral type	B5III	Bjorkman et al. (1998)
”	B9D	Oudmaijer et al. (1992)
”	B6 III-IV	Lamers et al. (1998)
”	B6-7 III/V	Borges Fernandes et al. (2009)
”	B9D	Tomasella et al. (2010)
”	B5V[e]	Juhász et al. (2010)
$V$	6.5	Bjorkman et al. (1998)
”	6.58	Tomasella et al. (2010)
”	6.6	Borges Fernandes et al. (2009)
”	6.6	Harrington & Kuhn (2009)
$E(B - V)$	0.08	Borges Fernandes et al. (2009)
$T_{eff}$	13300 K	Lamers et al. (1998)
”	15500 K	Harrington & Kuhn (2009)
$\log(L/L_{sun})$	2.85	Lamers et al. (1998)
”	2.85	Harrington & Kuhn (2009)
”	$3.06 + / - 0.27$	Borges Fernandes et al. (2009)
Accretion rate	$5.5e^{-7} M_{\odot}/an$	Donehew & Brittain (2011)
$L_{acc}$	$18.8 L_{\odot}$	Donehew & Brittain (2011)
Polarimétrie		
PA	Pourcentage	Ref.
$161^{\circ}$	$0.39 + / - 0.02$	WUPPE Catalog (90-95)
$158^{\circ}$	0.69%	Bjorkman et al. (1998)
$135^{\circ}$		Vink et al. (2005)
	1-0.8%	Harrington & Kuhn (2009)
Binarité		
PA	Séparation	Ref.
-	-	Corporon & Lagrange (1999)
$30^{\circ}$	$> 16 \pm 2mas$	Baines et al. (2006)
-	-	Monnier et al. (2009)

TABLE 7.2 – **Tailles et orientations des régions internes déterminées par interférométrie.** Les deux premières colonnes représentent la largeur à mi-hauteur de la première et la deuxième (si ajustée) Gaussienne ajustée aux données. La 3ème colonne définit l’inclinaison de l’objet (i), la 4ème l’angle de position (PA). La cinquième colonne montre le  $\chi_{\text{red}}^2$  et la sixième la longueur d’onde d’observation. Enfin la dernière colonne indique les références : (1) : Monnier et al. (2009), (2) : Borges Fernandes et al. (2011).

FWHM (mas)	FWHM2 (mas)	i	PA	$\chi_{\text{red}}^2$	$\lambda(\mu\text{m})$	Ref.
$66 \pm 4$		$45^\circ$	$63^\circ \pm 6^\circ$	1	10.7	(1)
$64.7 \pm 0.6$		$70.1^\circ \pm 0.7^\circ$	$59.1 \pm 1.7$	5.1	"	(2)
$35.2 \pm 1.5$	$131.4 \pm 11.2$	$56.7^\circ \pm 0.4^\circ$	$65.9^\circ \pm 2.0^\circ$	1.9	"	(2)
$4.4 \pm 0.5$		$54^\circ \pm 8^\circ$	$66^\circ \pm 9^\circ$	40.8	2.2	(2)
$3.0 \pm 0.4$	14.0	$54^\circ \pm 8^\circ$	$77^\circ \pm 2^\circ$	13.3	2.2	(2)

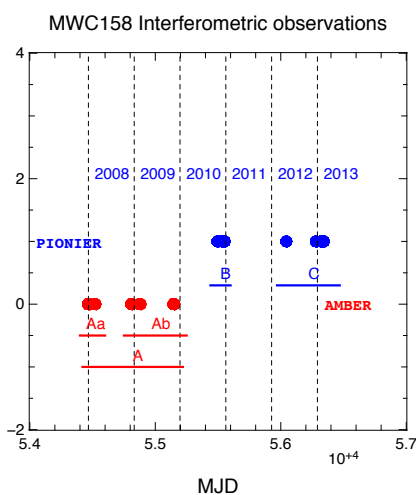


FIGURE 7.1 – Représentation temporelle des données obtenues sur MWC158. Les points en rouge ont été pris avec AMBER et en bleu avec PIONIER. L’époque A correspond aux données AMBER et des données en  $H$  et en  $K$  ont été enregistrées.

## 7.2 Observations interférométriques

MWC158 est une source hivernale. Les données interférométriques ont été récoltées sur 6 ans :

- 1811 mesures de visibilité carrée.
- 899 mesures de phase de clôture.

La richesse de ses données semble être suffisante pour reconstruire une image si l’objet est invariable dans le temps. Mais cet objet possède une variabilité photométrique connue. C’est pourquoi, les analyses vont être faites en regroupant les mesures entre elles comme sur la Figure 7.1. Les données ont été divisées en 3

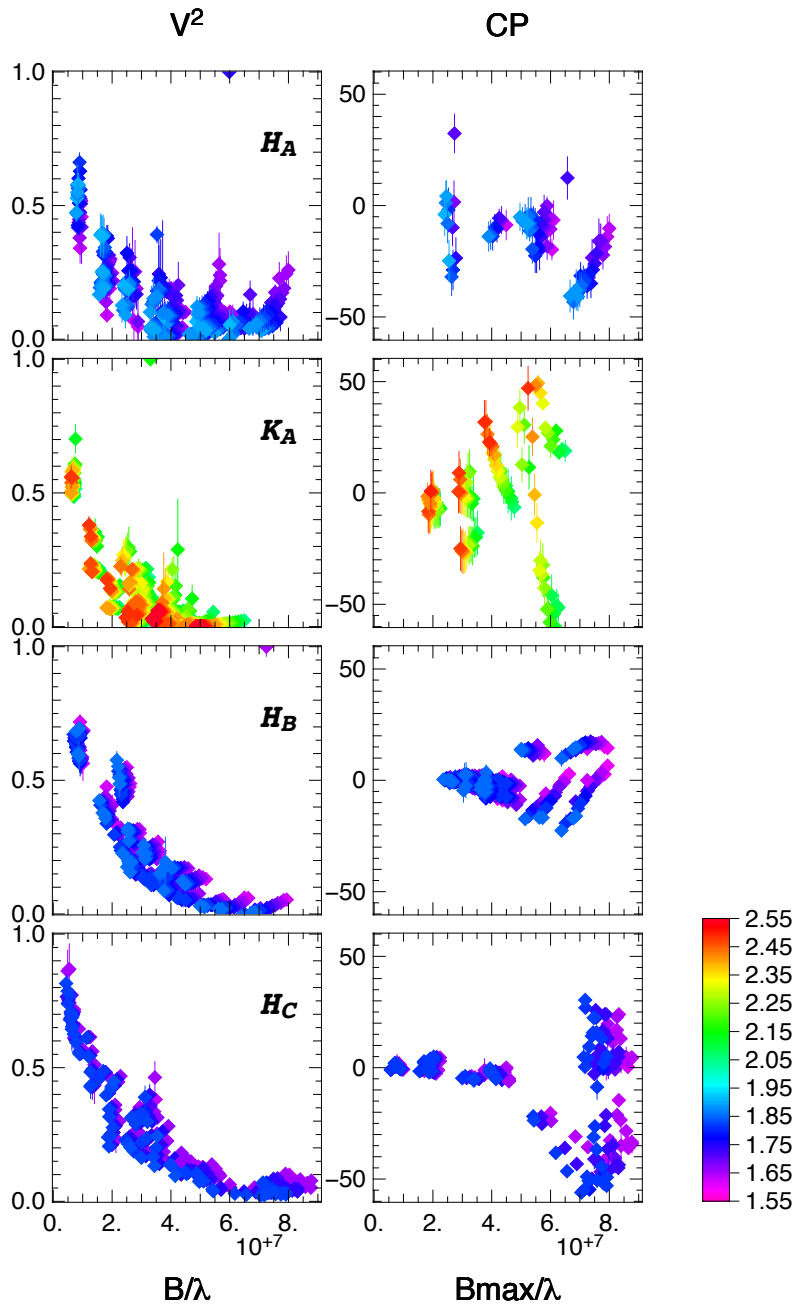


FIGURE 7.2 – Graphiques représentant les données ( $V^2$  et phases de clôture) en fonction de la fréquence spatiale pour les différentes époques A, B et C. Les phases de clôture sont indiquées en fonction de la plus grande fréquence spatiale sondée dans le triangle de clôture ( $B_{\max}/\lambda$ ). L'époque A contient deux lignes car il y a des données pour deux canaux spectraux  $H$  et  $K$ . On peut voir que l'objet a des  $V^2$  plus résolues en bande  $K$ . On voit des différences entre les différentes époques en bande  $H$ . Le signal de phases de clôture est très élevé, indiquant une forte asymétrie de l'objet.

périodes A, B et C comme indiqué sur la Figure 7.1. La période A est composée de données en  $H$  et en  $K$  notées  $H_A$  et  $K_A$  prises simultanément par l'instrument AMBER. Les données des périodes B et C ont été récoltées en bande  $H$  et seront appelées  $H_B$  et  $H_C$ .

Toutes les données sont montrées sur la Figure 7.2. On remarque sur cette figure un fort chromatisme qui est donc indépendant du temps et de l'instrument.

Une petite différence entre les courbes de visibilité carrées est présente, mais la variabilité est surtout visible dans les phases de clôture.

## 7.3 Ajustement de modèles géométriques

### 7.3.1 Premières contraintes sur la morphologie de l'émission.

Pour débiter, j'ai ajusté aux visibilité carrées un modèle géométrique simple et centro-symétrique pour avoir une idée de la taille, des orientations et de la répartition des flux dans le continu. Le modèle ajusté comporte une étoile non résolue et deux anneaux à profils Gaussiens définis par leur rayon  $r$ , leur épaisseur à mi hauteur  $w$ , leur inclinaison  $i$  et leur angle de position  $PA$ . Deux anneaux ont été utilisés car à petites fréquences spatiales les visibilité indiquent une structure étendue. La visibilité de l'étoile ( $V_*$ ) et celle d'un anneau ( $V_{\text{anneau}}$ ) s'écrivent :

$$V_* = 1 \quad (7.1)$$

$$V_{\text{anneau}} = J_0(2\pi\nu'r) \exp\left(-\frac{(\pi r w \nu')^2}{4 \log 2}\right) \quad (7.2)$$

avec  $\nu' = \{u', v'\}$  étant la fréquence spatiale orientée :

$$u' = u \cos PA + v \sin PA \quad (7.3)$$

$$v' = (-u \sin PA + v \cos PA) \cos i \quad (7.4)$$

Les rapports de flux de l'étoile ( $f_*^0$ ) et des deux anneaux ( $f_1^0$  et  $f_2^0$ ) sont définis au milieu de la bande  $H$  pour les périodes A, B et C sont extrapolés avec les lois de corps noir :

$$f_* = f_*^0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-4} \quad (7.5)$$

$$f_1 = f_1^0 \frac{B_\lambda(T_1)}{B_{\lambda_0}(T_1)} \quad (7.6)$$

$$f_2 = f_2^0 \frac{B_\lambda(T_2)}{B_{\lambda_0}(T_2)} \quad (7.7)$$

$f_*$  étant le flux de l'étoile supposé dans le régime de Rayleigh-Jeans,  $f_1$  et  $f_2$  sont les flux du premier et deuxième anneau supposés émettre tels des corps noirs ( $B_\lambda$ ) de température  $T_1$  et  $T_2$  respectivement. D'après les données photométriques,  $f_*^0$  a été fixé à 19% en bande  $H$  et à 8% en  $K$ .

TABLE 7.3 – Résultat de l’ajustement paramétrique de 3 époques (A, K et B+C) avec un modèle axisymétrique. Le flux de l’étoile a été fixé à 19% en band  $H$  et à 8% en band  $K$ . Les inclinaisons et les angles de positions des deux anneaux sont égaux.

Parameter	Value	Value	Value	Unit
Données	$K_A$	$H_A$	$H_B+H_C$	
$T_1$	2593	1476	1259	K
$r_1$	1.02	1.04	1.19	mas
$w_1$	3.32	3.1	3.0	mas
$f_1^0$	67%	59%	59%	
$i_1$	60	59	62	deg
$PA_1$	61	65	69	deg
$T_2$	1118	748	1173	K
$r_2$	2.96	2.77	7.3	mas
$w_2$	8.2	11.1	8.03	mas
$f_2^0$	25%	22%	22%	
$i_2$	60	59	62	deg
$PA_2$	61	65	69	deg

Les résultats sont présentés sur la Table 7.3 et sur la Figure 7.3. Les ajustements sont corrects sans être excellents ( $\chi_{\text{red}}^2 \approx 4$ ). Ils montrent que la morphologie de l’émission est compatible avec une inclinaison de  $60^\circ$  et un angle de position de  $65^\circ$  comparables aux résultats de Borges Fernandes et al. (2009). Les ajustements en bande  $H$  montrent un anneau compact de rayon  $\approx 1$  mas et d’épaisseur  $\approx 3$  mas, ce qui peut être approché par une Gaussienne de 4 mas de largeur à mi-hauteur. La température pour cette région compacte est de 1400-1500 K, température typique de sublimation de la poussière. Le second anneau donne l’information sur une composante plus étendue. On remarque que cette composante change de géométrie entre les périodes A et B+C. A ce stade de l’analyse, il est possible que cette variabilité soit due aux différents biais induits entre les instruments.

### 7.3.2 Ajustement avec phases de clôture

La différence des tailles caractéristiques entre les époques A et B+C a l’air d’indiquer une variabilité spatiale de la source. Pour explorer les possibles asymétries des disques, il faut faire un ajustement avec les phases de clôture. Les données de l’époque A ne permettent pas de contraindre suffisamment l’asymétrie du signal à cause de leur faible nombre. L’étude va donc porter sur l’analyse des données de l’instrument PIONIER, c’est-à-dire les données B et C. Pour prendre en compte la variabilité, ces données seront séparés pour l’analyse.

#### 7.3.2.1 Modulation de l’anneau

Les asymétries de l’anneau sont créées par des modulations azimutales de sa brillance qui cherchent à reproduire des effets de transfert radiatif. Celles-ci sont



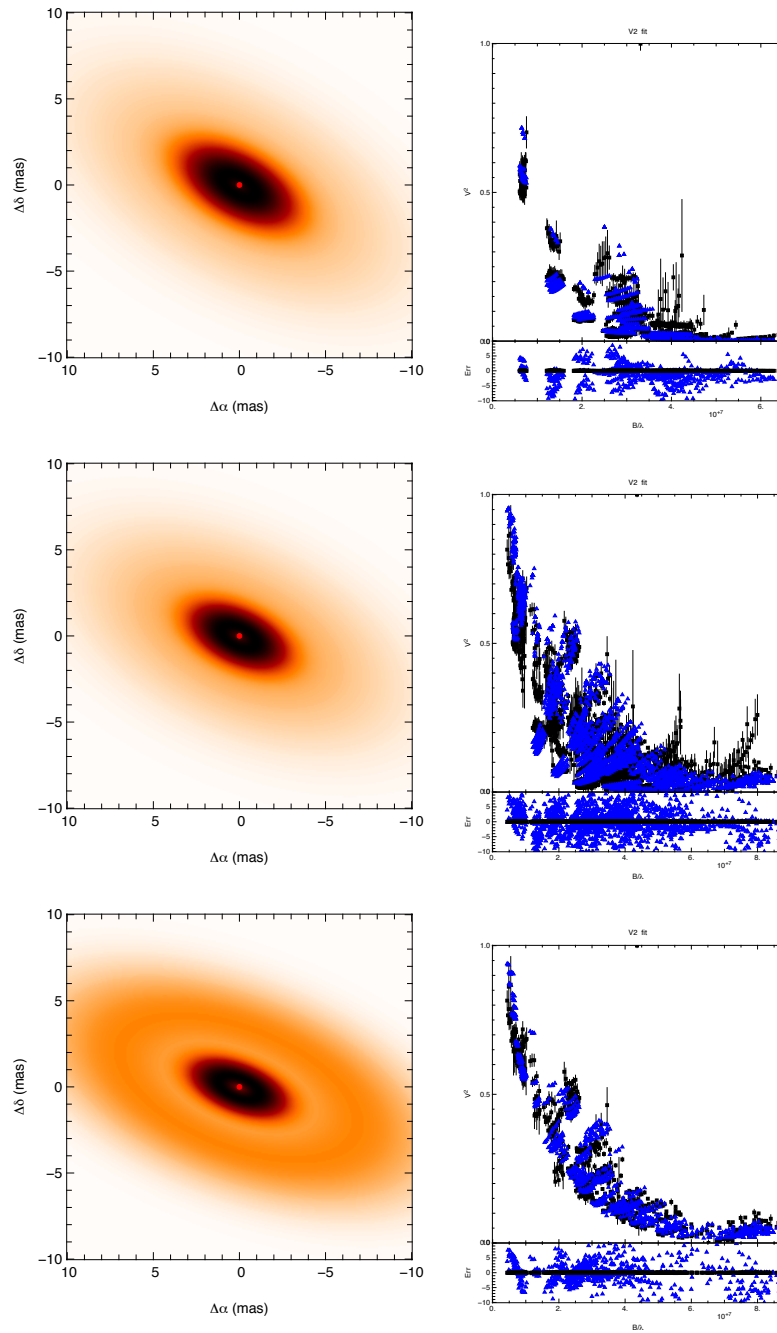


FIGURE 7.3 – Images et  $V^2$  correspondent aux ajustements paramétriques. En haut : l'ajustement sur les données  $K_A$ . Au centre : sur les données  $H_A$ . En bas : sur les données  $H_{B+C}$ . En noir les données. En bleu le modèle paramétrique.

présentées sur la Figure 7.4. Il y a deux niveaux de modulation : une modulation sinusoïdale selon  $2\pi$  et une selon  $\pi$ . Il suffit d'introduire deux paramètres par modulation afin de les définir. Ceux-ci seront  $c_1$  et  $s_1$  pour la modulation selon  $2\pi$  et  $c_2$  et  $s_2$  pour la modulation selon  $\pi$ . La visibilité de l'anneau modulé ( $V_{\text{anneau}}$ )

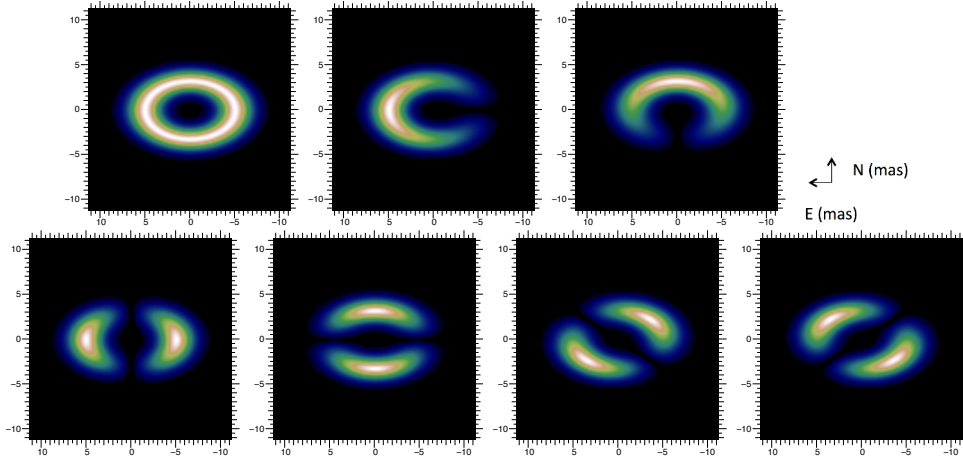


FIGURE 7.4 – Images décrivant la modulation azimuthale. De gauche à droite et de haut en bas : anneau non-modulé, anneau de modulation de 1er ordre avec  $c_1 = 1$ , anneau de modulation de 1er ordre avec  $s_1 = 1$ , anneau avec modulation d'ordre 2 avec  $c_2 = 1$ ,  $c_2 = -1$ ,  $s_2 = 1$  et  $s_2 = -1$  respectivement. Le modèle d'anneau final peut combiner toutes ces modulations avec la pondération correspondantes aux paramètres de modulation ( $c$  et  $s$ ).

s'écrit :

$$V_{\text{anneau}} = \left( J_0(2\pi\nu'r) - i(c_1 \cos(\alpha) + s_1 \sin(\alpha))J_1(2\pi r\nu') \right) \quad (7.8)$$

$$- (c_2 \cos(2\alpha) + s_2 \sin(2\alpha))J_2(2\pi r\nu') \exp\left(-\frac{(\pi r w \nu')^2}{4 \log 2}\right) \quad (7.9)$$

avec  $\alpha$  l'angle avec le demi grand axe de l'anneau et l'angle de position de la base.

### 7.3.2.2 Résultats

J'ai commencé par ajuster des modèles avec 11 paramètres libres : les deux rayons des anneaux ( $r_1$  et  $r_2$ ), leur largeur ( $w_1$  et  $w_2$ ), leurs températures ( $T_1$  et  $T_2$ ), leurs modulations azimuthales de  $2\pi$  ( $c_1$ ,  $s_1$  et  $c_2$ ,  $s_2$ ) et le flux du premier anneau ( $f_1$ ). Les paramètres fixés sont le rapport du flux de l'étoile sur le flux total ( $f_*^0 = 0.19$ ), les orientations des disques ( $PA = 69^\circ$  et  $i = 60^\circ$ ) issus des ajustements des  $V^2$ .

Les résultats sont montrés dans la Table 7.4 et sur la Figure 7.5. Malgré de  $\chi_{\text{red}}^2$  moyens, les écarts aux données sont surtout présentes dans les phases de clôture. Les asymétries sont donc mal reproduites. Cependant, on peut constater que la taille globale de l'objet est respectée. Les rayons et largeurs des deux anneaux sont très semblables pour les deux périodes. Les rapports de flux entre les deux anneaux sont aussi comparables

Les différences sont surtout dans le comportement chromatique du grand et du petit anneau. En effet, le petit anneau n'est pas le plus chaud dans les deux

TABLE 7.4 – Résultats de l’ajustement des données des époques B et C avec des modèles asymétriques. Le flux de l’étoile est fixé à 19%. Les inclinaisons et angles de position des anneaux sont fixés à 60° et 69° respectivement. Les erreurs sont calculées à partir de l’algorithme d’ajustement par gradient. Leurs valeurs supérieures sont indiquées.

Dataset		B		C	
$\chi_{\text{red}}^2$		12.8		11.1	
Parameter	Unit	Value	Error	Value	Error
$T_1$	K	1337.7	0.1	2743.5	0.1
$r_1$	mas	1.36	0.01	1.43	0.01
$w_1$	mas	3.27	0.01	2.23	0.01
$f_1$		64.96%	0.01	51.5%	0.1
$c_1$		0.038	0.001	0.984	0.001
$s_1$		0.999	0.001	0.178	0.001
$T_2$	K	2040.0	0.1	1727.3	0.1
$r_2$	mas	8.31	0.01	6.24	0.01
$w_2$	mas	6.37	0.01	6.47	0.01
$f_2$		16.04%	0.01	29.5%	0.1
$c_2$		0.039	0.001	-0.027	0.001
$s_2$		-0.112	0.001	-0.328	0.001

cas comme on pourrait s’y attendre. Etant donné la qualité médiocre de l’ajustement on peut supposer que les caractéristiques géométriques et chromatiques se superposent pour donner ce résultat complexe. On peut conclure qu’avec un ajustement à 11 paramètres il est difficile d’expliquer toutes les données et qu’il est, dans ce cas, nécessaire de reconstruire une image.

### 7.3.3 Variabilité

On peut cependant étudier la variabilité entre les deux sources en comparant le meilleur ajustement de l’époque B aux données de l’époque C et inversement. C’est ce qui est montré sur la Figure 7.6. On voit que les deux époques ne sont pas du tout compatibles au niveau des  $V^2$  mais surtout au niveau des phases de clôture. Ces différences sont marquées au niveau du  $\chi_{\text{red}}^2$  qui est de l’ordre de 137.5 et 159.1 sur les données B et C respectivement.

De ces différences on peut tirer plusieurs conclusions. La première c’est que la taille caractéristique et les orientations ne changent pas entre les deux époques. La deuxième est que la différence vient de la différence en asymétrie. La troisième et dernière conclusion est que la dépendance chromatique et donc les températures en jeu dans les deux époques sont différentes. On peut le voir dans la forme des « virgules » chromatiques.

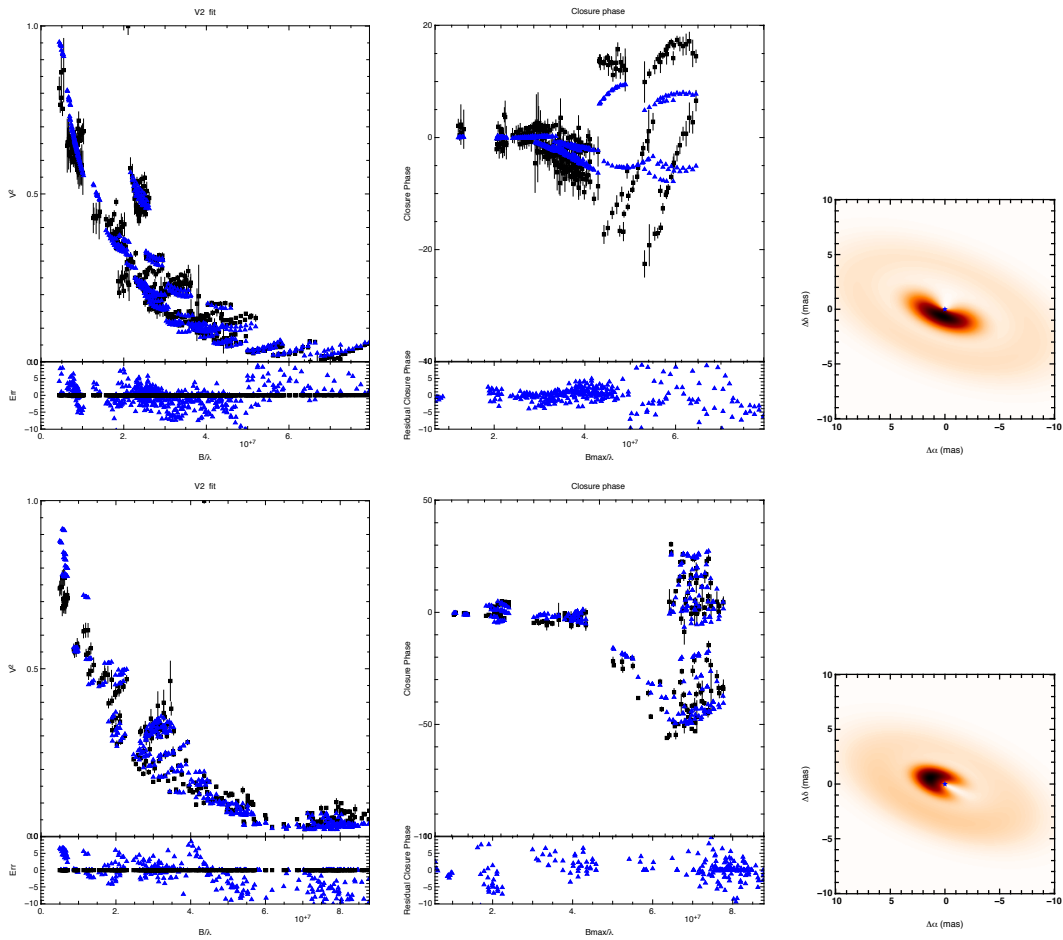


FIGURE 7.5 – Résultats de l’ajustement paramétrique avec les paramètres décrits sur la Table 7.4. Première ligne : époque B. Deuxième ligne : époque C.

## 7.4 Imagerie

Devant une telle complexité de l’objet la reconstruction d’image est une méthode efficace pour remonter à la distribution de luminosité de l’objet avec un minimum *d’a priori*. Les reconstructions d’images ont été effectuées en utilisant la méthode SPARCO définie au chapitre 4. L’étoile est soustraite en utilisant les données photométriques et en fixant 19% de flux pour l’étoile. La température de l’environnement trouvée par les ajustements paramétriques précédents est proche de 1500K. Ce qui donne un indice spectral de l’environnement de 1.

Les images sont présentées sur la Figure 7.7. L’ajustement est plus proche des données ( $\chi^2_{\text{red}} = 1.8$  pour la période B et 1.1 pour la période C).

On retrouve les mêmes caractéristiques que lors des ajustements paramétriques, à savoir du flux à peine résolu au centre et du flux étendu. Le flux étendu apparaît sous la forme de quelques taches. Cela est dû au fait que le plan- $\{u, v\}$  n’est pas optimal pour bien couvrir les structures à basses fréquences spatiales. La conséquence est que la régularisation, qui vient combler le manque de données, a tendance à rassembler le flux en tâches. La géométrie n’est donc pro-

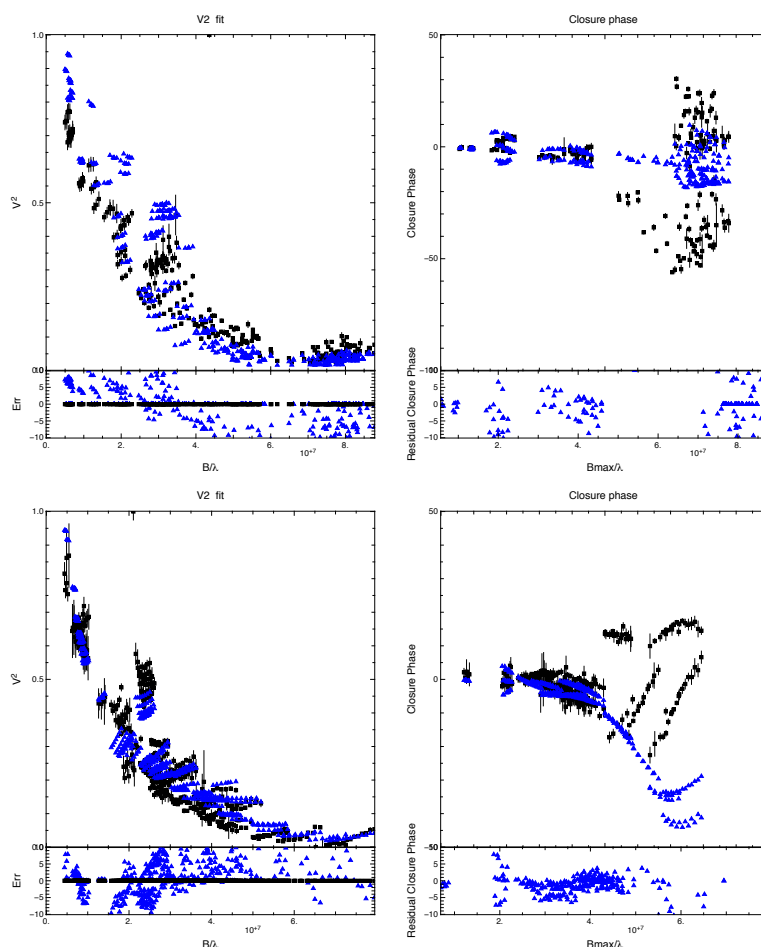


FIGURE 7.6 – Comparaison des modèles de l’époque B avec les données de la période C (première ligne) et des modèles de l’époque C avec les données de l’époque B (seconde ligne).

bablement pas la bonne, mais la présence de flux à cet endroit est nécessaire pour ajuster les données. Pour la période C, une forte asymétrie du disque est trouvée vers le Nord-Est par rapport à l’étoile. Il est intéressant de noter que l’ajustement paramétrique (malgré un mauvais ajustement des phases de clôture) montre une asymétrie similaire.

Comme dans le cas des ajustements paramétriques, la structure étendue semble plus compacte pour la période C. De plus l’imagerie, non contrainte par une orientation, révèle que cette structure est allongée selon le demi grand axe pour la période C et selon le demi petit axe pour la période B.

## 7.5 Détection d’éjections ?

Cette étude détecte et image pour la première fois des signes de variabilité géométrique pour cet objet.

Une interprétation physique uniquement à partir des données interféromé-

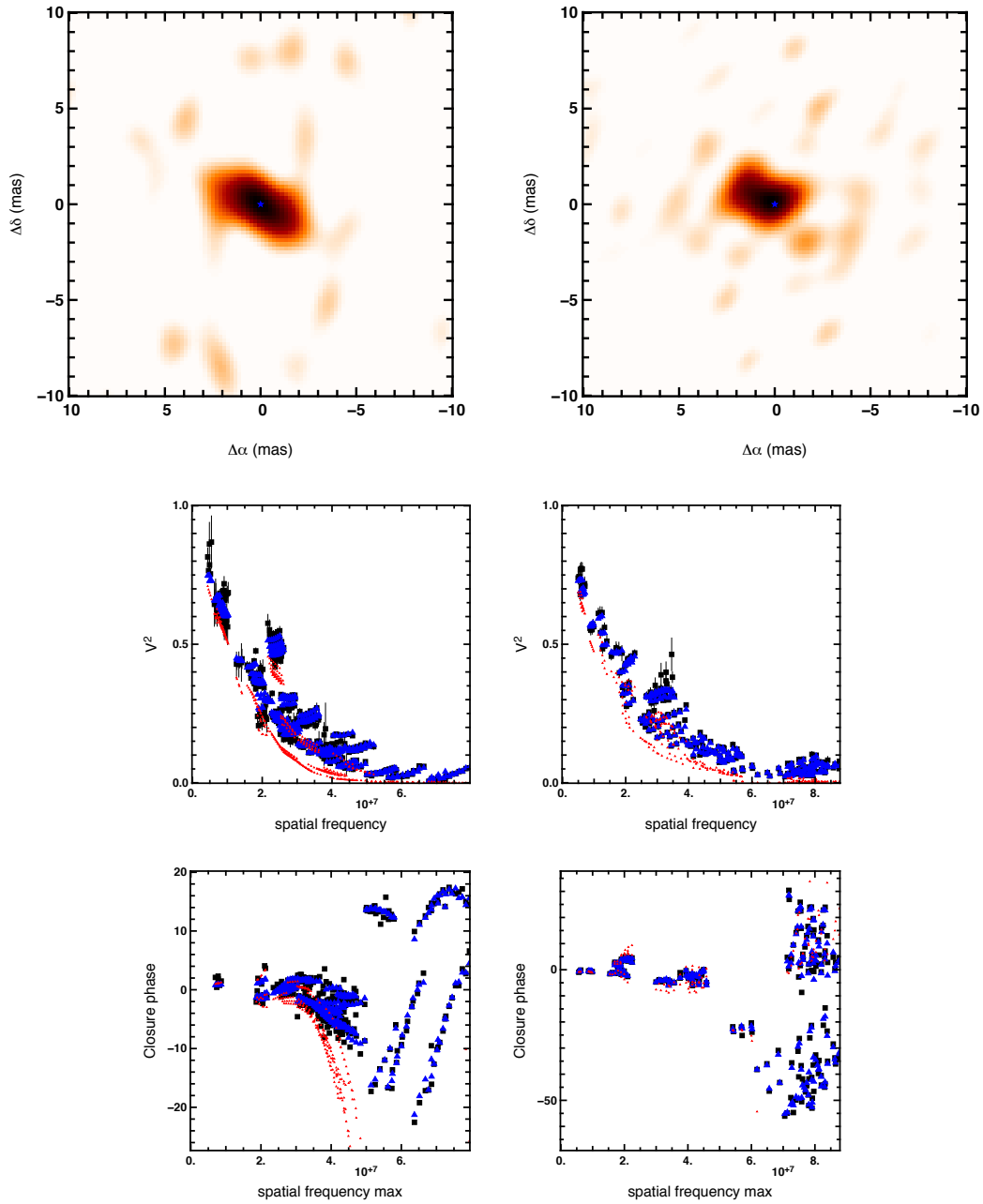


FIGURE 7.7 – En haut : images reconstruites selon la période B (à gauche) et C (à droite). Le flux de l'étoile est fixé à 19% et la température de l'environnement à 1500K. Les images collent bien au données ( $\chi_{\text{red}}^2$  de 1.8 et 1.1 respectivement). On peut voir une forte asymétrie surtout lors de la période C. Les tailles caractéristiques et les orientations sont similaires à celles trouvées par ajustement paramétrique (voir Table 7.2). La composante compacte présente le même type d'asymétrie même si elle n'est pas distribuée sous forme d'un anneau. La variabilité de la source entre les deux époques est clairement visible. Au milieu et en bas : les  $V^2$  et les phases de clôture avec le résultat de la reconstruction d'image (en bleu) sur les données (en noir). En rouge : les  $V^2$  et phases de clôture de l'image seule.

triques est difficile. L'analyse géométrique nous révèle néanmoins la présence de deux composantes autour de l'étoile. Elle nous confirme que la composante compacte possède la même orientation que dans les études précédentes (Borges Fernandes et al. 2011).

La variabilité détectée fait émerger l'idée de la binarité. Cependant les ajustements effectués avec un modèle de binaire ne confirment pas cette idée. La composante asymétrique ne peut être ajustée avec un flux non-résolu. De plus, les précédentes études spectroscopiques ne montrent aucun signe de binaire qui, du fait de sa proximité avec l'étoile centrale, devrait être facilement détectable (Corporon & Lagrange 1999; Borges Fernandes et al. 2009, 2012).

Il est difficile de savoir avec deux images si l'asymétrie qu'on détecte a un mouvement orbital ou si c'est la signature d'une éjection (en particulier à la période C). Compte tenu de la masse de l'étoile centrale ( $5M_{\odot}$ ) et de la distance de la surdensité détectée (1.5 mas à 392 pc  $\approx$  0.6 au) donne une période d'orbite Keplérienne circulaire de 76 jours. Les observations ayant lieu tous les ans, la période est mal discrétisée pour pouvoir conclure.

Le bord interne pourrait être le témoin d'une instabilité de Rossby qui se développerait en tourbillon (Meheut et al. 2012). Mais cette instabilité se développe s'il existe dans le disque une surdensité radiale de gaz ce qui n'est pas nécessairement le cas dans le bord interne de sublimation de la poussière. Enfin, Borges Fernandes et al. (2009) évoquèrent un épisode d'éjection qui fut déjà évoqué par de précédents auteurs. L'asymétrie observée serait donc une éjection de la matière de l'étoile qui pourrait perturber le disque et emporter de la poussière. Cette poussière pourrait être portée par des vents (Bans & Königl 2012) ou par une atmosphère magnétique de disque (Turner et al. 2014).

Des observations avec une bonne couverture du plan- $\{u, v\}$  et plus régulières dans le temps pourraient nous permettre de contraindre le mouvement des asymétries et ainsi contraindre fortement la nature et l'origine de l'asymétrie détectée.

Très récemment, Ellerbroek et al. (soumis, voir Annexe B) ont observé l'émission  $H_{\alpha}$  avec l'interféromètre VEGA et ont trouvé que l'origine de l'émission était circumstellaire. J'ai participé à cette étude en fournissant les tailles caractéristiques du continu comme ajustés dans la Section 7.3.2.2. L'étude de la raie  $Br_{\gamma}$  a montré localisation au dessus du disque protoplanétaire et ayant une rotation et une géométrie compatible avec le disque circumstellaire. Mais cette étude a du être réalisée en supposant le continu comme centro-symétrique. Cette raie montre cependant une variabilité temporelle de profil (pic simple ou double), mais aucune étude n'a été faite pour essayer de déterminer des périodes de variabilité de l'ordre de l'année. L'émission est donc plus complexe qu'un simple disque Keplérien ce qui est confirmé par mon étude de la morphologie du continu. Cependant, une période de 1.7 jours a été trouvée sur d'autres raies par Borges Fernandes et al. (2012) et a été attribuée à la pulsation de l'étoile.

La nature de l'asymétrie dans la géométrie de la partie interne du disque de cet étoile demeure incertaine. Gravity, sur le point d'être installé au VLTI et qui peut observer le continu en  $K$  et dans la raie  $Br_{\gamma}$  pourrait aider à comprendre et contraindre l'environnement de cet objet. Cela pourra déboucher sur une contrainte

forte du statut évolutif de MWC158.





# Conclusion et perspectives

Ma thèse a consisté à adapter les méthodes de reconstruction d'image aux observations interférométriques d'objets jeunes et à appliquer cette technique à un premier relevé complet d'étoiles jeunes de Herbig. Comme avec le développement de l'interférométrie et la possibilité d'observer avec 4 télescopes ou plus, il est de plus en plus aisé de reconstruire des images et donc de dépasser l'analyse des données interférométriques à partir de modèles géométriques. En effet ceux-ci vont trouver les meilleurs paramètres par rapport à une géométrie imposée. Or les régions internes des disques sont si complexes qu'il est difficile de prédire leur morphologie. Avec une bonne couverture du plan- $\{u, v\}$ , la reconstruction d'image est plus à même d'exploiter au mieux les données et d'offrir une image de l'objet avec un *a priori* plus faible.

Jusqu'à présent les algorithmes de reconstruction d'image ne prenaient pas en compte la présence d'une source ponctuelle central et la différence de température entre celle-ci et l'environnement. Or, les objets jeunes sont constitués d'une photosphère faiblement résolue et entourée de poussière et de gaz ayants une géométrie complexe. L'étoile et son environnement ont des températures très différentes. Cela se traduit par des évolutions chromatiques et spatiaux différentes et produit un effet fort dans les données interférométriques dispersées spectralement.

## Une nouvelle approche semi paramétrique pour la reconstruction d'images appliquée aux étoiles de Herbig

L'approche que j'ai développée permet de tirer bénéfice des connaissances partielles de ces objets afin de reconstruire les parties internes et de prendre en compte le chromatisme qui nous informe sur les températures présentes dans le disque. La méthode SPARCO (approche semi-paramétrique pour la reconstruction d'objets chromatiques) divise le modèle ajusté aux données en deux parties. La première partie correspond à l'étoile, modélisée par un objet ponctuel dans le régime de Rayleigh-Jeans. La deuxième est l'image reconstruite qui possède une température différente et donc un comportement chromatique et spatial différent. Cette approche permet d'ajuster les observations comme cela a été montré sur les données récoltées avec l'instrument PIONIER.

Le programme d'observation mené avec cet instrument a permis de récolter des données sur un grand échantillon d'étoiles jeunes. Une grande majorité des sources observées montrent cet effet chromatique. Pour reconstruire une image il est donc nécessaire de prendre en compte ce comportement spécifique.

Cette nouvelle approche requière cependant une bonne connaissance des paramètres chromatiques  $f_0^*$  et  $d_{\text{env}}$  qui peuvent être obtenus par des mesures photométriques. Etant donné que ces objets sont variables, cette photométrie doit, dans l'idéal, être contemporaine aux observations interférométriques ce qui n'a pas été le cas pour ce programme. Pour outrepasser cette difficulté, j'ai mis en place des méthodes afin de retrouver ces paramètres à partir des données interférométriques. Je les ai comparés aux données photométriques non-contemporaines et discuté les écarts ainsi que les correspondances. Il en sort que le terme non résolu séparé de la reconstruction d'image peut contenir des parties de l'environnement stellaire. Cela va fausser la détermination de la température de l'environnement à partir des données interférométriques.

Les images reconstruites sur les objets jeunes ont pour la première fois été analysées géométriquement à l'aide de profils radiaux et azimutaux. Il en ressort que dans nombreuses images les parties internes sont marginalement résolues. Cependant, il est intéressant de voir du flux étendu (synonyme de cavité?) dans les images pour une partie des objets, notamment les étoiles de Herbig du groupe I, validant l'interprétation de leur SED comme étant celle des disques de transition (ou pré-transitionnels). Les profils azimutaux mettent clairement en évidence des effets d'inclinaison des disques (HD45677, HD98922, HD144668) ainsi que des asymétries (MWC158).

L'étude de MWC158 a permis d'imager pour la première fois la variabilité d'une asymétrie géométrique proche de l'étoile. Malgré le manque de données régulières pour déterminer la nature exacte de l'asymétrie et de l'objet, cette étude donne des premières pistes sur ce qui se passe dans les région internes. Cette asymétrie n'a pas été détecté dans les études précédentes. Cette étude apporte donc une caractéristique supplémentaire à cet objet qui devrait être prise en compte dans les études futures.

## Quels pistes pour l'avenir ?

L'approche SPARCO que j'ai développée peut être adaptée et complexifiée de multiples façons. Pendant la thèse, j'ai eu l'opportunité de **travailler sur des objets de natures différentes** (étoiles Mira, étoiles de la branche asymptotique des géantes). et de révéler la morphologie des enveloppes entourant ces étoiles afin de contraindre leurs modèles, qui sont généralement à symétrie sphérique. Pour cela j'ai adapté la méthode SPARCO en remplaçant l'étoile non résolue par un disque incliné (voir Figure 7.8 ; Paladini et al., en préparation). La même technique a été utilisée pour le Beauty Contest 2014 (voir papier en Annexe C), qui a été réalisé pour la première fois sur des données réelles. Au delà de la complexification géométrique et spectrale des modèles paramétriques dans la méthode SPARCO, il est important d'introduire la **dimension temporelle**. En effet, pour l'étude des disques circumbinaires il est possible de paramétriser la binaire centrale en prenant en compte l'orbite afin de reconstruire une image moyennée de l'environnement. Ce travail est en cours pour l'objet HD104237. Enfin, avec des mesures du continu et des raies (par exemple  $\text{Br}_\gamma$ ) il serait possible de développer l'algorithme de reconstruction d'image afin de localiser l'émission de la raie par rapport à l'image

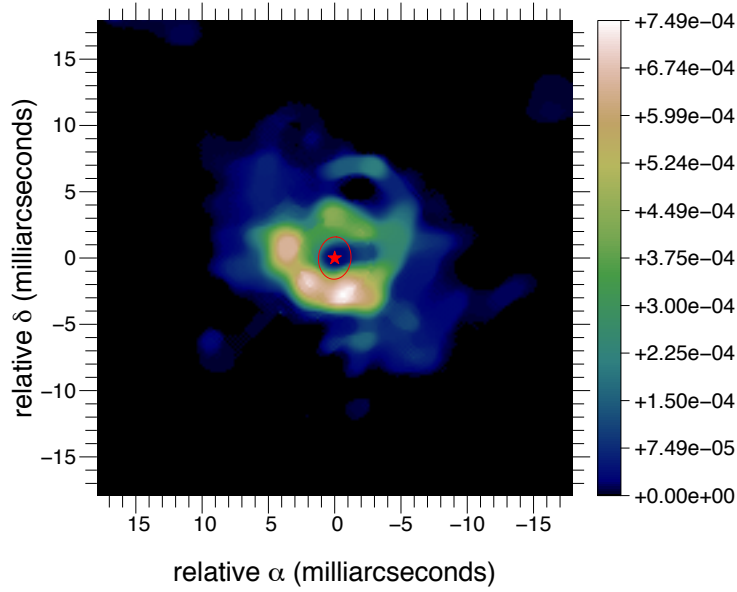


FIGURE 7.8 – Reconstruction d’image avec SPARCO sur une étoile Mira.

reconstruite du continu dans des objets comme Z CMa par exemple.

L’étude des reconstructions d’images présentée au chapitre 6 doit être finalisée. Il serait par exemple nécessaire d’adapter les paramètres des reconstructions d’image plus finement à chaque objet observé (taille des pixels, régularisation). En outre, le besoin d’une régularisation plus forte pour les flux étendus est apparu pendant cette étude. Le travail de reconstruction d’images ne peut se faire sans inclure les **modèles d’environnement des étoiles jeunes**, en particulier avec des structures verticales et radiales du bord interne différentes. Les reconstructions d’images sur ces modèles indiqueraient s’il est possible de distinguer entre différents scénarios et si les images issues des données sont comparables aux modèles (axisymétrie, étendue du flux résolu). Les comparaisons avec les images issues du Large Program permettront d’amener des contraintes sur les géométries internes des disques observés.

Les **futurs instruments** comme Gravity et Matisse seront adaptés en plusieurs aspects à la reconstruction d’image. En observant dans la bande  $K$  et disposant d’une résolution spectrale nécessaire pour résoudre les raies de l’hydrogène et du CO, Gravity produira les observables nécessaires à une analyse géométrique et dynamique des objets observés en permettant de reconstruire la position des raies à partir d’une image du continu. Matisse, quant à lui, permettra d’observer la composition des poussières grâce à l’observation des raies de silicates dans la bande  $N$ . Il sera alors possible d’imager la répartition des différentes compositions dans le disque. De plus, Matisse et Gravity seront très intéressants pour étudier la variabilité des objets jeunes. À l’échelle des premières unités astronomiques la variabilité est de l’ordre de quelques mois. On peut sonder l’influence des asymétries internes (sondées par Gravity) sur l’énergie reçue dans les parties intermédiaires sondées par Matisse (effets d’ombre).

A plus long terme, ce travail s'inscrit dans les travaux de la communauté autour du Planet Formation Imager (PFI). Ce projet, qui n'en est qu'à ses débuts, a pour but d'imager les zones de formation planétaire autour des étoiles jeunes. Mon travail est donc précurseur dans ce domaine et son développement permettra, à terme, d'optimiser les capacités d'imagerie de cet instrument.

En conclusion, ma thèse a permis une avancée significative dans la technique de reconstruction d'image pour analyser les parties internes des étoiles jeunes. Cela a été démontré par l'application de mon approche aux données issues de l'instrument PIONIER en reconstruisant la morphologie des régions internes et en détectant de fortes asymétries (MWC158).





# Bibliographie

- Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, *A&A*, 426, 151
- Acke, B., van den Ancker, M. E., & Dullemond, C. P. 2005, *A&A*, 436, 209
- Acke, B., Verhoelst, T., van den Ancker, M. E., et al. 2008, *A&A*, 485, 209
- Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. 1976, *Progress of Theoretical Physics*, 56, 1756
- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788
- Akeson, R. L., Boden, A. F., Monnier, J. D., et al. 2005, *ApJ*, 635, 1173
- Akeson, R. L., Millan-Gabet, R., Ciardi, D. R., et al. 2011, *ApJ*, 728, 96
- Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 1001
- Alencar, S. H. P., Bouvier, J., Walter, F. M., et al. 2012, *A&A*, 541, A116
- Alexander, R., Pascucci, I., Andrews, S., Armitage, P., & Cieza, L. 2013, ArXiv e-prints
- Allen, D. A. & Swings, J. P. 1976, *A&A*, 47, 293
- André, P. 1994, in *The Cold Universe*, ed. T. Montmerle, C. J. Lada, I. F. Mirabel, & J. Tran Thanh Van, 179
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, *ApJ*, 631, 1134
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, *ApJ*, 700, 1502
- Andrillat, Y. & Houziaux, L. 1991, *IAU Circ.*, 5164, 3
- Antoniucci, S., Nisini, B., Giannini, T., & Lorenzetti, D. 2008, *A&A*, 479, 503
- Ardila, D. R., Golimowski, D. A., Krist, J. E., et al. 2007, *ApJ*, 665, 512
- Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 529, L6
- Bai, X.-N. & Stone, J. M. 2013a, *ApJ*, 767, 30



- Bai, X.-N. & Stone, J. M. 2013b, *ApJ*, 769, 76
- Baines, D., Oudmaijer, R. D., Porter, J. M., & Pozzo, M. 2006, *MNRAS*, 367, 737
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Bans, A. & Königl, A. 2012, *ApJ*, 758, 100
- Barge, P. & Sommeria, J. 1995, *A&A*, 295, L1
- Baron, F., Cotton, W. D., Lawson, P. R., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8445, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Baron, F., Monnier, J. D., & Kloppenborg, B. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Baron, F. & Young, J. S. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Behrend, R. & Maeder, A. 2001, *A&A*, 373, 190
- Bell, C. P. M., Naylor, T., Mayne, N. J., Jeffries, R. D., & Littlefair, S. P. 2013, *MNRAS*, 434, 806
- Benisty, M., Natta, A., Isella, A., et al. 2010, *A&A*, 511, A74
- Benisty, M., Perraut, K., Mourard, D., et al. 2013, *A&A*, 555, A113
- Benisty, M., Renard, S., Natta, A., et al. 2011, *A&A*, 531, A84
- Berger, J.-P., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., et al. 2011, *A&A*, 529, L1
- Berger, J.-P., Zins, G., Lazareff, B., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Berthoud, M. G., Keller, L. D., Herter, T. L., Richter, M. J., & Whelan, D. G. 2007, *ApJ*, 660, 461
- Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, *A&A*, 478, 155
- Bianchi, S., Gonçalves, J., Albrecht, M., et al. 2003, *A&A*, 399, L43
- Biller, B., Lacour, S., Juhász, A., et al. 2012, *ApJ*, 753, L38
- Bjorkman, K. S., Miroshnichenko, A. S., Bjorkman, J. E., et al. 1998, *ApJ*, 509, 904

- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blondel, P. F. C. & Djie, H. R. E. T. A. 2006, *A&A*, 456, 1045
- Boccaletti, A., Pantin, E., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *A&A*, 560, A20
- Bonneau, D., Delfosse, X., Clause, J.-M., & Mourard, D. 2012, SearchCal : The JMMC Evolutive Search Calibrator Tool, astrophysics Source Code Library
- Borges Fernandes, M., Kraus, M., Chesneau, O., et al. 2009, *A&A*, 508, 309
- Borges Fernandes, M., Kraus, M., Nickeler, D. H., et al. 2012, *A&A*, 548, A13
- Borges Fernandes, M., Meilland, A., Bendjoya, P., et al. 2011, *A&A*, 528, A20
- Boss, A. P. 2001, *ApJ*, 563, 367
- Bourgès, L., Mella, G., Lafrasse, S., & Duvert, G. 2013, ASPRO 2 : Astronomical Software to PRepare Observations, astrophysics Source Code Library
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Bouvier, T., et al. 2007, *A&A*, 463, 1017
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *A&A*, 409, 169
- Bouwman, J., de Koter, A., Dominik, C., & Waters, L. B. F. M. 2003, *A&A*, 401, 577
- Brittain, S. D., Najita, J. R., & Carr, J. S. 2009, *ApJ*, 702, 85
- Brittain, S. D., Najita, J. R., Carr, J. S., et al. 2013, *ApJ*, 767, 159
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., et al. 2002, *ApJ*, 568, 1008
- Cameron, A. G. W. 1978, The primitive solar accretion disk and the formation of the planets, ed. S. F. Dermott, 49–74
- Carmona, A., Pinte, C., Thi, W. F., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Casassus, S., Perez M., S., Jordán, A., et al. 2012, *ApJ*, 754, L31
- Casassus, S., van der Plas, G., M, S. P., et al. 2013, *Nature*, 493, 191
- Chen, L., Kreplin, A., Wang, Y., et al. 2012, *A&A*, 541, A104
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Chiang, E. I., Joungh, M. K., Creech-Eakman, M. J., et al. 2001, *ApJ*, 547, 1077
- Cidale, L., Zorec, J., & Tringaniello, L. 2001, *A&A*, 368, 160
- Close, L. M., Follette, K. B., Males, J. R., et al. 2014, *ApJ*, 781, L30

- Colavita, M., Akeson, R., Wizinowich, P., et al. 2003, *ApJ*, 592, L83
- Corporon, P. & Lagrange, A.-M. 1999, *A&AS*, 136, 429
- Cotton, W., Monnier, J., Baron, F., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Coudé du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, *A&AS*, 121, 379
- Crida, A., Morbidelli, A., & Masset, F. 2006, *Icarus*, 181, 587
- Cutri, R. M. & et al. 2012, VizieR Online Data Catalog, 2311, 0
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, VizieR Online Data Catalog, 2246, 0
- Danchi, W. C., Tuthill, P. G., & Monnier, J. D. 2001, *ApJ*, 562, 440
- Di Folco, E., Dutrey, A., Le Bouquin, J.-B., et al. 2014, *A&A*, 565, L2
- Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Chesneau, O., et al. 2007, *A&A*, 464, 81
- Donehew, B. & Brittain, S. 2011, *AJ*, 141, 46
- Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004, *A&A*, 417, 159
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., & D'Alessio, P. 2007, Protostars and Planets V, 555
- Dullemond, C. P. & Monnier, J. D. 2010, *ARA&A*, 48, 205
- Dutrey, A., Duvert, G., Castets, A., et al. 1993, *A&A*, 270, 468
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Prato, L., et al. 1998, *A&A*, 338, L63
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, *A&A*, 286, 149
- Dzyurkevich, N., Flock, M., Turner, N. J., Klahr, H., & Henning, T. 2010, *A&A*, 515, A70
- Edwards, S., Hartigan, P., Ghandour, L., & Andrulis, C. 1994, *AJ*, 108, 1056
- Eisner, J. A., Graham, J. R., Akeson, R. L., & Najita, J. 2009, *ApJ*, 692, 309
- Eisner, J. A. & Hillenbrand, L. A. 2011, *ApJ*, 738, 9
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2005, *ApJ*, 623, 952

- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Eisner, J. A., Monnier, J. D., Woillez, J., et al. 2010, *ApJ*, 718, 774
- Ellerbroek, L. E., Podio, L., Dougados, C., et al. 2014, *A&A*, 563, A87
- Espaillet, C., Muzerolle, J., Najita, J., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Fedele, D., van den Ancker, M. E., Acke, B., et al. 2008, *A&A*, 491, 809
- Fedele, D., van den Ancker, M. E., Henning, T., Jayawardhana, R., & Oliveira, J. M. 2010, *A&A*, 510, A72
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *A&A*, 453, 785
- Fukagawa, M., Tamura, M., Itoh, Y., et al. 2006, *ApJ*, 636, L153
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- Garcia Lopez, R., Natta, A., Testi, L., & Habart, E. 2006, *A&A*, 459, 837
- Garufi, A., Quanz, S. P., Avenhaus, H., et al. 2013, *A&A*, 560, A105
- Goldreich, P. & Tremaine, S. 1979, *ApJ*, 233, 857
- Goldreich, P. & Tremaine, S. 1980, *ApJ*, 241, 425
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Grady, C. A., Polomski, E. F., Henning, T., et al. 2001, *AJ*, 122, 3396
- Guilloteau, S. & Dutrey, A. 1994, *A&A*, 291, L23
- Guilloteau, S. & Dutrey, A. 1998, *A&A*, 339, 467
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105
- Gull, S. F. & Skilling, J. 1984, in *Indirect Imaging. Measurement and Processing for Indirect Imaging*, ed. J. A. Roberts, 267
- Hacar, A., Tafalla, M., Kauffmann, J., & Kovács, A. 2013, *A&A*, 554, A55
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Haniff, C. A. 1988, in *Diffraction-Limit Imaging/ Very Large Telescopes*, ed. D. M. Alloin & J.-M. Mariotti, 171
- Hansen, P. 2005
- Harrington, D. M. & Kuhn, J. R. 2009, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 420, Bioastronomy 2007 : Molecules, Microbes and Extraterrestrial Life*, ed. K. J. Meech, J. V. Keane, M. J. Mumma, J. L. Siefert, & D. J. Werthimer, 77

- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, *ApJ*, 452, 736
- Hartmann, L. 1998, Cambridge Astrophysics Series, 32
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *ApJ*, 426, 669
- Herbig, G. H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- Hillen, M., Verhoelst, T., Van Winckel, H., et al. 2013, *A&A*, 559, A111
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *ApJ*, 397, 613
- Hofmann, K. H. & Weigelt, G. 1992, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 39, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. J. M. Beckers & F. Merkle, 193
- Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, *A&A*, 355, L27
- Hollenbach, D. J., Yorke, H. W., & Johnstone, D. 2000, Protostars and Planets IV, 401
- Hughes, A. M., Andrews, S. M., Espaillat, C., et al. 2009, *ApJ*, 698, 131
- Hughes, A. M., Wilner, D. J., Calvet, N., et al. 2007, *ApJ*, 664, 536
- Hutsemekers, D. 1985, *A&AS*, 60, 373
- Idier, J., ed. 2008, Bayesian Approach to Inverse Problems, Digital Signal and Image Processing Series (London : ISTE / John Wiley)
- Ireland, M. J., Monnier, J. D., & Thureau, N. 2006, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6268, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Isella, A. & Natta, A. 2005, *A&A*, 438, 899
- Isella, A., Tatulli, E., Natta, A., & Testi, L. 2008, *A&A*, 483, L13
- Jaschek, C. & Andrillat, Y. 1998, *A&AS*, 128, 475
- Jaschek, M., Jaschek, C., & Andrillat, Y. 1993, *A&AS*, 97, 781
- Johansen, A., Andersen, A. C., & Brandenburg, A. 2004, *A&A*, 417, 361
- Johns-Krull, C. M., Chen, W., Valenti, J. A., et al. 2013, *ApJ*, 765, 11
- Joy, A. H. 1945, *ApJ*, 102, 168
- Juhász, A., Bouwman, J., Henning, T., et al. 2010, *ApJ*, 721, 431
- Kama, M., Min, M., & Dominik, C. 2009, *A&A*, 506, 1199
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714

- Kessler-Silacci, J. E., Hillenbrand, L. A., Blake, G. A., & Meyer, M. R. 2005, *ApJ*, 622, 404
- Kishimoto, M., Hönig, S. F., Antonucci, R., et al. 2013, *ApJ*, 775, L36
- Klahr, H. & Bodenheimer, P. 2006, *ApJ*, 639, 432
- Klahr, H. H. & Bodenheimer, P. 2003, *ApJ*, 582, 869
- Kluska, J., Malbet, F., Berger, J.-P., et al. 2014, *A&A*, 564, A80
- Kluska, J., Malbet, F., Berger, J.-P., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8445, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Koepferl, C. M., Ercolano, B., Dale, J., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3327
- Koerner, D. W., Sargent, A. I., & Beckwith, S. V. W. 1993, *icarus*, 106, 2
- Korycansky, D. G. & Pollack, J. B. 1993, *Icarus*, 102, 150
- Kraus, A. L., Ireland, M. J., Hillenbrand, L. A., & Martinache, F. 2012a, *ApJ*, 745, 19
- Kraus, S., Calvet, N., Hartmann, L., et al. 2012b, *ApJ*, 752, 11
- Kraus, S., Hofmann, K.-H., Benisty, M., et al. 2008, *A&A*, 489, 1157
- Kraus, S., Hofmann, K.-H., Malbet, F., et al. 2009, *A&A*, 508, 787
- Kraus, S., Hofmann, K.-H., Menten, K. M., et al. 2010, *Nature*, 466, 339
- Kraus, S., Ireland, M. J., Sitko, M. L., et al. 2013, *ApJ*, 768, 80
- Kruegel, E. & Siebenmorgen, R. 1994, *A&A*, 288, 929
- Lachaume, R. 2003a, *A&A*, 400, 795
- Lachaume, R. 2003b, PhD thesis, Laboratoire d'astrophysique de Grenoble
- Lada, C. J. 1987, in IAU Symposium, Vol. 115, Star Forming Regions, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Lagadec, E., Chesneau, O., Matsuura, M., et al. 2006, *A&A*, 448, 203
- Lagage, P.-O., Doucet, C., Pantin, E., et al. 2006, *Science*, 314, 621
- Lambrechts, M. & Johansen, A. 2012, *A&A*, 544, A32
- Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, *A&A*, 340, 117
- Lazareff, B., Le Bouquin, J.-B., & Berger, J.-P. 2012, *A&A*, 543, A31

- Le Besnerais, G., Lacour, S., Mugnier, L. M., et al. 2008, *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, 2, 767
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67
- Leinert, C., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., et al. 2004, *A&A*, 423, 537
- Lesur, G., Ferreira, J., & Ogilvie, G. I. 2013, *A&A*, 550, A61
- Lesur, G., Kunz, M. W., & Fromang, S. 2014, *A&A*, 566, A56
- Lesur, G. & Papaloizou, J. C. B. 2010, *A&A*, 513, A60
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1986, *ApJ*, 309, 846
- Long, M., Romanova, M. M., & Lovelace, R. V. E. 2008, *MNRAS*, 386, 1274
- Lovelace, R. V. E., Li, H., Colgate, S. A., & Nelson, A. F. 1999, *ApJ*, 513, 805
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Lyra, W. & Klahr, H. 2011, *A&A*, 527, A138
- Maaskant, K. M., Honda, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2013, *A&A*, 555, A64
- Maaskant, K. M., Min, M., Waters, L. B. F. M., & Tielens, A. G. G. M. 2014, *A&A*, 563, A78
- Maddalena, R. J., Morris, M., Moscowitz, J., & Thaddeus, P. 1986, *ApJ*, 303, 375
- Malbet, F., Benisty, M., de Wit, W.-J., et al. 2007, *A&A*, 464, 43
- Malbet, F., Berger, J.-P., Colavita, M. M., et al. 1998, *ApJ*, 507, L149
- Malbet, F., Cotton, W., Duvert, G., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Malbet, F., Lachaume, R., Berger, J.-P., et al. 2005, *A&A*, 437, 627
- Malfait, K., Bogaert, E., & Waelkens, C. 1998, *A&A*, 331, 211
- Mamajek, E. E. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1158, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, 3–10
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- Manoj, P., Bhatt, H. C., Maheswar, G., & Muneer, S. 2006, *ApJ*, 653, 657
- Mariñas, N., Telesco, C. M., Fisher, R. S., & Packham, C. 2011, *ApJ*, 737, 57

- Mariotti, J.-M. 1989, in NATO ASIC Proc. 274 : Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes, ed. D. M. Alloin & J.-M. Mariotti, 3
- Matt, S. & Pudritz, R. E. 2005, *ApJ*, 632, L135
- Matter, A., Labadie, L., Kreplin, A., et al. 2014, *A&A*, 561, A26
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Meeus, G., Montesinos, B., Mendigutía, I., et al. 2012, *A&A*, 544, A78
- Meeus, G., Waelkens, C., & Malfait, K. 1998, *A&A*, 329, 131
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
- Meheut, H., Meliani, Z., Varniere, P., & Benz, W. 2012, *A&A*, 545, A134
- Meimon, S., Mugnier, L. M., & Le Besnerais, G. 2005a, *Journal of the Optical Society of America A*, 22, 2348
- Meimon, S., Mugnier, L. M., & Le Besnerais, G. 2009, *J. Opt. Soc. Am. A*, 26, 108
- Meimon, S. C., Mugnier, L. M., & Le Besnerais, G. 2005b, *Optics Letters*, 30, 1809
- Mella, G., Lafrasse, S., Bourgès, L., et al. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8445, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Mendigutía, I., Calvet, N., Montesinos, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A99
- Mendigutía, I., Mora, A., Montesinos, B., et al. 2012, *A&A*, 543, A59
- Mendoza V., E. E. 1966, *ApJ*, 143, 1010
- Men'shchikov, A., André, P., Didelon, P., et al. 2010, *A&A*, 518, L103
- Menu, J., van Boekel, R., Henning, T., et al. 2014, *A&A*, 564, A93
- Merrill, P. W. 1931, *ApJ*, 73, 348
- Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akeson, R., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 539
- Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Berger, J.-P., et al. 2006, *ApJ*, 645, L77
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., & Traub, W. A. 2001, *ApJ*, 546, 358
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., Traub, W. A., et al. 1999, *ApJ*, 513, L131
- Millour, F., Chesneau, O., Borges Fernandes, M., et al. 2009, *A&A*, 507, 317



- Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, *A&A*, 526, A107
- Min, M., Dullemond, C. P., Dominik, C., de Koter, A., & Hovenier, J. W. 2009, *A&A*, 497, 155
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Ž., Vinković, D., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 520, L115
- Miroshnichenko, A. S. 2007, *ApJ*, 667, 497
- Miroshnichenko, A. S., Levato, H., Bjorkman, K. S., & Grosso, M. 2001, *A&A*, 371, 600
- Miville-Deschênes, M.-A., Martin, P. G., Abergel, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L104
- Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. 2003, *AJ*, 125, 984
- Monnier, J. D., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., et al. 2006, *ApJ*, 647, 444
- Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 832
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., Ireland, M., et al. 2009, *ApJ*, 700, 491
- Montesinos, B., Eiroa, C., Mora, A., & Merín, B. 2009, *A&A*, 495, 901
- Mordasini, C. 2013, *A&A*, 558, A113
- Morrison, N. D. & Beaver, M. 1995, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 27, American Astronomical Society Meeting Abstracts #186, 825
- Mugnier, L. 2008, in L'observation en astrophysique, ed. P. Léna, D. Rouan, F. Lebrun, F. Mignard, & D. Pelat (Les Ulis, France : EDP Sciences), 591–613
- Mugnier, L., Le Besnerais, G., & Meimon, S. 2008, in Bayesian Approach to Inverse Problems, ed. J. Idier, Digital Signal and Image Processing Series (London : ISTE / John Wiley), 243–283
- Mulders, G. D., Paardekooper, S.-J., Panić, O., et al. 2013, *A&A*, 557, A68
- Myers, P. C. 2009, *ApJ*, 700, 1609
- Myers, P. C. 2011, *ApJ*, 735, 82
- Nakagawa, Y., Sekiya, M., & Hayashi, C. 1986, *Icarus*, 67, 375
- Narayan, R. & Nityananda, R. 1986, *ARA&A*, 24, 127
- Natta, A., Meyer, M. R., & Beckwith, S. V. W. 1998, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 132, Star Formation with the Infrared Space Observatory, ed. J. Yun & L. Liseau, 265
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, *A&A*, 371, 186

- Nelson, R. P., Papaloizou, J. C. B., Masset, F., & Kley, W. 2000, *MNRAS*, 318, 18
- O'dell, C. R. & Wen, Z. 1994, *ApJ*, 436, 194
- O'dell, C. R., Wen, Z., & Hu, X. 1993, *ApJ*, 410, 696
- Okamoto, Y. K., Kataza, H., Honda, M., et al. 2009, *ApJ*, 706, 665
- Olofsson, J., Benisty, M., Augereau, J.-C., et al. 2011, *A&A*, 528, L6
- Olofsson, J., Benisty, M., Le Bouquin, J.-B., et al. 2013, *A&A*, 552, A4
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Oudmaijer, R. D. & Drew, J. E. 1999, *MNRAS*, 305, 166
- Oudmaijer, R. D., Palacios, J., Eiroa, C., et al. 2001, *A&A*, 379, 564
- Oudmaijer, R. D., van der Veen, W. E. C. J., Waters, L. B. F. M., et al. 1992, *A&AS*, 96, 625
- Paardekooper, S.-J., Lesur, G., & Papaloizou, J. C. B. 2010, *ApJ*, 725, 146
- Palmeirim, P., André, P., Kirk, J., et al. 2013, *A&A*, 550, A38
- Panić, O., Holland, W. S., Wyatt, M. C., et al. 2013, *MNRAS*, 435, 1037
- Pérez, L. M., Isella, A., Carpenter, J. M., & Chandler, C. J. 2014, *ApJ*, 783, L13
- Perez, M. R., Webb, J. R., & The, P. S. 1992, *A&A*, 257, 209
- Petersen, M. R., Julien, K., & Stewart, G. R. 2007a, *ApJ*, 658, 1236
- Petersen, M. R., Stewart, G. R., & Julien, K. 2007b, *ApJ*, 658, 1252
- Pezzuto, S., Strafella, F., & Lorenzetti, D. 1997, *ApJ*, 485, 290
- Piétu, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., Chapillon, E., & Pety, J. 2006, *A&A*, 460, L43
- Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945
- Pinte, C., Ménard, F., Berger, J. P., Benisty, M., & Malbet, F. 2008, *ApJ*, 673, L63
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, *A&A*, 459, 797
- Pogodin, M. A. 1997, *A&A*, 317, 185
- Pogodin, M. A., Hubrig, S., Yudin, R. V., et al. 2012, *Astronomische Nachrichten*, 333, 594

- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Preibisch, T., Kraus, S., Driebe, T., van Boekel, R., & Weigelt, G. 2006, *A&A*, 458, 235
- Quanz, S. P., Amara, A., Meyer, M. R., et al. 2013, *ApJ*, 766, L1
- Quanz, S. P., Schmid, H. M., Geissler, K., et al. 2011, *ApJ*, 738, 23
- Rafikov, R. R. 2011, *ApJ*, 727, 86
- Raghavan, D., McAlister, H. A., Henry, T. J., et al. 2010, *ApJS*, 190, 1
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *A&A*, 546, A24
- Ratzka, T., Leinert, C., Henning, T., et al. 2007, *A&A*, 471, 173
- Ratzka, T., Schegerer, A. A., Leinert, C., et al. 2009, *A&A*, 502, 623
- Regály, Z., Juhász, A., Sándor, Z., & Dullemond, C. P. 2012, *MNRAS*, 419, 1701
- Reipurth, B., Hartigan, P., Heathcote, S., Morse, J. A., & Bally, J. 1997, *AJ*, 114, 757
- Renard, S. 2010, PhD thesis, Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier (Grenoble 1), France <EMAIL>stephanie.renard@obs.ujf-grenoble.fr</EMAIL>
- Renard, S., Malbet, F., Benisty, M., Thiébaud, E., & Berger, J.-P. 2010, *A&A*, 519, A26
- Renard, S., Thiébaud, E., & Malbet, F. 2011, *A&A*, 533, A64
- Rigliaco, E., Natta, A., Testi, L., et al. 2012, *A&A*, 548, A56
- Rousselet-Perraut, K., Vakili, F., & Mourard, D. 1996, *Optical Engineering*, 35, 2943
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, *A&A*, 230, L29
- Rucinski, S. M., Zwintz, K., Hareter, M., et al. 2010, *A&A*, 522, A113
- Schegerer, A. A., Ratzka, T., Schuller, P. A., et al. 2013, *A&A*, 555, A103
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Sitko, M. L., Carpenter, W. J., Kimes, R. L., et al. 2008, *ApJ*, 678, 1070
- Skilling, J. & Bryan, R. K. 1984, *MNRAS*, 211, 111

- Slettebak, A., ed. 1976, IAU Symposium, Vol. 70, Be and shell stars ; Proceedings of the Merrill-McLaughlin Memorial Symposium, BASS River, Mass., September 15-18, 1975
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Tanaka, H., Takeuchi, T., & Ward, W. R. 2002, *ApJ*, 565, 1257
- Tanga, P., Babiano, A., Dubrulle, B., & Provenzale, A. 1996, *Icarus*, 121, 158
- Tannirkulam, A., Harries, T. J., & Monnier, J. D. 2007, *ApJ*, 661, 374
- Tannirkulam, A., Monnier, J. D., Harries, T. J., et al. 2008, *ApJ*, 689, 513
- Tatulli, E., Benisty, M., Ménard, F., et al. 2011, *A&A*, 531, A1
- Tatulli, E., Malbet, F., Ménard, F., et al. 2008, *A&A*, 489, 1151
- Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2001, *ApJ*, 554, 1087
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2003, *A&A*, 403, 323
- The, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- Thi, W.-F., van Dalen, B., Bik, A., & Waters, L. B. F. M. 2005, *A&A*, 430, L61
- Thiebaut, E. 2002, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4847, Astronomical Data Analysis II, ed. J.-L. Starck & F. D. Murtagh, 174–183
- Thiébaud, E. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Thiebaut, E. & Giovannelli, J.-F. 2010, *IEEE Signal Processing Magazine*, 27, 97
- Thiébaud, É., Soulez, F., & Denis, L. 2013, *Journal of the Optical Society of America A*, 30, 160
- Tjin A Dje, H. R. E., The, P. S., Andersen, J., et al. 1989, *A&AS*, 78, 1
- Tomasella, L., Munari, U., & Zwitter, T. 2010, *AJ*, 140, 1758
- Turner, N. J., Benisty, M., Dullemond, C. P., & Hirose, S. 2014, *ApJ*, 780, 42
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., & Danchi, W. C. 2001, *Nature*, 409, 1012
- Vaidya, A., Schulte-Ladbeck, R. E., & Bjorkman, K. S. 1994, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 26, American Astronomical Society Meeting Abstracts #184, 933

- van Boekel, R., Min, M., Leinert, C., et al. 2004, *Nature*, 432, 479
- van Cittert, P. H. 1934, *Physica*, 1, 201
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- van der Marel, N., van Dishoeck, E. F., Bruderer, S., et al. 2013, *Science*, 340, 1199
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Varnière, P. & Tagger, M. 2006, *A&A*, 446, L13
- Verhoeff, A. P., Min, M., Acke, B., et al. 2010, *A&A*, 516, A48
- Verhoeff, A. P., Min, M., Pantin, E., et al. 2011, *A&A*, 528, A91
- Verhoeff, A. P., Waters, L. B. F. M., van den Ancker, M. E., et al. 2012, *A&A*, 538, A101
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., & Oudmaijer, R. D. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 343, *Astronomical Polarimetry : Current Status and Future Directions*, ed. A. Adamson, C. Aspin, C. Davis, & T. Fujiyoshi, 232
- Vinković, D. 2012, *MNRAS*, 420, 1541
- Vinković, D. 2014, *A&A*, 566, A117
- Vinković, D., Ivezić, Ž., Jurkić, T., & Elitzur, M. 2006, *ApJ*, 636, 348
- Wang, Y., Weigelt, G., Kreplin, A., et al. 2012, *A&A*, 545, L10
- Ward, W. R. 1986, *icarus*, 67, 164
- Ward, W. R. 1997, *Icarus*, 126, 261
- Ward-Thompson, D., Scott, P. F., Hills, R. E., & Andre, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Weidenschilling, S. J. 1977, *Ap&SS*, 51, 153
- Weigelt, G., Grinin, V. P., Groh, J. H., et al. 2011, *A&A*, 527, A103
- Wheelwright, H. E., de Wit, W. J., Oudmaijer, R. D., & Vink, J. S. 2012a, *A&A*, 538, A6
- Wheelwright, H. E., de Wit, W. J., Weigelt, G., Oudmaijer, R. D., & Ilee, J. D. 2012b, *A&A*, 543, A77
- Wheelwright, H. E., Oudmaijer, R. D., & Goodwin, S. P. 2010, *MNRAS*, 401, 1199

- Wheelwright, H. E., Weigelt, G., Caratti o Garatti, A., & Garcia Lopez, R. 2013, *A&A*, 558, A116
- Wollez, J., Wizinowich, P., Akeson, R., et al. 2014, *ApJ*, 783, 104
- Wolf, S., Henning, T., & Kley, W. 2000, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 219, Disks, Planetesimals, and Planets, ed. G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, & T. J. Mahoney, 38
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
- Yudin, R. V. & Evans, A. 1998, *A&AS*, 131, 401
- Zacharias, N., Monet, D. G., Levine, S. E., et al. 2004, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 36, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1418
- Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *A&A*, 550, A99
- Zernike, F. 1938, *Physica*, 5, 785
- Zickgraf, F.-J. 1998, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 233, B[e] stars, ed. A. M. Hubert & C. Jaschek, 1
- Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., & Rayner, J. T. 1998, *Nature*, 394, 862



# Annexe





## Annexe A

**Intricate visibility effects from  
resolved emission of young stellar  
objects : the case of MWC158  
observed with the VLTI**

# Intricate visibility effects from resolved emission of young stellar objects: the case of MWC158 observed with the VLTI

Kluska J.<sup>a</sup>, Malbet F.<sup>a</sup>, Berger J.-P.<sup>a,b</sup>, Lazareff B.<sup>a</sup>, Le Bouquin J.-B.<sup>a</sup>, Benisty M.<sup>a</sup>, Menard F.<sup>a</sup>, Pinte C.<sup>a</sup>, Millan-Gabet R.<sup>c</sup>, Traub W.<sup>d</sup>.

<sup>a</sup>Institut de Planétologie et d Astrophysique de Grenoble (UMR 5274) BP 53 F-38041  
GRENOBLE Cedex 9 , France;

<sup>b</sup>ESO, Santiago Office, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago de Chile,  
Chile;

<sup>c</sup>California Institute of Technology 770 S. Wilson Ave. MS 100-22 Pasadena, CA 91125, USA;

<sup>d</sup>Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, M/S 321-100, 4800 Oak Grove  
Drive Pasadena, CA 91109, USA

## ABSTRACT

In the course of our VLTI young stellar object PIONIER imaging program, we have identified a strong visibility chromatic dependency that appeared in certain sources. This effect, rising value of visibilities with decreasing wavelengths over one base, is also present in previous published and archival AMBER data. For Herbig AeBe stars, the H band is generally located at the transition between the star and the disk predominance in flux for Herbig AeBe stars. We believe that this phenomenon is responsible for the visibility rise effect. We present a method to correct the visibilities from this effect in order to allow "gray" image reconstruction software, like *Mira*, to be used. In parallel we probe the interest of carrying an image reconstruction in each spectral channel and then combine them to obtain the final broadband one. As an illustration we apply these imaging methods to MWC158, a (possibly Herbig) B[e] star intensively observed with PIONIER. Finally, we compare our result with a parametric model fitted onto the data.

**Keywords:** Interferometry - Image reconstruction - Chromatism - Young stellar object - MWC 158

## 1. INTRODUCTION

The processes that lead to the formation of exoplanets are important to understand. Stars form after a collapse of a giant cloud of dust and gas. After a million year, a protoplanetary disk is forming around the star, believed to be the birthplace of planets.

A young star is surrounded by an active environment with which it interacts. Accretion disks,<sup>1</sup> inner gaseous disks,<sup>2-4</sup> infalling envelop remnants, winds<sup>5-8</sup> and jets<sup>9,10</sup> are the main components of such environments. The complexity of physical phenomenon at play requires direct observation at the astronomical unit (A.U.) scale. Optical interferometry is able to bring such informations, because it can observe both in the near infrared, where the hot dust and hot gas nearby the star are emitting, and resolve the first A.U., which correspond to milliarcsecond scale at the distance of star formation regions.

Interferometry consists in combining the light of 2 or more telescopes in order to measure the complex degree of coherence. For that purpose, the interferometer measures interference fringes. The amplitude of the fringes yields the norm, and its position the phase of a complex quantity called visibility  $V(u, v)$ . Thanks to the van Cittert-Zernicke theorem we know that the Fourier transform of the visibilities in the Fourier Plan  $(u, v)$  gives us the intensity distribution  $I(x, y)$  of the source. Unfortunately, in the near infrared (NIR) the atmosphere blurs the phases of the visibilities. In practice, there are two interferometric measurements : the squared amplitude of the visibilities  $V^2$  is the first one. The second measurement of optical interferometry is the bispectra<sup>11</sup> and

---

Further author information: (Send correspondence to J. Kluska)

J. Kluska: E-mail: jacques.kluska@obs.ujf-grenoble.fr, Telephone: (+33) 4 56 52 09 66

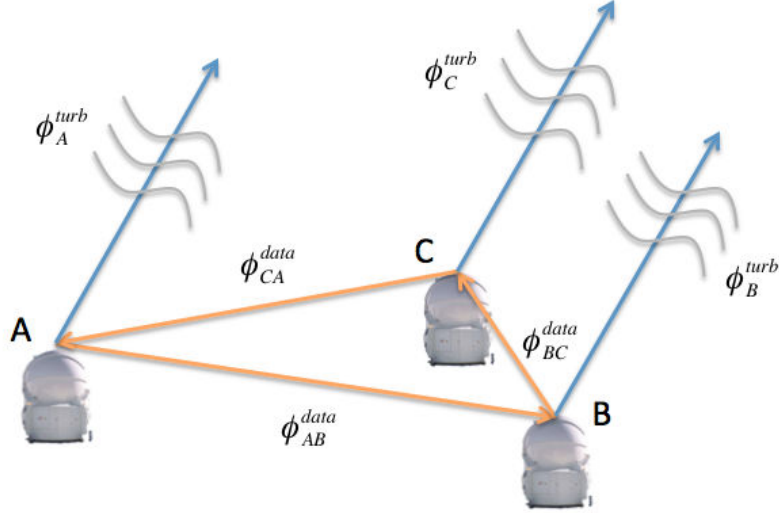


Figure 1. Sketch representing three Auxiliary telescopes from the VLT Interferometer. Each telescope have a phase coming from the atmospheric turbulence. This phase will blur the astrophysical phase. In order to retrieve the physical information, we will compute the closure phase (Eq. 4 and Eq. 5).

particularly their phase. A bispectrum is a product of visibilities on three different baselines forming a triangle. If we consider three telescopes A, B and C (see Fig.1) the bispectrum will be :

$$bispectrum : V_{AB}V_{BC}V_{CA} \quad (1)$$

The phase of the bispectrum is :

$$V_{AB}V_{BC}V_{CA} = |V_{AB}|e^{i\phi_{AB}}|V_{BC}|e^{i\phi_{BC}}|V_{CA}|e^{i\phi_{CA}} \quad (2)$$

$$\phi_{bispectrum} = \phi_{AB} + \phi_{BC} + \phi_{CA} \quad (3)$$

Since we do not have the phases because of the atmosphere turbulence, each telescope have residual phase. However, the bispectrum phase is astrophysical because this quantity cancels the turbulence effects :

$$\phi_{bispectrum} = \phi_{AB}^{data} + \phi_B^{turb} - \phi_A^{turb} + \phi_{BC}^{data} + \phi_C^{turb} - \phi_B^{turb} + \phi_{CA}^{data} + \phi_A^{turb} - \phi_C^{turb} \quad (4)$$

and finally :

$$\phi_{bispectrum} = \phi_{AB}^{data} + \phi_{BC}^{data} + \phi_{CA}^{data} \quad (5)$$

For each pair of telescopes, one can make multiple measurements (in the  $(u, v)$  plane) thanks to the number of spectral channels (since the spatial frequency ( $f = \sqrt{u^2 + v^2}$ ) is equal to the baseline length ( $B$ ) divided by the wavelength ( $\lambda$ ) :  $f = B/\lambda$ ). This is called the spectral super synthesis. We noticed in several datasets that the visibility is higher at short wavelengths. If we plot the squared visibilities  $V^2$  in function of  $B/\lambda$ , we can see (Fig. 2) that the rising curve of visibilities per base is not fitting the general trend of the data for different baselines. First, it was seen in AMBER<sup>12</sup> data, but it was considered as an instrumental defect. Now, the same effect has been observed with PIONIER<sup>13</sup>. We try to explain this effect astrophysically, claiming that the image of the object is varying through the different spectral channels inside the same spectral band, and we propose three techniques in order to take it into account and to be able to reconstruct images.

These methods will be applied to an astrophysical object. They are useful to analyze MWC158 (also known as HD50138). This star is a Be star known to have the B[e] phenomenon and presents a strong variability<sup>14-17</sup> which complexify the evolutionary stage identification of the source. Its distance is poorly constrain ( $d = 500pc \pm 150pc^{18}$ ).

In section 2 we will describe the chromatic effects in the visibilities and the section 3 will show the different methods to deal with them. Finally we will apply them to the astrophysical case of MWC 158 in the section 4.

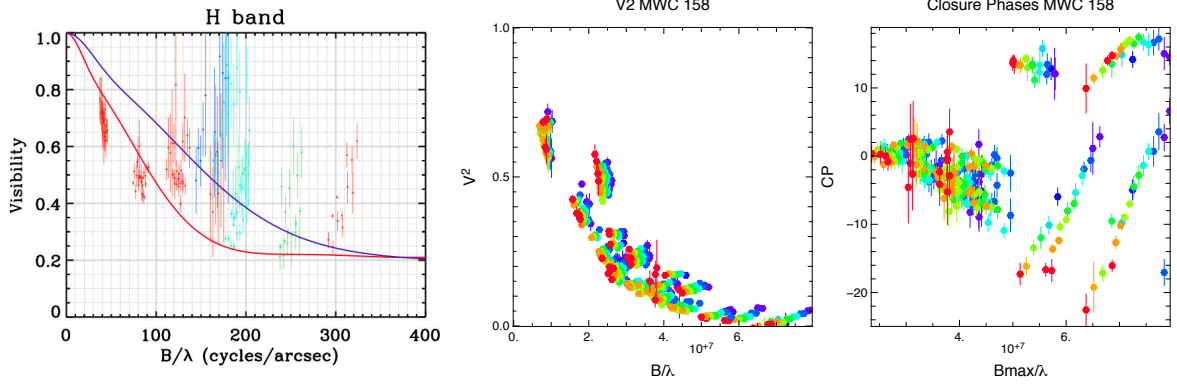


Figure 2. Data on MWC 158. Left : AMBER<sup>12</sup> data from ref. 19. Center : PIONIER<sup>13</sup> squared visibilities. Right : PIONIER closure phases. For PIONIER data the color is in function of wavelength (blue : short wavelengths, red : long wavelengths).

## 2. CHROMATISM

Since interferometric instruments with spectral dispersion exist, we need to take into account the flux variations with the wavelength in order to correctly analyze the data and have access to the spectral super synthesis. In the case of Young Stellar Objects (YSOs), we noticed that the visibilities have a strong spectral dependence such as the geometrical shape of the object could not explain it. For Herbig AeBe star, the chromatic effect explained in the section 1 exists typically for the Near Infrared interferometry. In the following, we explore the possibility that this effect is caused by a different spectral index between the central star and its surrounding media.

### 2.1 Modeling the effect

In order to confirm that, we made a simple model with a central star and its dusty disk.

#### 2.1.1 The star

In our model, the star is considered to be unresolved. This hypothesis is justified for the young objects we are looking at. If we suppose a young Herbig star at a distance of more than 200pc and with a radius of 5 solar radii, then its angular radii will be 0.1mas. For 100m baseline, its visibility will be  $V = 0.9986$ . To simplify our model, we assume  $V_{star} = 1$ .

For the star we have 3 parameters : the radius ( $R_*$ ), the distance ( $d$ ) and the temperature ( $T_*$ ). If we assume a Herbig AeBe star with a temperature of 12000K radiating as a black body, we know that in NIR we will look on the Rayleigh-Jeans regime of a black body (see Fig. 3). That means that the spectral curve is proportional to a power law :  $F_\lambda^{star} \propto \lambda^{-4}$ .

#### 2.1.2 The disk

The disk model is simple : it is a geometrically thin optically thick passive disk. Its temperature is a function of the radius :

$$T(r) = T(r_0) \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-q} \quad (6)$$

with :

$$q = \frac{3}{4} \quad (7)$$

see references 20, 21.

The disk will be sampled on several rings, each ring having its own temperature as a function of its distance to the star. The other geometrical parameters are the inclination ( $i$ ), the inner and outer rims radii ( $R_{in}$ ,  $R_{out}$ ),

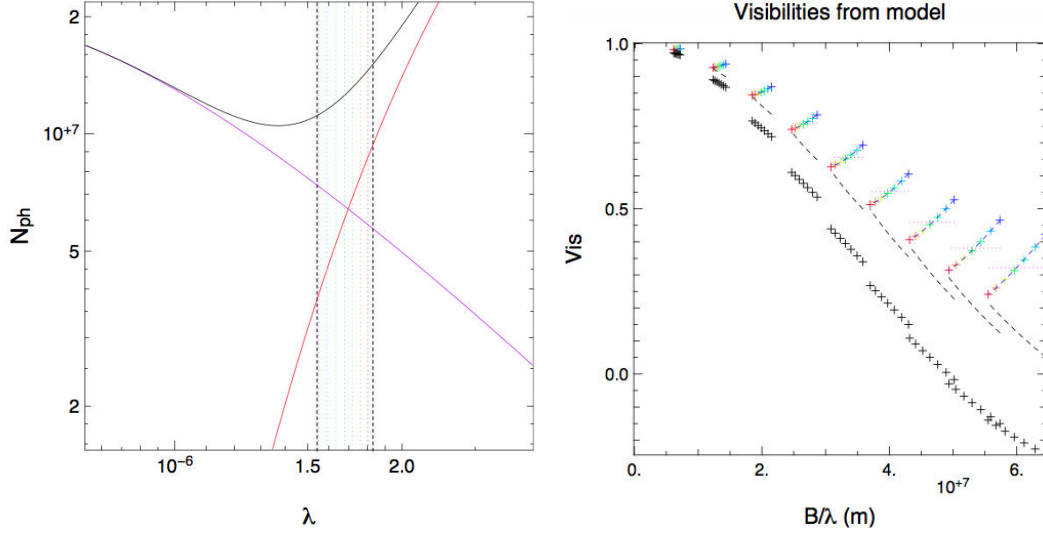


Figure 3. On the left, we show the location of the PIONIER spectral channels on the SED of the model. We can see that they are located at the crossing between the stellar and the dust fluxes. On the right, we can see that the chromatic phenomena is reproduced.

and the temperature of the inner rim ( $T_{in}$ ). The flux of each ring will be a black body at the temperature of the disk. The ring visibility is defined as follow<sup>22</sup> :

$$V_{ring} = J_0(2\pi r \frac{B}{\lambda}) \quad (8)$$

To obtain the Fourier Transform of the disk we have to add the flux of each ring and sum every contributions :

$$V_{disk} = \sum^{n_{ring}} J_0(2\pi r_i \frac{B}{\lambda}) 2\pi r_i B_{\lambda}(T_i) dr_i \quad (9)$$

In the results shown in Fig. 3 the chromatic effect which tends to look like the data shown in Fig. 2. The visibilities have the same behavior than the data. We can conclude that the chromatic effect is not instrumental but astrophysical.

The effect is dominated by the flux ratio which is changing through the different spectral channels. If we compute the total correlated flux we have :

$$V_{tot}(B/\lambda)F_{tot}(\lambda) = F_*(\lambda) + V_{disk}(B/\lambda)F_{disk}(\lambda) \quad (10)$$

with :

$$F_{tot}(\lambda) = F_*(\lambda) + F_{disk}(\lambda) \quad (11)$$

If we introduce the stellar to total flux ratio  $f_*$ , we obtain the mathematical description of the chromatic phenomena :

$$V_{tot}(B/\lambda) = f_*(\lambda) + V_{disk}(B/\lambda)(1 - f_*(\lambda)) \quad (12)$$

with

$$f_*(\lambda) = \frac{F_*(\lambda)}{F_{tot}(\lambda)} \quad (13)$$

In the next section we will discuss the different methods to overcome the chromatic effect.

### 3. METHODS

Our goal is to be able to analyze chromatic data. We developed three complementary methods to do that : gray image reconstructions, data modification and parametric fit. The first two methods are based on image reconstruction and the last one is model fitting. We are mostly interested in the disk around the star and we are looking for informations on the resolved geometry and the strength of the chromatic effects.

#### 3.1 Image reconstruction per spectral channel

Once we are aware of the chromatic effect, one can make image reconstructions selecting only one wavelength per reconstruction (see Fig. 4). In that case the gray image reconstruction is justified. The technique is to have one image per wavelength and to stack all the images in order to have the final broadband one.

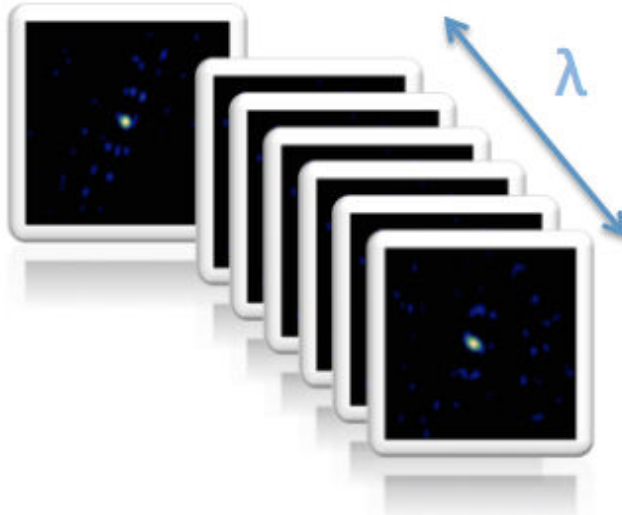


Figure 4. An image reconstruction is made for each spectral channel of the instrument. Then all the images are stacked together in order to obtain the final image.

The presence of various components of different spectral indexes prevents from using a gray emission approximation in the image reconstruction process. As a consequence, since we need to work on a per-spectral-channel basis the (u,v) coverage quality is severely affected.

#### 3.2 Modification of the data

We want to have access to the disk visibilities. From the Eq. (12), if we know the SED and then the stellar flux ratio  $f_*(\lambda)$  and its variation through the wavelengths, we can compute the disk visibilities as :

$$V_{\text{disk}}(B/\lambda) = \frac{V_{\text{tot}}(B/\lambda) - f_*(\lambda)}{1 - f_*(\lambda)} \quad (14)$$

We can apply the modification described in Eq.(14) to one of the interferometric measurements which is the power spectrum ( $VV^* = |V|^2$ ). In summary, our measurements are  $|V_{\text{data}}|^2$  and we want to recover  $|V_{\text{disk}}|^2$ . Using the Eq(14), we have :

$$V_{\text{disk}}^2(B/\lambda) = \left( \frac{\sqrt{|V_{\text{data}}(B/\lambda)|^2} - f_*(\lambda)}{1 - f_*(\lambda)} \right)^2 \quad (15)$$

One of the problem is the value that we take for  $\sqrt{|V_{\text{data}}(B/\lambda)|^2}$  ; we must choose between the positive (phase  $\phi = 0$ ) and the negative one ( $\phi = \pi$ ). But it could be solved analyzing more precisely the data and other interferometric observables like the phase of the bispectrum (also called the closure phase).

It is not possible to retrieve the bispectrum phase of the dust from the data because we are loosing the phase of each pair of telescopes (see Eq. 4). The equations lead to a solution where we need the phase<sup>23</sup> .

### 3.3 Parametric model

In this section we have attempted to model the object. The model is geometrical and includes the chromatic effect as described in the sections 1 and 2. Our model is composed of multiple components and was developed when chromatic data was fitted.

#### 3.3.1 Geometric part of the fit

The first component of the model is an unresolved star (a dirac in the image space) which can be shifted compared to the image photo center (that will produce a rise of closure phases). The second component is a ring. In the Fourier space the ring is defined as in Eq. (8) but using  $\sqrt{u^2 + v^2}$  for the spatial frequencies ( $B/\lambda$ ) and their orientations that we want to solve.

In order to be able to have a Position Angle ( $P.A.$ ), which is defined from the North to the East, and an inclination ( $i$ ) we will modify the  $uv$ -plan for the extended component as follows :

$$u_{\text{ring}} = u \cos P.A. + v \sin P.A. \quad (16)$$

$$v_{\text{ring}} = (-u \sin P.A. + v \cos P.A.) \cos i \quad (17)$$

One of the parameters of this shape is the ring radius  $r$ . But this will define a ring with an infinitely small width. In order to have a Gaussian width we have to convolve the ring formulae by a Gaussian, in other words, to multiply the visibility of the ring by the visibility of the Gaussian function with the correspondent width  $w$  :

$$V_{\text{gaussianring}} = V_{\text{ring}} \exp \frac{-(\pi w \frac{B}{\lambda})^2}{4 \ln 2} \quad (18)$$

Once we have the Gaussian ring, we will add some azimuthal modulations of the ring intensity to be closer to the physics of an inner rim. The modulations are functions in cosinus and sinus of the azimuthal angle ( $\alpha$ ) of the ring which starts at its major axis. We have included two sorts of modulation : one on  $2\pi$  ( $c_1, s_1$ ) and the second on  $\pi$  ( $c_2, s_2$ ). These modulations are defined as :

$$I_{\text{tot}} = I_{\text{ring}}(c_1 \cos \alpha + s_1 \sin \alpha + c_2 \cos 2\alpha + s_2 \sin 2\alpha) \quad (19)$$

In the visibilities that gives :

$$V_{\text{tot}} = V_{\text{ring}} - iJ_1(2\pi \frac{B}{\lambda} r)(c_1 \cos \alpha + s_1 \sin \alpha) - J_2(2\pi \frac{B}{\lambda} r)(c_2 \cos 2\alpha + s_2 \sin 2\alpha) \quad (20)$$

The set of parameters defines geometrically a Gaussian ring that can be fitted to the data.

To complete the model, we can add a second Gaussian ring or a Gaussian function. The Gaussian function is defined with its own position angle ( $P.A._{\text{gauss}}$ ) and inclination ( $i_{\text{gauss}}$ ). Its visibility is defined as follows :

$$V_{\text{gauss}} = e \frac{-(\pi r_{\text{gauss}} \frac{B}{\lambda})^2}{4 \ln 2} \quad (21)$$

with  $r_{\text{gauss}}$  being the Half Width at Half Maximum (HWHM) of the Gaussian function.

We have a model with three components : the star, the Gaussian ring and a second Gaussian ring or a Gaussian function.

The total visibilities are depending on all these components weighted by their flux.



### 3.3.2 Modeling the chromatism

To obtain the model visibilities we use the linearity property of the Fourier transform.

$$F_{\text{tot}}V_{\text{tot}} = F_*V_* + F_1V_1 + F_2V_2 \quad (22)$$

The fluxes are the ones received by the interferometric instrument. So we have :

$$F = \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} F_\lambda d\lambda = \int_{\nu - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu + \frac{\Delta\nu}{2}} F_\nu d\nu \quad (23)$$

We will use the approximation that the channel spectral width is constant and that the flux is constant in one spectral band. The flux is then equal to the value of  $F_\lambda$  at the central wavelength of a spectral channel. The exact value of all the terms are described in the Appendix A. From the Eq. (22), we see that we can determine a flux ratios at one wavelength and to deduce the ratios on the other wavelength by the laws that we assume for each component. PIONIER is operating in the NIR in the H band. At this wavelength, we can assume that Herbig stars are in their Rayleigh-Jeans regime. That means that their flux ( $F_\lambda$ ) is proportional to the wavelength at the power of  $-4$ . The laws for the environment are more difficult to find. We can fit a power-law in wavelength or to a black body variation if we are resolving a thermal emitting region. Since the dust temperature is supposed to be below 2000K<sup>24,25</sup>, we can assume that it is in its Wien regime. Then if we assume black body regimes we obtain :

$$V_{\text{tot}}(B, \lambda) = f_*^0 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-4} + f_1^0 \frac{B(\lambda, T_1)}{B(\lambda_0, T_1)} V_1(B, \lambda) + f_2^0 \frac{B(\lambda, T_2)}{B(\lambda_0, T_2)} V_2(B, \lambda) \quad (24)$$

with  $f^0$  the flux ratios at  $\lambda_0$ ,  $T$  the temperature of a component and

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k_B\lambda T}\right) - 1} \quad (25)$$

is the black body function, with  $h$  the Planck constant,  $c$  the light speed, and  $k_B$  the Boltzmann constant.

The variations of the flux ratios through the observational band will build the chromatic effect that we want to take into account in our fit.

Once we get all our tools to investigate data with chromatic effect, let us apply them on an astrophysical case : MWC158.

## 4. THE CASE OF MWC 158

The interest on this object came with the data we get with PIONIER<sup>13</sup> a 4 telescopes interferometric, visitor instrument operating at the VLTI and which observe in the H band.

### 4.1 Image reconstructions

We were interested into this data (see Fig. 2) because it shows clearly signs of chromatism. As the  $(u, v)$ -plan is sufficiently covered we can reconstruct images. We use the *Mira* algorithm<sup>26</sup>, but as many image reconstruction algorithms it does not take into account the chromatism. Since it extrapolate the Fourier space, the chromatism makes him extrapolate badly and many artifacts appear. We then use the monochromatic reconstructions per spectral channel. We also use the visibility correction, not modifying the closure phases (they should be stronger). The results are showed on the Fig. 5.

We can see that there is a second resolved component. We can also see the orientation of the smallest extended component. Both of the reconstruction methods shows similar patterns. That brings us to the idea to fit two extended components.

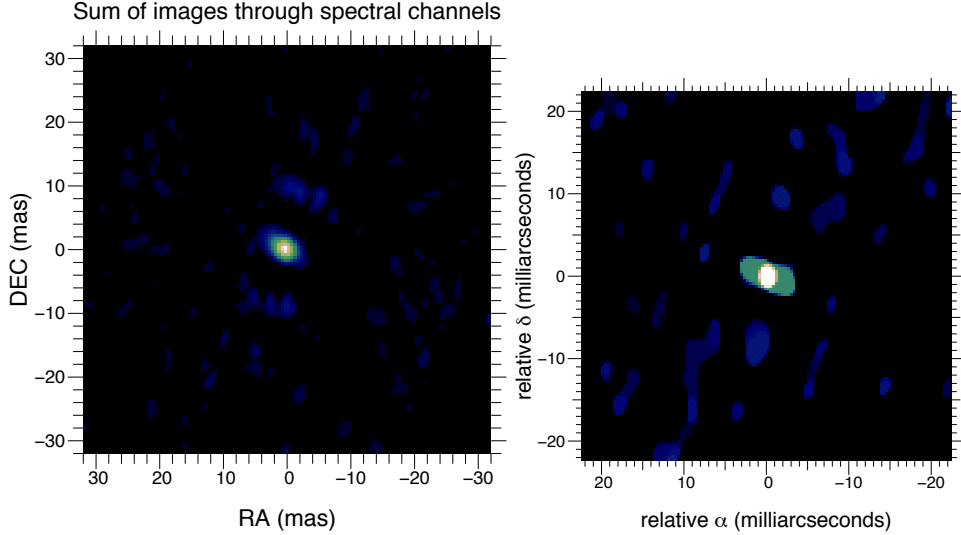


Figure 5. Left : the stack of image reconstructions per spectral channels. Right : image reconstruction after modifying the squared visibilities.

## 4.2 Parametric fit

The fit bring us an idea on the geometry and the light emission from the source but with a strong a priori which is the model we want to fit. That is why we took the geometries suggested by the image reconstructions. We can see a central extended part which is composed of the star and its environment which seems to have a P.A. and an inclination.

We have begun the fit with one extended component which is a Gaussian function or a Gaussian ring. Both of the fits gave us the more or less the same inclinations and P.A. which are consistent with the image reconstructions. But the data was not entirely fitted : the short baselines indicates that there is a more extended component as showed by image reconstruction. We then add another component to our fit. In order to fit the strong closure phase signal we add azimuthal modulation to the ring. It appears not to be sufficient, and the best fit was to shift the central star. It is the only solution to fit the closure phases.

In the end, and adding the different parameters, we ended with 15 parameters and a  $\chi^2$  of 3.5. In the current state of the data processing and interpretation, we believe that the best fit is presented Fig. 6. The parameters are on the Table 1. We can see that the best fit is done with two Gaussian rings.

The geometrical fit suggests a star, with a relatively close Gaussian ring (radius of 1.5 mas) with a lot of flux ( $\approx 60\%$ ). We interpret that as the resolution of the inner rim of the dusty disk. Its azimuthal modulation is strong in the semi minor axis direction which leads us to deduce that it is due to the inclination. Moreover, the star is shifted towards the most brilliant part of the inner rim. It indicates that the inner rim has a non-negligible height. The outer ring suggests the continuation of the disk, or a part of the disk which is not self shadowed, or a halo. The constrains are poor so we can not conclude on its origins.

The results are shown in Table 2. They are closed to the images get by reconstruction. The results are also consistent with that found with previous observations<sup>19,27</sup>. The authors found similar P.A. with close values of the inclination of the most luminous extended object.

The fit of the chromatism, indicates us a black body temperature of the inner rim of  $\approx 1500\text{K}$  (see Table 1). This is approximately the dust sublimation temperature found in the litterature<sup>24,25</sup>.

## 5. CONCLUSION AND PERSPECTIVE

The chromatic effect due to the flux predominances of two objects of different sizes is well understood and can be used in order to find astrophysical information of the object. In the case of Herbig AeBe stars we are able to have

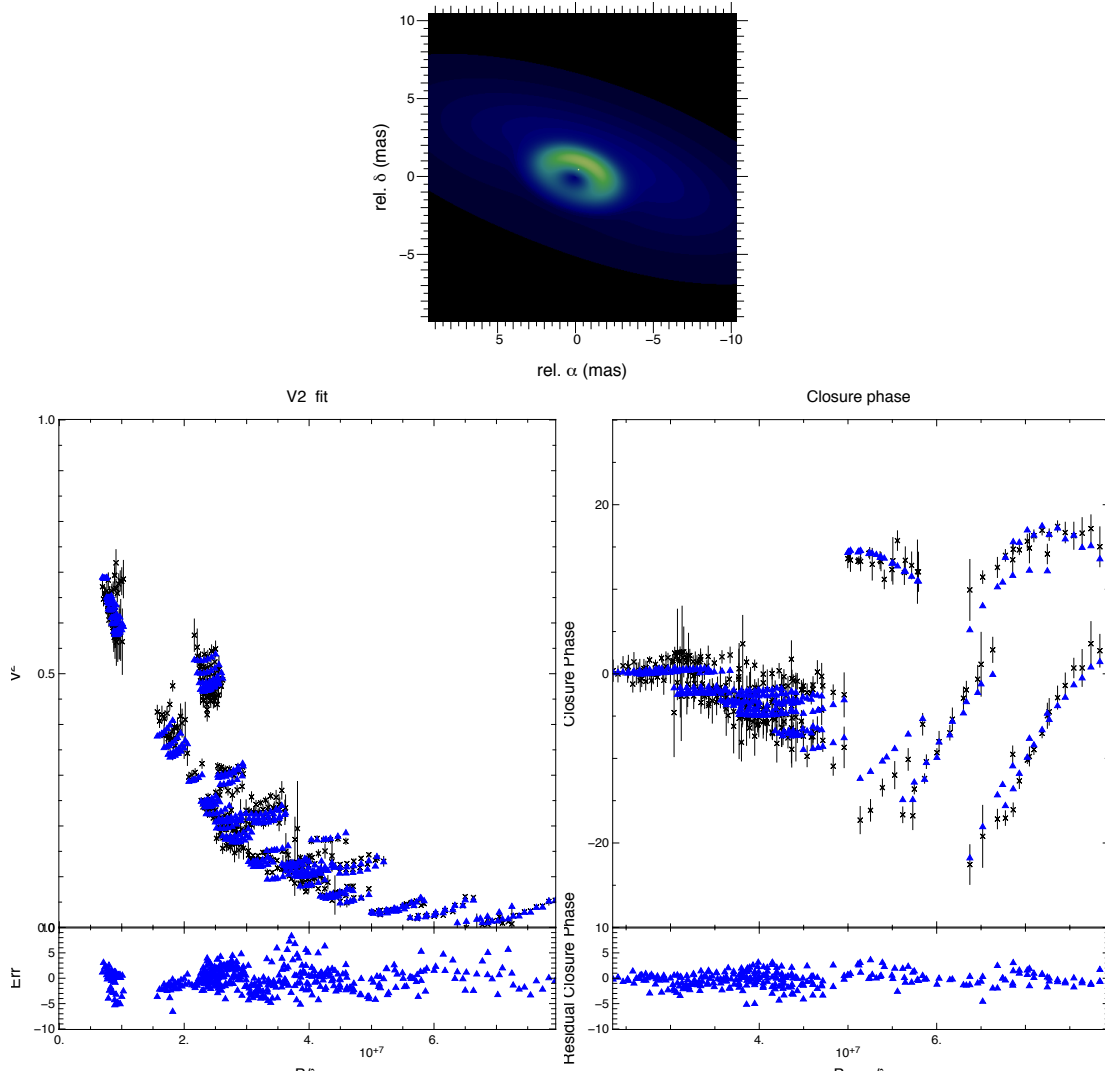


Figure 6. The best fit results are presented. Left : The image corresponding to the best fit. Center : The fit on the V2. Left the fit on the Closure Phases.

an approximation of the temperature of the components. If the chromatic information is given, we can perform gray disk image reconstructions. They are contributing to the astrophysical analyze of the object because they shows the P.A. and the inclinations of the disk. Moreover, in the case of MWC158 it brought us the idea of the second extended component. By the fit we were able to find the inner rim radius and its temperature and to compare what we found with the data from photometry. We bring the first confirmation of the dust sublimation temperature at the inner rim. The information taken from the NIR interferometry and the chromatic effect argue in favor of a young nature of MWC 158.

The main challenge is to be able to make chromatic Young Stellar Objects image reconstructions keeping the super spectral synthesis and without information on the total flux variation. One of the thing which is in process of testing, is the adaptation of the Mira algorithm to the case of young stellar object. The "gray" mira free parameters are the image pixels intensities. If we define the image as the image of the dust at  $\lambda_0$ , the start can be represented by a dirac at the center of the image. Hence, we can put the stellar flux and a stellar relative spectral power law as additional parameters to the fit. Since the regularization will tend to smooth the Fourier plan, the algorithm will favors the added parameters to fit the fixture. The first tests was realized on MWC 158

Table 1. The parametric fit results. The acronyms are described in the section 3.3.

$\chi^2$	3.53							
Star			Ring 1			Ring 2		
Parameter	Value	Error	Param.	Value	Error	Param.	Value	Error
$sfr_0$	18.0 %	$\pm 0.7\%$	$r1fr_0$	58.7%	$\pm 1.1\%$	$r2fr_0$	23.3 %	$\pm 1.8\%$
			$T_1$	1482 K	$\pm 79$ K	$T_2$	1326 K	$\pm 48$ K
$x_*$	-0.22 mas	$\pm 0.01$ mas	$rr_1$	1.76 mas	$\pm 0.02$ mas	$rr_2$	3.90 mas	$\pm 0.02$ mas
$y_*$	0.40 mas	$\pm 0.01$ mas	$w_1$	1.94 mas	$\pm 0.13$ mas	$w_2$	13.44 mas	$\pm 0.32$ mas
			$P.A.$	71.67	$\pm 0.64$	$P.A.$	71.67	$\pm 0.64$
			$i_1$	52.6	$\pm 1.3$	$i_2$	67.7	$\pm 1.4$
			$c_1$	0.126	$\pm 0.013$	$c_1$	0.126	$\pm 0.013$
			$s_1$	-0.593	$\pm 0.033$	$s_1$	-0.593	$\pm 0.033$

Table 2. The previous interferometry results on MWC 158. Some results were complete on instruments watching at longer wavelengths (10.7 or 2.2  $\mu m$ ). The  $P.A.$  are consistent and the inclinations  $i$  also.

FWHM	FWHM2	$i$	$P.A.$	$\chi^2$	$\lambda_0$	Ref.
$66 \pm 4$		45	$63 \pm 6$	1	10.7 $\mu m$	27
$64.7 \pm 0.6$		$70.1 \pm 0.7$	$59.1 \pm 1.7$	5.1	10.7 $\mu m$	19
$35.2 \pm 1.5$	$131.4 \pm 11.2$	$56.7 \pm 0.4$	$65.9 \pm 2.0$	1.9	10.7 $\mu m$	19
$4.4 \pm 0.5$		$54 \pm 8$	$66 \pm 9$	40.8	2.2 $\mu m$	19
$3.0 \pm 0.4$	$\geq 14.0$	$54 \pm 8$	$77 \pm 2$	13.3	2.2 $\mu m$	19

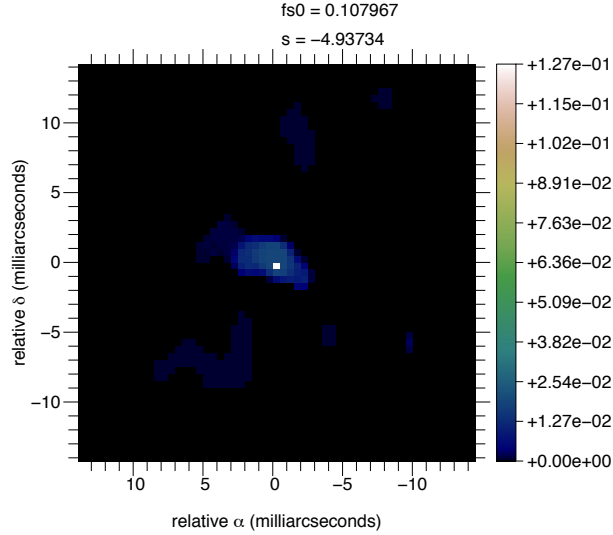


Figure 7. Image corresponding to a polychromatic reconstruction with the mira algorithm.

(Fig. 7). The result found a star with a flux ratio at  $\lambda_0$  of 10.7% and a relative spectral slope of  $\kappa_* = -4.93$ , which corresponds to a black body temperature the disk image at 1.65  $\mu m$  of 900K.

## APPENDIX A. ANALYTIC FLUX FORMULAE

In this appendix we will present the exact equations for the flux received by each spectral channel in order to be able to compute the good model of flux both for the disk and the star.

The flux received by the instrument is :

$$F = \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} F_\lambda d\lambda \quad (26)$$

with  $F$  is the integrated flux received by the instrument,  $\lambda$  the wavelength.

### A.1 The star

For the star we are in the Rayleigh-Jeans side of the black body flux curve, so we have :

$$F_* = \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} 2k_B c T \lambda^{-4} d\lambda \quad (27)$$

with  $k_B$  the Boltzmann constant,  $c$  the light speed,  $T$  the temperature of the star.

Since we are interested only in the evolution of the fluxes in through the spectral channels we need only :

$$F_* \propto \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} \lambda^{-4} d\lambda = \left[ -\frac{\lambda^{-3}}{3} \right]_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} \quad (28)$$

### A.2 The disk

For disk will be in the Wien regime of the blackbody curve. So we will have :

$$F_{disk} = \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} 2hc^2 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) d\lambda \quad (29)$$

with  $h$  the Planck constant.

Without the constant parts it would be :

$$F_{disk} \propto \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) d\lambda \quad (30)$$

with  $C_1 = \frac{hc}{k_B T}$ . In order to have the analytical solution of it, we have to integrate it by parts. The first step is :

$$F_{disk} \propto \frac{1}{C_1} \left( \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} 3\lambda^{-4} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) d\lambda + A \right) \quad (31)$$

with  $A = \left[ \lambda^{-3} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) \right]_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}}$ .

Then :

$$\int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} 3\lambda^{-4} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) d\lambda = \frac{3}{C_1} \left( 2 \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} \lambda^{-3} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) d\lambda + B \right) \quad (32)$$

with  $B = \left[ \lambda^{-2} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) \right]_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}}$ .

If we compute :

$$\int_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} \lambda^{-3} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) d\lambda = \frac{1}{C_1} \left( C + \int_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} \lambda^{-2} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) \right) \quad (33)$$

with  $C = \left[ \lambda^{-1} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) \right]_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}}$ .

Finally :

$$\int_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} \lambda^{-2} \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) d\lambda = \frac{1}{C_1} \left[ \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) \right]_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} \quad (34)$$

With all these computations the final result for the disk flux is :

$$F_{disk} = \frac{2hc^2}{C_1} \left( A + \frac{3}{C_1} \left( B + \frac{2}{C_1} \left( C + \frac{1}{C_1} \left[ \exp\left(-\frac{C_1}{\lambda}\right) \right]_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} \right) \right) \right) \quad (35)$$

## ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank the A.N.R. POLCA which is funding this study.

## REFERENCES

- [1] Monnier, J. D. and Millan-Gabet, R., “On the Interferometric Sizes of Young Stellar Objects,” *ApJ* **579**, 694–698 (Nov. 2002).
- [2] Benisty, M., Natta, A., Isella, A., Berger, J.-P., Massi, F., Le Bouquin, J.-B., Mérand, A., Duvert, G., Kraus, S., Malbet, F., Olofsson, J., Robbe-Dubois, S., Testi, L., Vannier, M., and Weigelt, G., “Strong near-infrared emission in the sub-AU disk of the Herbig Ae star HD 163296: evidence of refractory dust?,” *A&A* **511**, A74 (Feb. 2010).
- [3] Tannirkulam, A., Monnier, J. D., Harries, T. J., Millan-Gabet, R., Zhu, Z., Pedretti, E., Ireland, M., Tuthill, P., ten Brummelaar, T., McAlister, H., Farrington, C., Goldfinger, P. J., Sturmman, J., Sturmman, L., and Turner, N., “A Tale of Two Herbig Ae Stars, MWC 275 and AB Aurigae: Comprehensive Models for Spectral Energy Distribution and Interferometry,” *ApJ* **689**, 513–531 (Dec. 2008).
- [4] Eisner, J. A., Graham, J. R., Akeson, R. L., and Najita, J., “Spatially Resolved Spectroscopy of Sub-AU-Sized Regions of T Tauri and Herbig Ae/Be Disks,” *ApJ* **692**, 309–323 (Feb. 2009).
- [5] Cabrit, S., Ferreira, J., Dougados, C., and Garcia, P., “The ejection-accretion connection in young stars: Testing MHD disk winds,” *Highlights of Astronomy* **15**, 261–262 (Nov. 2010).
- [6] Dougados, C., Bouvier, J., Ferreira, J., and Cabrit, S., “Disks and winds in Young Solar-Type Stars: the Magnetic Connection,” in [*Coronal and Stellar Mass Ejections*], Dere, K., Wang, J., and Yan, Y., eds., *IAU Symposium* **226**, 491–500 (2005).
- [7] Malbet, F., Benisty, M., de Wit, W.-J., Kraus, S., Meilland, A., Millour, F., Tatulli, E., Berger, J.-P., Chesneau, O., Hofmann, K.-H., Isella, A., Natta, A., Petrov, R. G., Preibisch, T., Stee, P., Testi, L., Weigelt, G., Antonelli, P., Beckmann, U., Bresson, Y., Chelli, A., Dugué, M., Duvert, G., Gennari, S., Glück, L., Kern, P., Lagarde, S., Le Coarer, E., Lisi, F., Perraut, K., Puget, P., Rantakyro, F., Robbe-Dubois, S., Roussel, A., Zins, G., Accardo, M., Acke, B., Agabi, K., Altariba, E., Arezki, B., Aristidi, E., Baffa, C., Behrend, J., Blöcker, T., Bonhomme, S., Busoni, S., Cassaing, F., Clausse, J.-M., Colin, J., Connot, C., Delboulbé, A., Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Feautrier, P., Ferruzzi, D., Forveille, T., Fossat, E., Foy, R., Fraix-Burnet, D., Gallardo, A., Giani, E., Gil, C., Glentzlin, A., Heiden, M., Heininger, M., Hernandez Utrera, O., Kamm, D., Kiekebusch, M., Le Contel, D., Le Contel, J.-M., Lesourd, T., Lopez, B., Lopez, M., Magnard, Y., Marconi, A., Mars, G., Martinot-Lagarde, G., Mathias, P., Mège, P., Monin, J.-L., Mouillet, D., Mourard, D., Nussbaum, E., Ohnaka, K., Pacheco, J., Perrier, C., Rabbia, Y., Rebattu, S., Reynaud,

- F., Richichi, A., Robini, A., Sacchettini, M., Schertl, D., Schöller, M., Solscheid, W., Spang, A., Stefanini, P., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., Tasso, D., Vakili, F., von der Lüche, O., Valtier, J.-C., Vannier, M., and Ventura, N., “Disk and wind interaction in the young stellar object  $\iota$ ASTROBJ<sub>2</sub>MWC 297/ $\iota$ ASTROBJ<sub>2</sub> spatially resolved with AMBER/VLTI,” *A&A* **464**, 43–53 (Mar. 2007).
- [8] Tatulli, E., Isella, A., Natta, A., Testi, L., Marconi, A., Malbet, F., Stee, P., Petrov, R. G., Millour, F., Chelli, A., Duvert, G., Antonelli, P., Beckmann, U., Bresson, Y., Dugué, M., Gennari, S., Glück, L., Kern, P., Lagarde, S., Le Coarer, E., Lisi, F., Perraut, K., Puget, P., Rantakyö, F., Robbe-Dubois, S., Roussel, A., Weigelt, G., Zins, G., Accardo, M., Acke, B., Agabi, K., Altariba, E., Arezki, B., Aristidi, E., Baffa, C., Behrend, J., Blöcker, T., Bonhomme, S., Busoni, S., Cassaing, F., Clausse, J.-M., Colin, J., Connot, C., Delboulbé, A., Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Feautrier, P., Ferruzzi, D., Forveille, T., Fossat, E., Foy, R., Fraix-Burnet, D., Gallardo, A., Giani, E., Gil, C., Glentzlin, A., Heiden, M., Heininger, M., Hernandez Utrera, O., Hofmann, K.-H., Kamm, D., Kiekebusch, M., Kraus, S., Le Contel, D., Le Contel, J.-M., Lesourd, T., Lopez, B., Lopez, M., Magnard, Y., Mars, G., Martinot-Lagarde, G., Mathias, P., Mège, P., Monin, J.-L., Mouillet, D., Mourard, D., Nussbaum, E., Ohnaka, K., Pacheco, J., Perrier, C., Rabbia, Y., Rebattu, S., Reynaud, F., Richichi, A., Robini, A., Sacchettini, M., Schertl, D., Schöller, M., Solscheid, W., Spang, A., Stefanini, P., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., Tasso, D., Vakili, F., von der Lüche, O., Valtier, J.-C., Vannier, M., and Ventura, N., “Constraining the wind launching region in Herbig Ae stars: AMBER/VLTI spectroscopy of HD 104237,” *A&A* **464**, 55–58 (Mar. 2007).
- [9] Cabrit, S., “Jets from Young Stellar Objects: Current Constraints and Challenges for the Future,” *Ap&SS* **287**, 259–264 (2003).
- [10] Dougados, C., Cabrit, S., Ferreira, J., Pesenti, N., Garcia, P., and O’Brien, D., “The Origin of Jets from Young Stars: Steady State Disk Wind Models Confronted to Observations,” *Ap&SS* **293**, 45–52 (Aug. 2004).
- [11] Jennison, R. C., “A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent,” *MNRAS* **118**, 276 (1958).
- [12] Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., Antonelli, P., Beckmann, U., Bresson, Y., Chelli, A., Dugué, M., Duvert, G., Gennari, S., Glück, L., Kern, P., Lagarde, S., Le Coarer, E., Lisi, F., Millour, F., Perraut, K., Puget, P., Rantakyö, F., Robbe-Dubois, S., Roussel, A., Salinari, P., Tatulli, E., Zins, G., Accardo, M., Acke, B., Agabi, K., Altariba, E., Arezki, B., Aristidi, E., Baffa, C., Behrend, J., Blöcker, T., Bonhomme, S., Busoni, S., Cassaing, F., Clausse, J.-M., Colin, J., Connot, C., Delboulbé, A., Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Feautrier, P., Ferruzzi, D., Forveille, T., Fossat, E., Foy, R., Fraix-Burnet, D., Gallardo, A., Giani, E., Gil, C., Glentzlin, A., Heiden, M., Heininger, M., Hernandez Utrera, O., Hofmann, K.-H., Kamm, D., Kiekebusch, M., Kraus, S., Le Contel, D., Le Contel, J.-M., Lesourd, T., Lopez, B., Lopez, M., Magnard, Y., Marconi, A., Mars, G., Martinot-Lagarde, G., Mathias, P., Mège, P., Monin, J.-L., Mouillet, D., Mourard, D., Nussbaum, E., Ohnaka, K., Pacheco, J., Perrier, C., Rabbia, Y., Rebattu, S., Reynaud, F., Richichi, A., Robini, A., Sacchettini, M., Schertl, D., Schöller, M., Solscheid, W., Spang, A., Stee, P., Stefanini, P., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., Tasso, D., Testi, L., Vakili, F., von der Lüche, O., Valtier, J.-C., Vannier, M., and Ventura, N., “AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument,” *A&A* **464**, 1–12 (Mar. 2007).
- [13] Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., Zins, G., Haguenaer, P., Jocu, L., Kern, P., Millan-Gabet, R., Traub, W., Absil, O., Augereau, J.-C., Benisty, M., Blind, N., Bonfils, X., Bourget, P., Delboulbe, A., Feautrier, P., Germain, M., Gitton, P., Gillier, D., Kiekebusch, M., Kluska, J., Knudstrup, J., Labeye, P., Lizon, J.-L., Monin, J.-L., Magnard, Y., Malbet, F., Maurel, D., Ménard, F., Micallef, M., Michaud, L., Montagnier, G., Morel, S., Moulin, T., Perraut, K., Popovic, D., Rabou, P., Rochat, S., Rojas, C., Roussel, F., Roux, A., Stadler, E., Steff, S., Tatulli, E., and Ventura, N., “PIONIER: a 4-telescope visitor instrument at VLTI,” *A&A* **535**, A67 (Nov. 2011).
- [14] Hutsemekers, D., “The ultraviolet spectrum of the Be star HD 50138,” *A&AS* **60**, 373–388 (June 1985).
- [15] Andriolat, Y. and Houziaux, L., “HD 50138,” *IAU Circ.* **5164**, 3 (Jan. 1991).
- [16] Pogodin, M. A., “Circumstellar peculiarities in the unusual Be star HD 50138,” *A&A* **317**, 185–192 (Jan. 1997).
- [17] Borges Fernandes, M., Kraus, M., Chesneau, O., Domiciano de Souza, A., de Araújo, F. X., Stee, P., and Meilland, A., “The galactic unclassified B[e] star HD 50138. I. A possible new shell phase,” *A&A* **508**, 309–320 (Dec. 2009).

- [18] van Leeuwen, F., “Validation of the new Hipparcos reduction,” *A&A* **474**, 653–664 (Nov. 2007).
- [19] Borges Fernandes, M., Meilland, A., Bendjoya, P., Domiciano de Souza, A., Niccolini, G., Chesneau, O., Millour, F., Spang, A., Stee, P., and Kraus, M., “The Galactic unclassified B[e] star HD 50138. II. Interferometric constraints on the close circumstellar environment,” *A&A* **528**, A20 (Apr. 2011).
- [20] Lynden-Bell, D. and Pringle, J. E., “The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables,” *MNRAS* **168**, 603–637 (Sept. 1974).
- [21] Adams, F. C., Lada, C. J., and Shu, F. H., “The disks of T Tauri stars with flat infrared spectra,” *ApJ* **326**, 865–883 (Mar. 1988).
- [22] Berger, J.-P., “An introduction to visibility modeling,” in [*EAS Publications Series*], Perrin, G. and Malbet, F., eds., *EAS Publications Series* **6**, 23 (2003).
- [23] Ragland, S., Ohnaka, K., Hillenbrand, L., Ridgway, S. T., Colavita, M. M., Akeson, R. L., Cotton, W., Danchi, W. C., Hrynevich, M., Millan-Gabet, R., and Traub, W. A., “First Keck Nulling Observations of a Young Stellar Object: Probing the Circumstellar Environment of the Herbig Ae Star MWC 325,” *ApJ* **746**, 126 (Feb. 2012).
- [24] Duschl, W. J., Gail, H.-P., and Tscharnuter, W. M., “Destruction processes for dust in protoplanetary accretion disks,” *A&A* **312**, 624–642 (Aug. 1996).
- [25] Dullemond, C. P. and Monnier, J. D., “The Inner Regions of Protoplanetary Disks,” *ARA&A* **48**, 205–239 (Sept. 2010).
- [26] Thiébaud, E., “MIRA: an effective imaging algorithm for optical interferometry,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7013** (July 2008).
- [27] Monnier, J. D., Tuthill, P. G., Ireland, M., Cohen, R., Tannirkulam, A., and Perrin, M. D., “Mid-Infrared Size Survey of Young Stellar Objects: Description of Keck Segment-Tilting Experiment and Basic Results,” *ApJ* **700**, 491–505 (July 2009).





## Annexe B

**A resolved, au-scale gas disk  
around the B[e] star HD 50138**

# A resolved, au-scale gas disk around the B[e] star HD 50138<sup>★</sup>

L. E. Ellerbroek<sup>1</sup>, M. Benisty<sup>2</sup>, S. Kraus<sup>3</sup>, K. Perraut<sup>2</sup>, J. Kluska<sup>2</sup>, J. B. Le Bouquin<sup>2</sup>, M. Borges Fernandes<sup>4</sup>,  
A. Domiciano de Souza<sup>5</sup>, K. M. Maaskant<sup>6,1</sup>, L. Kaper<sup>1</sup>, F. Tramper<sup>1</sup>, D. Mourard<sup>5</sup>, I. Tallon-Bosc<sup>7</sup>,  
T. ten Brummelaar<sup>8</sup>, M. L. Sitko<sup>9,10,★★</sup>, D. K. Lynch<sup>11,12,★★</sup>, and R. W. Russell<sup>11,★★</sup>

<sup>1</sup> Astronomical Institute “Anton Pannekoek”, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands  
e-mail: lucas.ellerbroek@gmail.com

<sup>2</sup> Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France  
CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

<sup>4</sup> Observatório Nacional, Rua General José Cristino 77, 20921-400 São Cristovão, Rio de Janeiro, Brazil

<sup>5</sup> Laboratoire Lagrange, UMR 7293 UNS-CNRS-OCA, Boulevard de l’Observatoire, CS 34229, 06304 NICE Cedex 4, France

<sup>6</sup> Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

<sup>7</sup> Université de Lyon, 69003 Lyon, France; Université Lyon 1, Observatoire de Lyon, 9 avenue Charles André, 69230 Saint Genis  
Laval; CNRS, UMR 5574, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon; Ecole Normale Supérieure, 69007 Lyon, France

<sup>8</sup> The CHARA Array of Georgia State University, Mount Wilson Observatory, 91023 Mount Wilson CA, USA

<sup>9</sup> Department of Physics, University of Cincinnati, Cincinnati OH 45221, USA

<sup>10</sup> Space Science Institute, 4750 Walnut Street, Boulder, CO 80303, USA

<sup>11</sup> The Aerospace Corporation, Los Angeles, CA 90009, USA

<sup>12</sup> Thule Scientific, Topanga, CA 90290, USA

Received; accepted

## Abstract

HD 50138 is a B[e] star surrounded by a large amount of circumstellar gas and dust. Its spectrum shows characteristics which may indicate either a pre- or a post-main-sequence system. Mapping the kinematics of the gas in the inner few au of the system contributes to a better understanding of its physical nature. We present the first high spatial and spectral resolution interferometric observations of the Br $\gamma$  line of HD 50138, obtained with VLTI/AMBER. The line emission originates from a region more compact (up to 3 au) than the continuum-emitting region. Blue- and red-shifted emission originates from the two different hemispheres of an elongated structure perpendicular to the polarization angle. The velocity of the emitting medium decreases radially. An overall offset along the NW direction between the line- and continuum-emitting regions is observed. We compare the data with a geometric model of a thin Keplerian disk and a spherical halo on top of a Gaussian continuum. Most of the data are well reproduced by this model, except for the variability, the global offset and the visibility at the systemic velocity. The evolutionary state of the system is discussed; most diagnostics are ambiguous and may point either to a post-main-sequence or a pre-main-sequence nature.

**Key words.** Stars: formation – Stars: emission-line, Be – Stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be, Stars: circumstellar matter, interstellar medium (ISM) – Stars: individual objects: HD 50138

## 1. Introduction

B[e] stars are an enigmatic class of stellar objects, the nature of which is in many cases unknown and strongly debated. They are defined as stars with spectral type B that show forbidden emission lines in their optical spectra, as well as a strong near-infrared excess (Slettebak 1976; Allen & Swings 1976; Zickgraf 1998). The forbidden lines originate in a tenuous circumstellar medium, while a dust envelope or a disk radiates in the infrared. The denomination “B[e] star” is phenomenological; the defin-

ing characteristics can be produced by a heterogeneous set of astrophysical objects. Among its members are both young (pre-main-sequence stars) and evolved systems (e.g., supergiants, interacting binaries, and planetary nebulae). For many systems, determining their configuration and evolutionary state proves to be a difficult observational challenge (Lamers et al. 1998; Miroshnichenko 2007).

Lamers et al. (1998) formulated a classification scheme for B[e] stars of different nature based on their spectral lines, luminosity and environment. For some objects, however, the diagnostics in Lamers’ scheme are inconclusive. These systems may be better understood by combining observations with high resolution in the spectral, spatial and temporal domain. In the last decade, a new generation of optical/near-infrared interferometers with high spectral resolution have become available. With these, circumstellar gas dynamics can be mapped with unprecedented spatial (milli- to micro-arcsecond) and spectral ( $\Delta v \sim 25 \text{ km s}^{-1}$ ) resolution. This has been a successful method to resolve some of the most intensely debated B[e] systems (Malbet et al. 2007; Domiciano de Souza et al. 2007; Millour

\* Based on observations performed with X-shooter (program 090.D-0212) and CRIRES (program 084.C-0668), mounted on the ESO *Very Large Telescope*, on Cerro Paranal, Chile, and AMBER mounted on the *Very Large Telescope Interferometer* (programs 082.C-0621, 082.C-0657, 083.C-0144, 084.C-0187, 084.C-0668, 084.C-0983, and 384.D-0482).

\*\* Visiting Astronomer, Infrared Telescope Facility, operated by the University of Hawaii under Cooperative Agreement no. NNX-08AE38A with the National Aeronautics and Space Administration, Science Mission Directorate, Planetary Astronomy Program.

et al. 2009; Weigelt et al. 2011; Kraus et al. 2008, 2012; Wang et al. 2012; Wheelwright et al. 2012b,c, 2013). In most of these cases, binary interaction is the most probable cause of the complex circumstellar environment. Gas disks are found to dominate the emission in the inner few astronomical units (au); only in a few cases a Keplerian velocity field can be resolved (e.g., Kraus et al. 2012).

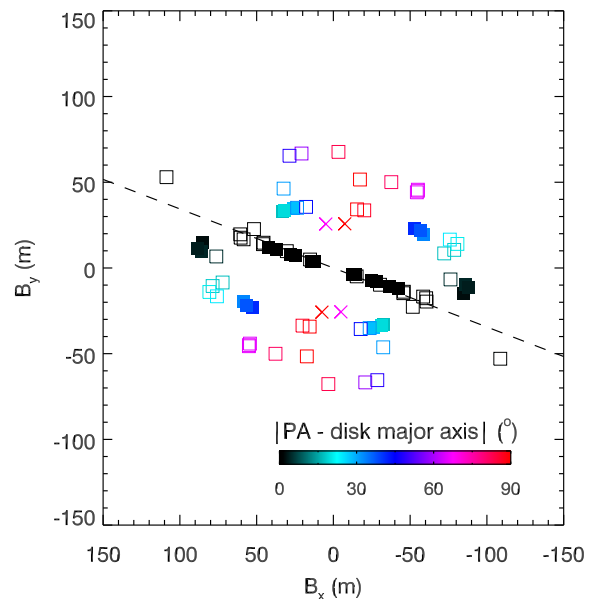
In this paper, we present the first high-resolution spectro-interferometric study of the puzzling B[e] star HD 50138 (V743 Mon, MWC 158). Being among the brightest B[e] stars in the sky, it is located at a distance of  $500 \pm 150$  pc (van Leeuwen 2007) and has not been associated with a star-forming region. It may be part of the Orion-Monoceros molecular cloud complex (Maddalena et al. 1986), but because of the uncertainty in the distance, this cannot be confirmed.

Despite the ample amount of observations and literature, no definitive conclusion has been drawn regarding its evolutionary state. Arguments have been made to classify it as a pre-main-sequence object (Morrison & Beaver 1995) or a star on, or just evolving off the main-sequence (Borges Fernandes et al. 2009, BF09). For more discussion on its evolutionary state, see e.g., Jaschek et al. (1993); Jaschek & Andrillat (1998); Lamers et al. (1998). The main property favoring a pre-main-sequence nature are spectral infall signatures. Conversely, the occurrence of shell phases have been interpreted as signs of a post-main-sequence nature. Many characteristics are ambiguous, like the isolation of the object, its large infrared excess and possible binarity (Cidale et al. 2001; Baines et al. 2006).

The circumstellar dust around the system is distributed in an aspherical geometry, well represented by a moderately inclined disk,  $i = 56 \pm 4^\circ$ , as determined by Borges Fernandes et al. (2011, BF11) based on near- (au-scale) and mid-infrared (10 au-scale) interferometry. The same authors find an position angle (north through east) of the disk major axis,  $\psi = 71 \pm 7^\circ$ , perpendicular to the polarization angle ( $159 \pm 4^\circ$ , Bjorkman et al. 1998; Yudin & Evans 1998; Oudmaijer & Drew 1999). Signatures of outflowing and infalling gas are found in emission lines (Morrison & Beaver 1995; Grady et al. 1996; Pogodin 1997; BF09; Borges Fernandes et al. 2012, BF12). Spectropolarimetry by Bjorkman et al. (1998) suggests that a geometrically thin gas disk exists, where electron scattering dominates the polarization. Other polarimetry studies also find evidence for a circumstellar rotating disk or equatorial outflow (Oudmaijer & Drew 1999; Harrington & Kuhn 2007, 2009).

Spectro-astrometry by Baines et al. (2006) shows a time-dependent shift of the photocenter and a decreasing spatial width across the H $\alpha$  line. This is interpreted by the authors as being a sign of a binary companion on a wide orbit. The circumstellar material may be the result of the interaction with a much closer companion. Given the limited time sampling of monitoring campaigns to date, no evidence for a spectroscopic binary has been found (Corporon & Lagrange 1999; BF12). Photometric and spectroscopic variability is detected on timescales from days to years from as early as the 1930s. This has been attributed to shell phases and outbursts, during which the ejected material absorbs and scatters radiation in lines and in the continuum. This variability remains an actively discussed phenomenon (Merrill 1931; Merrill & Burwell 1933; Doazan 1965; Hutsemekers 1985; Andrillat & Houziaux 1991; Halbedel 1991; Bopp 1993; Pogodin 1997, BF09, BF12).

In this paper, we focus on the kinematics of the Br $\gamma$  emission line tracing the circumstellar gas around HD 50138. We present a series of observations performed with the *Astronomical Multi-Beam Combiner* (AMBER) on the *Very*



**Figure 1.** Coverage of the  $(u, v)$ -plane of the VLTI/AMBER-observations with  $\mathcal{R} \sim 12,000$  (filled squares) and  $\mathcal{R} \sim 1500$  (open squares). The two CHARA/VEGA-observations are also displayed (crosses). The dashed line is aligned with the major axis of the modeled disk ellipse ( $\psi = 71^\circ$ ). Colors indicate the baseline PA with respect to this line.

*Large Telescope Interferometer* (VLTI), with the VLT *Cryogenic High-Resolution Infrared Echelle Spectrograph* (CRIRES) and VLT/X-shooter, all located on Cerro Paranal, Chile. We supplement the dataset with observations of the H $\alpha$  line, taken with the *Visible Spectrograph and Polarimeter* (VEGA) on the CHARA array on Mount Wilson, California, USA. The observations are described in Sect. 2. We present the optical-to-infrared stellar and circumstellar spectra, and the most important trends and signatures found in the AMBER, CRIRES and VEGA data in Sect. 3. With baselines up to 120 m and a high spectral resolution ( $v = 25 \text{ km s}^{-1}$ ), we are able to resolve micro-arcsecond structures in the line emission. In Sect. 4, the interferometric observations are compared to a geometric model, which consists of a Keplerian disk and halo. We discuss the validity of this and other possible model geometries in Sect. 5. The implications for the object’s evolutionary state are also considered. The main conclusions of this work are presented in Sect. 6.

## 2. Observations and data reduction

A summary of the observations which are presented in this paper is given in Table 1.

### 2.1. VLTI/AMBER Spectro-interferometry

We observed HD 50138 between January 2009 and November 2013, during eleven nights. We used the near-infrared instrument AMBER on the VLTI (Schöller 2007; Haguenaer et al. 2010). AMBER enables the simultaneous combination of three beams in the K band ( $2.0\text{-}2.4 \mu\text{m}$ ), with a spectral resolving power up to  $\mathcal{R} \sim 12,000$  (Petrov et al. 2007).

Six measurements have been obtained at medium spectral resolution ( $\mathcal{R} \sim 1500$ ,  $\Delta v \sim 200 \text{ km s}^{-1}$ ) and five at high resolution ( $\mathcal{R} \sim 12,000$ ,  $\Delta v \sim 25 \text{ km s}^{-1}$ ). We performed these ob-

**Table 1.** Journal of the observations.

	Date	Config.	$B_{\text{proj}}$ (m)	PA ( $^{\circ}$ )	$\mathcal{R}$ (eff.)	Calibrator
<i>VLT/AMBER</i>						
1	2009-02-28	E0G0H0	15 / 29 / 44	74 / 74 / 74	12,000	HD52938
2	2009-04-25	E0G0H0	13 / 26 / 38	74 / 74 / 74	12,000	HD52938
3	2010-01-31	U2U3U4	43 / 62 / 86	37 / 108 / 80	12,000	HD44891
4	2010-03-03	U2U3U4	45 / 58 / 86	45 / 114 / 84	12,000	HD44891
5	2010-03-04	U2U3U4	46 / 61 / 89	43 / 111 / 83	12,000	HD44891
6	2009-01-16	D0G1H0	56 / 68 / 71	66 / 177 / 129	1500	HD52938
7	2009-04-30	G1D0	54	161	1500	HD52938
8	2009-11-15	E0G0H0	16 / 32 / 48	72 / 72 / 72	1500	HD53267
9	2009-12-04	U1U2U4	57 / 77 / 121	35 / 85 / 64	1500	HD44891
10	2010-02-07	D0G1	63	143	1500	HD52938
11	2013-11-12	D0G111	70 / 40 / 72	129 / 26 / 97	1500	HD59881
<i>CHARA/VEGA</i>						
	2010-10-11	S1S2	26	11	160	HD46487
	2012-10-29	S1S2	27	-16	160	HD46487
<i>VLT/CRILES</i>						
	2009-11-05			15 / 75 / 135	100,000	HD60803
<i>VLT/X-shooter</i>						
	2013-02-14			parallactic ang.	9100–17,400	

servations using the relocatable 1.8 m auxiliary telescopes (ATs) and the 8.2 m unit telescopes (UTs), both arrays in two different configurations. The longest baseline is  $\sim 121$  m. Fig. 1 displays the  $(u, v)$ -plane coverage of the observations. The position angles (PA) of the baselines are color-coded in this image. The broadest range in spatial scales was intentionally achieved along a PA of  $\sim 71^{\circ}$ , parallel to the disk major axis as found by BF11, where the object is most extended.

Each measurement of HD 50138 was preceded and followed by observations of calibrator targets to measure the instrumental transfer function and to correct for instrumental effects. We used the following calibrators: HD52938 (angular diameter  $\theta \sim 0.87 \pm 0.01$  mas), HD53267 ( $\theta \sim 0.86 \pm 0.01$  mas), HD44891 ( $\theta \sim 1.41 \pm 0.02$  mas), and HD59881 ( $\theta \sim 0.44 \pm 0.03$  mas). The angular diameters were based on uniform disk models. The diameters of the first two calibrators were taken from Mérand et al. (2005); the latter two were directly computed by SearchCal (JSDC2 catalog). All the observations were performed using the fringe-tracker FINITO (Le Bouquin et al. 2008).

The data reduction was performed following standard procedures described in Tatulli et al. (2007b) and Chelli et al. (2009), using the `amdlib` package, release 3.0.6, and the `yorick` interface provided by the Jean-Marie Mariotti Center (JMMC)<sup>1</sup>. Raw spectral visibilities, differential phases, and closure phases were extracted for all the frames of each observing file. Consecutive observations were merged to enhance the signal to noise ratio (S/N) and a selection of 80% of the highest quality frames was made to achieve higher accuracy on the visibilities and phases. The transfer function was obtained by averaging the calibrator measurements, after correcting for their intrinsic diameters. The spectrograph field of view is  $\sim 300$  and  $\sim 60$  mas for the AT and UT observations, respectively.

The wavelengths were converted to a velocity scale. The systemic velocity  $v = 0$  corresponds to the center of the Bry line, determined from the spectrum by a single Gaussian fit. From the X-shooter spectrum we determined that the Bry line center is consistent with the systemic velocity as determined from the photospheric lines (BF09). The absolute value of the visibilities obtained with the UT baselines could not be determined because of random vibrations of the telescopes. However, this issue affects all spectral channels in the same way, and does not modify our conclusions, most of which are based on differential quantities.

<sup>1</sup> The calibrated data in the OI-FITS format (Pauls et al. 2005) will be included in the JMMC database <http://www.jmmc.fr>.

## 2.2. CHARA/VEGA Spectro-interferometry

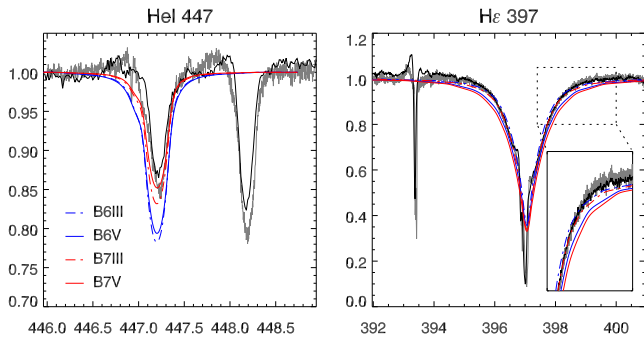
We observed HD 50138 around the  $H\alpha$  line using the visible VEGA spectrograph (Mourard et al. (2009) at the CHARA array (ten Brummelaar et al. 2005). We observed in the medium resolution mode ( $\mathcal{R} = 5000$ ), with the S1S2 baseline ( $B_p \sim 28$  m). We operated VEGA in parallel with the CLIMB near-infrared beam combiner acting as a coherence sensor (Sturmann et al. 2010). We measured a typical residual jitter on the optical path difference of the order of  $7 \mu\text{m}$ . We followed a sequence calibrator-target-calibrator, with 40 or 60 blocks of 1000 short exposures (of 25 ms) per star, using two calibrators: HD 46487 ( $\theta \sim 0.178 \pm 0.013$  mas) and HD 59881 ( $\theta \sim 0.42 \pm 0.03$  mas).

The spectra were extracted at  $\mathcal{R} = 5000$ , using a classical scheme of collapsing the 2D flux in one spectrum, calibrating the pixel-wavelength relation with a Thorium-Argon lamp, and normalizing the continuum by a polynomial fit. As HD 50138 is close to the limiting magnitude of the VEGA instrument, we had to reduce the spectral binning to  $\mathcal{R} = 160$  to compute differential visibilities and phases (Mourard et al. 2009). The errors on these quantities correspond to the root-mean-square variability in the continuum. The error values in the pixels containing the line emission were diminished by a factor  $\sqrt{2}$  to account for the increased flux, which is around 2 times higher in the line with respect to the continuum.

## 2.3. VLT/X-shooter Spectroscopy

Spectra of HD 50138 were obtained on 2013-02-14, UT 04:53, with X-shooter on the VLT. X-shooter covers the optical to near-infrared spectral region in three separate arms: UVB (290–590 nm), VIS (550–1010 nm) and NIR (1000–2480 nm; Vernet et al. 2011). Narrow slits were used:  $0''.5$ ,  $0''.4$  and  $0''.4$  in the three spectrograph arms, respectively. This resulted in a spectral resolving power  $\mathcal{R} \equiv \lambda/\Delta\lambda$  of 9100 in UVB, 17,400 in VIS and 11,300 in NIR. The S/N was 120 at 450 nm and 55 at 2150 nm.

The frames were reduced using the X-shooter pipeline (version 1.5.0, Modigliani et al. 2010), employing the standard steps of data reduction, i.e. order extraction, flat fielding, wavelength calibration and sky subtraction. The wavelength calibration was verified by fitting selected OH lines in the sky spectrum. Flux-calibration was performed using spectra of the spectrophotometric standard star GD0.653 (a DA white dwarf). The slit losses were estimated from measuring the seeing full width at half maximum (FWHM,  $\sim 0''.9$  in  $V$ ) from the spatial profile of the point



**Figure 2.** Spectra of the He I  $\lambda 447.1$  nm (*left*) and He I (*right*) lines, obtained with X-shooter (black line) and Narval (gray line). FASTWIND model profiles are overplotted for B6 and B7 giants and main-sequence stars. The inset in the right panel shows a detail of the line wing. The B7 III model provides the best fit with the observed profiles. The Ca II H  $\lambda 393$  nm and Mg II  $\lambda 448$  nm lines are also visible.

source on the frame. These estimates were refined by comparing the obtained spectral energy distribution (SED) to the averaged photometry (Sitko et al. 2004, see Sect. A). This procedure introduces an uncertainty of about 10% in the absolute flux calibration; the relative flux calibration is accurate to within 3%.

The wavelengths and velocities used throughout this paper are expressed in the systemic rest frame, for which we adopt  $35 \text{ km s}^{-1}$  with respect to the Local Standard of Rest (BF09).

#### 2.4. VLT/CRIRES Spectro-astrometry

Spectra of HD 50138 were obtained in the  $K$ -band with VLT/CRIRES, for the purpose of spectro-astrometry of the Br $\gamma$  line. The data were taken on 2009-11-05 at UT 06:15. A slit of  $0.2$  was used, resulting in a spectral resolving power  $\mathcal{R} = 100,000$ . The calibrator HD 60803 was observed directly afterwards. The rotator position angles were at  $15^\circ$ ,  $75^\circ$  and  $135^\circ$ , and the respective counter-parallel angles. For a detailed description of the data reduction procedure, see Kraus et al. (2012).

#### 2.5. Supplementary data

Additional spectroscopic and photometric data from previous studies and data archives are used in this paper. An optical high-resolution ( $R \sim 80,000$ ) spectrum was taken in March 2007 with the Narval spectropolarimeter at the telescope Bernard Lyot at the observatory of Pic du Midi, France. This spectrum was also presented in BF09.

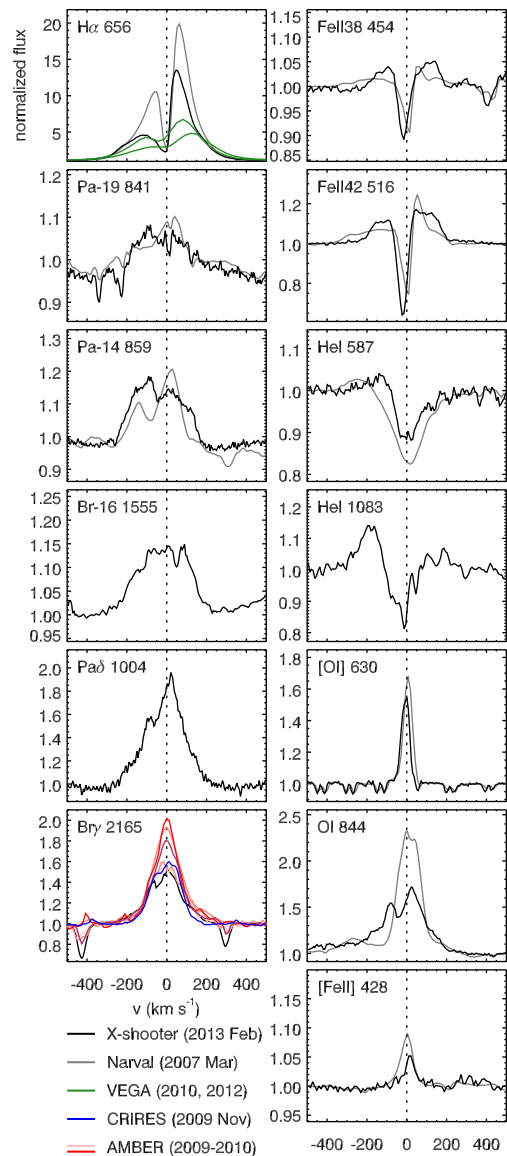
Mid-infrared spectra were obtained on 1999-12-24 and 2003-01-08 with The Aerospace Corporation's *Broad-band Array Spectrograph System* (BASS) at the Infrared Telescope Facility (Sitko et al. 2004). This instrument covers the 3–13  $\mu\text{m}$  wavelength region. BASS is described more fully in Sitko et al. (2008). Magnitudes from the IRAS observatory are also used.

### 3. Results

#### 3.1. Spectroscopy

In this section, we present spectra obtained with VLT/X-shooter and the AMBER Br $\gamma$  spectra. We compare these to the Narval high-resolution optical spectrum obtained in 2007.

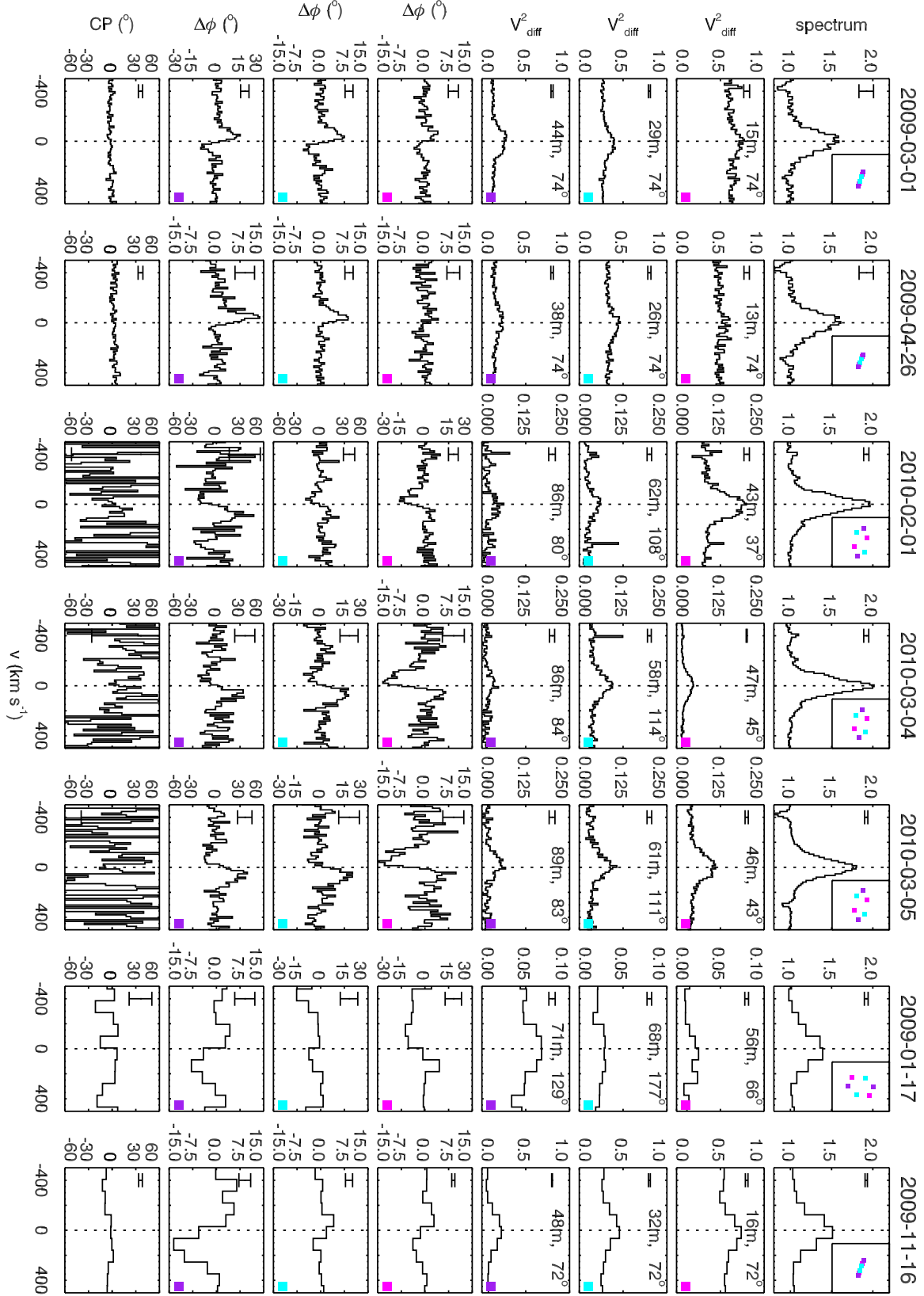
The spectral type of HD 50138 is difficult to constrain because of the temporal variability. Types in the range B5-A0 and



**Figure 3.** Selection of spectral lines of HD 50138 obtained with X-shooter, Narval (BF09), and AMBER. All lines show some degree of variability. Note the varying strength of double peaks and the component at  $v \sim 0 \text{ km s}^{-1}$ . The Narval and CRIRES spectra are rebinned to match the X-shooter resolution (9100 in the optical, 17,400 in the NIR).

luminosity classes I-V have been proposed in the literature; see references in BF09. The latter authors determine a spectral type of B6-B7 III-V based upon a detailed analysis of photometric and spectroscopic data. We further constrain this estimate by comparing the X-shooter spectra to model spectra of these subtypes. We adopt a similar by-eye fitting method to the one described in Ochsendorf et al. (2011).

For mid- to late-B type spectra, the main temperature diagnostic is provided by the He I  $\lambda 447$  nm line, while the luminosity class is determined from the wings of the He I line (Gray & Corbally 2009). Model profiles for these two lines are calculated for the subtypes B6-B7 III-V, using the non-LTE radiative transfer code FASTWIND (Puls et al. 2005). We adopt  $v \sin i = 100 \text{ km s}^{-1}$  (BF12). The modeled spectra are compared to the observed profiles in Fig. 2; the B7 III model has the best overall fit and we adopt this model in the remainder of the paper.



**Figure 4.** Spectra, squared visibilities, differential phases and closure phase of the Bry line observed by AMBER. The top and bottom panels display the high- and medium-resolution data, respectively. Error bars are calculated as the  $1\sigma$  noise level in the continuum. The array configurations, baseline lengths and position angles (N through E) are displayed in the top right corners of the panels. Colored squares in the bottom right corners connect properties of identical baselines.

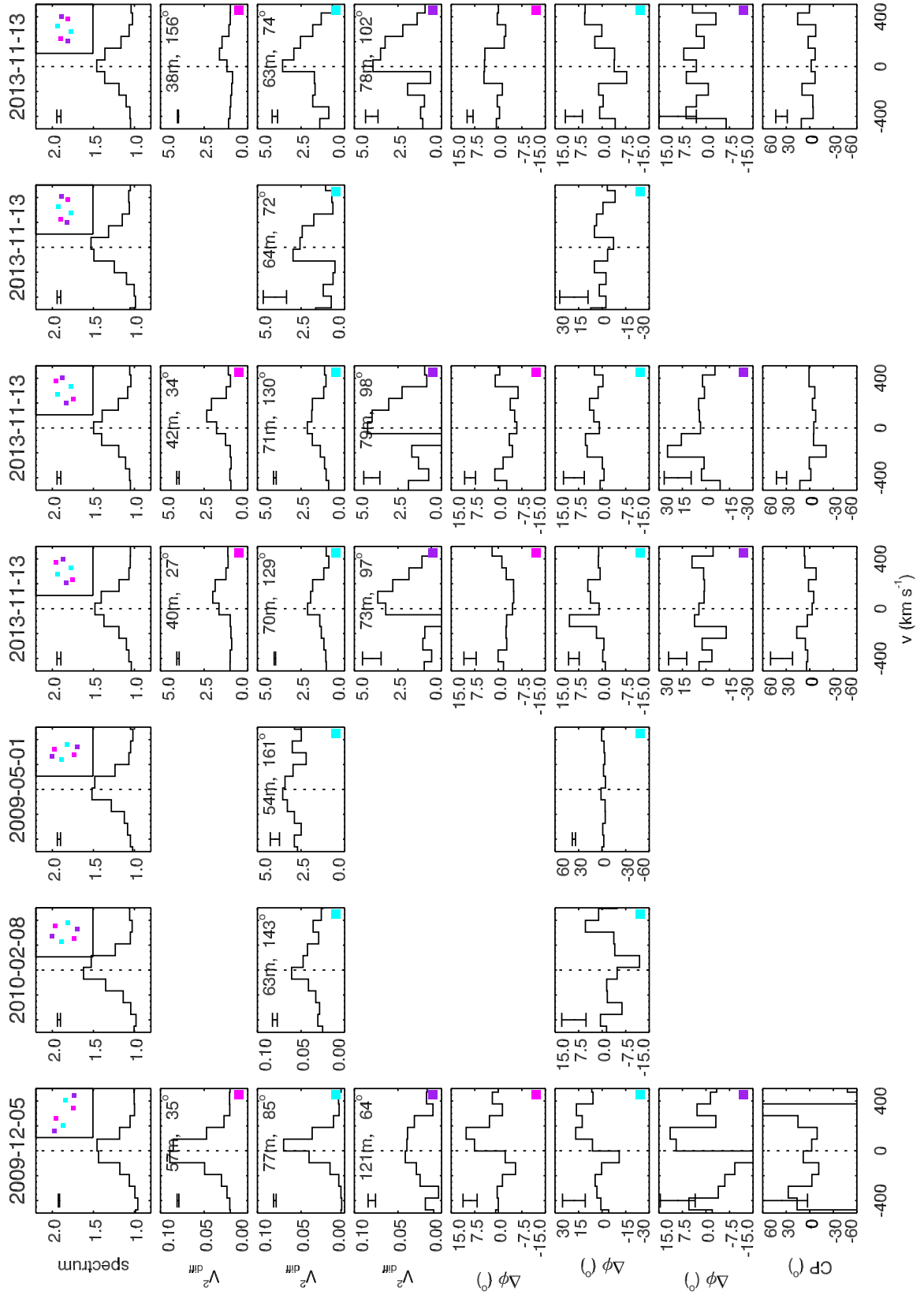


Figure 4. Continued.



The circumstellar gas environment produces many emission lines; nearly 300 are detected in the X-shooter range. A selection representative of the different line morphologies seen across the X-shooter range is displayed in Fig. 3. Additional spectra are also plotted to illustrate variability on timescales from days to years. These data are the AMBER spectra of Br $\gamma$  ( $\mathcal{R} = 12,000$ ), the CRIRES spectrum of Br $\gamma$  ( $\mathcal{R} = 100,000$ ) and the Narval optical spectrum. The resolution of the high-resolution spectra has been degraded to match the X-shooter spectrum.

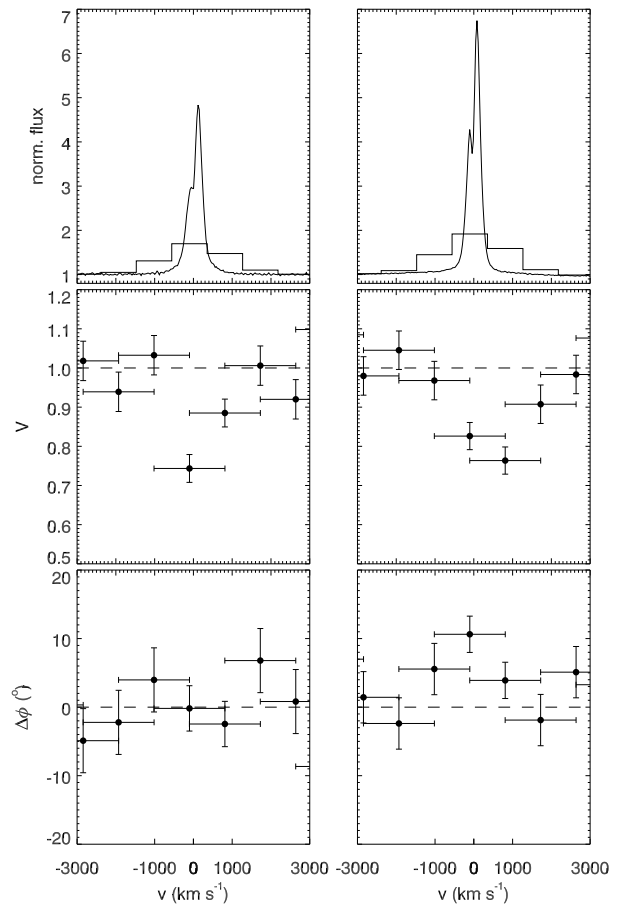
All profiles for which multiple observations are available show some degree of variability. The H $\alpha$  profile is double-peaked; the red-shifted peak is strongest. The blue-to-red peak intensity ratio is documented to vary between 0.3 and 0.9 (see BF09 and references therein). The other H I profiles also show double peaks; their blue-to-red variability is not correlated with the H $\alpha$  variability. The higher Paschen and Brackett transitions have relatively shallow profiles with pronounced peaks. The double peaks in the lower transitions, like H $\alpha$  and Pa $\delta$ , are less pronounced; they are “filled in” by an additional broad ( $\Delta v \sim 60 \text{ km s}^{-1}$ ) and sharply peaked component at zero velocity. This is also seen in Br $\gamma$ , where the profile changes from double- to single-peaked between the different AMBER and X-shooter observations. An abrupt change from single- to double-peaked is also seen in the O I  $\lambda 844 \text{ nm}$  line.

The Fe II lines have an emission component with a broad FWHM, as well as a narrow, variable absorption component close to zero velocity, which has been attributed to cold material in, e.g., a circumstellar shell or halo (see e.g. Pogodin 1997, BF09). In the high-resolution data, it can be seen that the absorption is a blend of multiple narrow components (BF09). The He I lines (as well as optical Mg II and Si II lines, that are not shown) have a central absorption blended with blueshifted emission around  $-100 \text{ km s}^{-1}$ . This could be an absorption profile combined with emission in a wind or outflow approaching the observer. It has also been interpreted as an inverse P-Cygni profile indicative of infall (Morrison & Beaver 1995; Pogodin 1997). Which of these two interpretations is correct depends on the value of the systemic velocity; with the adopted value from BF09 the first interpretation is favored.

The SED displayed in Fig. A.1 is compiled from the X-shooter spectrum and infrared data from Sitko et al. (2004). A 13,000 K,  $\log g = 3.5$  atmospheric model (consistent with a B7 III spectral type Kurucz 1993) is overplotted, reddened with an  $A_V = 0.4, R_V = 3.1$  extinction law (Cardelli et al. 1989). The resulting stellar radius and luminosity are  $R_* = 7.0 \pm 2.1 R_\odot$  and  $L_* = (1.2 \pm 0.4) \times 10^3 L_\odot$ . The stellar-to-total flux ratio  $f = F_*/F_{\text{tot}}$  in the K-band provides an important constraint for the analysis of the interferometric data (see Sect. 3.2 and 3.3). From the SED fit, we obtain  $f = 0.08 \pm 0.01$ .

### 3.2. Size scales

In this section we give an overview of the interferometric data. The AMBER data, which are centered on the Br $\gamma$  line, are displayed in Fig. 4. The error bars correspond to the root-mean-square variation in the continuum region at  $500 < |v| < 1000 \text{ km s}^{-1}$ . Two points are immediately apparent from the shape of the observed profiles. Firstly, the visibility is higher in the line than in the continuum for all baselines. This indicates that at the probed spatial scales, the Br $\gamma$  emitting region (hot gas) is more compact than the region producing the NIR continuum emission (mostly from dust). Secondly, in most baselines the regions emitting at a projected velocity are spatially resolved, as



**Figure 5.** Top to bottom: H $\alpha$  spectrum, squared visibility and differential phase taken with CHARA/VEGA, taken on 2010-10-11 (left panels) and 2012-10-29 (right panels).

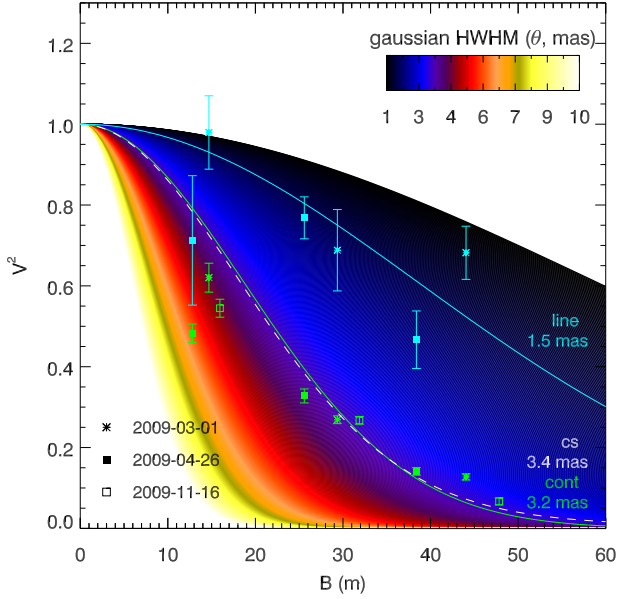
indicated by the “wiggle” in the differential phases, across the Br $\gamma$  line.

**Table 2.** Gaussian size estimates for the VEGA observations of H $\alpha$

Date	PA ( $^\circ$ )	$V$	$V_{\text{line}}$	HWHM (mas)
2010-10-11	11	$0.74 \pm 0.08$	$0.37 \pm 0.20$	$2.7 \pm 0.7$
2012-10-29	-16	$0.83 \pm 0.04$	$0.63 \pm 0.09$	$1.8 \pm 0.3$

The VEGA data are displayed in Fig. 5. The visibility drop across the H $\alpha$  line indicates that the H $\alpha$  emitting region is more extended than the star, which we assume to be the only contributor to the continuum emission in the optical. The differential phases are, within the large error bars, consistent with zero. This indicates that the H $\alpha$  and continuum photocenters are close.

We derive the size scales from the absolute visibilities. For VLTI observations carried out on the auxiliary telescopes, the effects of random vibrations are reduced and the absolute visibilities are well calibrated. We consider the three observations in the E0G0H0 configuration (1, 2 and 8, Table 1). These baselines are the shortest available (hence the continuum is not very resolved) and were aligned along PA =  $72^\circ - 74^\circ$  which coincides with the disk major axis found by BF11. The VEGA baselines are close to PA =  $0^\circ$ , more or less perpendicular to the disk major axis.



**Figure 6.** Average  $V_{\text{cont}}^2$ ,  $V_{\text{line}}^2$  values plotted as a function of baseline. The colored surface corresponds to the  $V^2$  of a grid of single-Gaussian models with half width at half maximum (HWHM) as indicated by the colors. The best-fit models are indicated for the continuum-emitting region (green solid line) and the  $\text{Br}\gamma$  line-emitting region ( $\lambda_0 = 2166.167$  nm, cyan solid line). The fit to the stellar-flux-corrected continuum region ( $V_{\text{cs}}^2$ ) is also plotted (white dashed line).

In the NIR, we assume that the brightness distribution of the source in the spectral window of interest ( $2159 < \lambda < 2173$  nm,  $|v| < 1000$  km s $^{-1}$ ) is made up of three sources, (i) the continuum emission from the star, denoted by subscript “\*”; (ii) the continuum emission from the circumstellar material, “cs” and (iii) the line emission from the circumstellar gas, “line”. To disentangle the different components in the data we use the same approach as described in Weigelt et al. (e.g., 2007).

In order to derive absolute sizes, we compare the visibilities of the components to those of a simple Gaussian intensity distribution. This assumes that the continuum and line brightness distributions are well approximated by a Gaussian profile, and are furthermore centro-symmetric and not variable. Fig. 6 shows the observed visibilities over a grid of Gaussian models as a function of baseline. The green symbols represent  $V_{\text{cont}}^2$ , measured as the mean value of  $V^2$  across the range  $500 < |v| < 1000$  km s $^{-1}$ . For the high-resolution observations,  $V_{\text{line}}^2$  is computed and averaged (cyan symbols) over the central 8 wavelength bins ( $|v| < 50$  km s $^{-1}$ , or two resolution elements). In the medium-resolution observations, no meaningful values of  $V_{\text{line}}^2$  are retrieved, as the differential phase signal is very weak. The best-fitting models for  $V_{\text{cs}}^2$  and  $V_{\text{line}}^2$  have a HWHM of  $\theta_{\text{cs,mod}} = 3.4$  mas (1.7 au;  $\chi_{\text{red}}^2 = 38.1$ ) and  $\theta_{\text{line,mod}} = 1.5$  mas (0.8 au;  $\chi_{\text{red}}^2 = 2.6$ ), respectively. The high  $\chi^2$ -value of the  $V_{\text{cs}}^2$ -fit results from a bad fit of the short-baseline visibilities. This indicates a probable additional contribution from an extended emission source (e.g. from an envelope or light scattered on outer disk layers). This model is corrected for the stellar flux and falls off to  $f^2$  instead of zero. These best-fit values are used as fiducial size parameters along the disk major axis in the model presented in Sect. 4.

In the optical, the brightness distribution of the source is made up of only two components: the continuum emission from

the star and the line emission from the circumstellar gas. The observed  $\text{H}\alpha$  visibilities (Fig. 5; Tab. 2) are converted to line visibilities  $V_{\text{line}}$  following the same approach as above. The visibilities correspond to a line-emitting region with Gaussian HWHM in the range  $\theta_{\text{line,mod}} = 1.5\text{--}3.4$  mas ( $\sim 0.8\text{--}1.7$  au). The position angles of the VEGA baselines have angles  $60^\circ$  and  $87^\circ$  to the disk major axis. The  $\text{H}\alpha$ -emitting region is thus probably slightly more extended than the  $\text{Br}\gamma$ -emitting region.

### 3.3. Photocenter shifts

The differential phase is a proxy for the shift of the photocenter across the  $\text{Br}\gamma$  line. It can be used to perform spectro-astrometry if the baselines sufficiently cover the two dimensions in the  $(u, v)$ -plane. We use the three U2U3U4 observations (3, 4 and 5, Table 1), each with three baselines, which were taken with at most one month in between observations. These observations are selected to reduce the effect of systematical errors. Eventually, we check the solution for consistency with other observations. To convert the  $\Delta\phi$ -measurements to the photocenter displacement vector,  $\mathbf{P} = \{P_x, P_y\}$ , we follow Lachaume (2003). We set  $\mathbf{P} = 0$  in the continuum, and implicitly assume that  $C\mathbf{P} = 0$  across the spectral range under scrutiny.

For marginally resolved objects (i.e.,  $V^2 \gtrsim 0.8$ ) and for small displacements ( $B/\lambda\theta \ll 1$ ), the differential phase  $\Delta\phi_i$  approximates a linear projection of  $\mathbf{P}$  along the baseline vector  $\mathbf{B} = -2\pi \{u_i, v_i\}/\lambda$ . We will use this approximation even though our observations are not in the marginally resolved regime. We will comment below on how this is justified.

From the nine measurements  $\Delta\phi = \{\Delta\phi_1, \Delta\phi_2, \dots, \Delta\phi_9\}$  the displacement is obtained by performing a weighted linear least square fit:

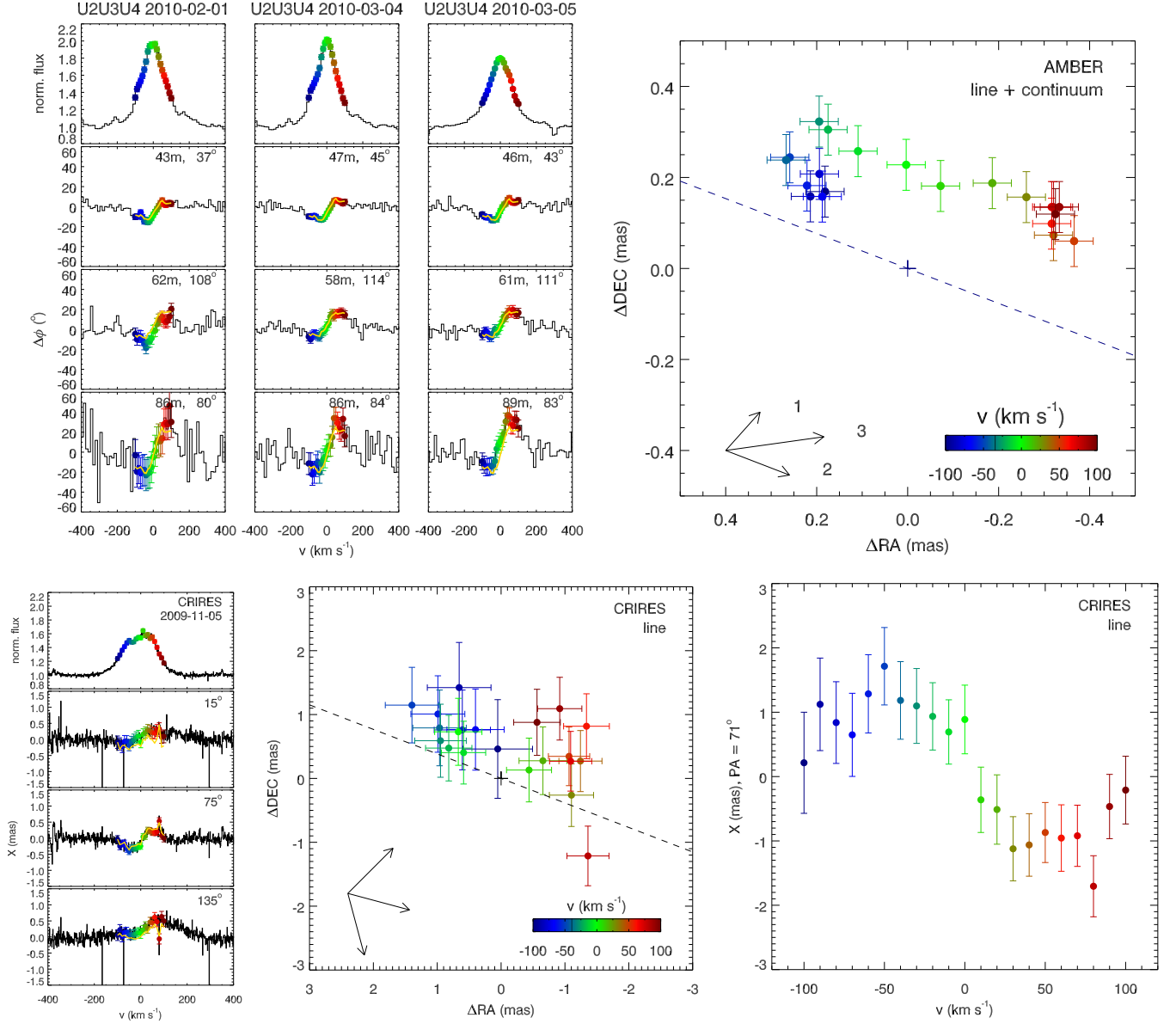
$$\mathbf{P} = (\mathbf{B}^T \mathbf{W} \mathbf{B})^{-1} \mathbf{B}^T \mathbf{W} \Delta\phi, \quad (1)$$

where  $\mathbf{W}$  is a  $9 \times 9$  diagonal matrix containing the inverse squared errors on  $\Delta\phi$ . We repeated this procedure for 21 velocity channels on the interval  $v = (-210, 210)$  km s $^{-1}$ , rebinned with a width of 20 km s $^{-1}$ .

The result is plotted in Fig. 7 (top right). The line-emitting region is elongated NE to SW along PA  $\sim 70^\circ$ , with an overall offset towards the NW with respect to the continuum. The position angle agrees with the disk major axis derived by BF11, which is perpendicular to the polarization angle. The blue-shifted and red-shifted parts of the line are clearly separated between the disk hemispheres. The largest spatial offsets are seen in the lowest velocity channels. This result suggests that the  $\text{Br}\gamma$  emission originates in a disk at  $\psi \sim 71^\circ$  with a radially decreasing rotation around an axis of  $\sim 160^\circ$ . The result is consistent with the  $\Delta\phi$  measurements from the other AMBER datasets which were not included in the fit (Fig. A.2, bottom), indicating that no additional asymmetries are resolved at this angular resolution.

The  $\text{Br}\gamma$  spectro-astrometric signal obtained with CRILES (Fig. 7, bottom) is consistent with the AMBER differential phases. The differentially rotating disk-like structure and the offset to the NW are both seen in these data. The consistency of the AMBER and CRILES results, as well as the agreement with the AMBER observations which were not included in the solution, justify the use of the Lachaume (2003) method, despite the low values of  $V^2$ .

The solution  $\mathbf{P}(\lambda)$  is a proxy for the first moment of the brightness map at wavelength  $\lambda$ . It is strictly a “center of gravity” of the line and continuum contributions to the brightness map, weighted by their respective fluxes. To obtain information



**Figure 7.** *Top left:* Bry spectrum and differential phase measured over the three U2U3U4 baselines in three different observations with AMBER. Overplotted are the data rebinned on  $\Delta v = 20 \text{ km s}^{-1}$  from  $-210$  to  $210 \text{ km s}^{-1}$ , color-coded with their velocity. The yellow lines correspond to the astrometric solution,  $P(\lambda)$ , converted back to  $\Delta\phi$ . *Top right:* two-dimensional representation of the photocenter displacement,  $P(\lambda)$ , as a function of velocity across the Bry line. North is up, East is to the left. The (averaged) baselines of the U2U3U4 triplet are indicated on the bottom left. The dashed line corresponds to the orientation of the disk major axis ( $\psi = 71^\circ$ ) as derived by BF11. *Bottom left:* Spectrum and spectro-astrometric signal detected by CRIRES; same colors as above. *Bottom middle:* photocenter displacement for CRIRES observations, continuum-corrected. *Bottom right:* photocenter displacement for CRIRES observations along the disk major axis ( $\psi = 71^\circ$ ).

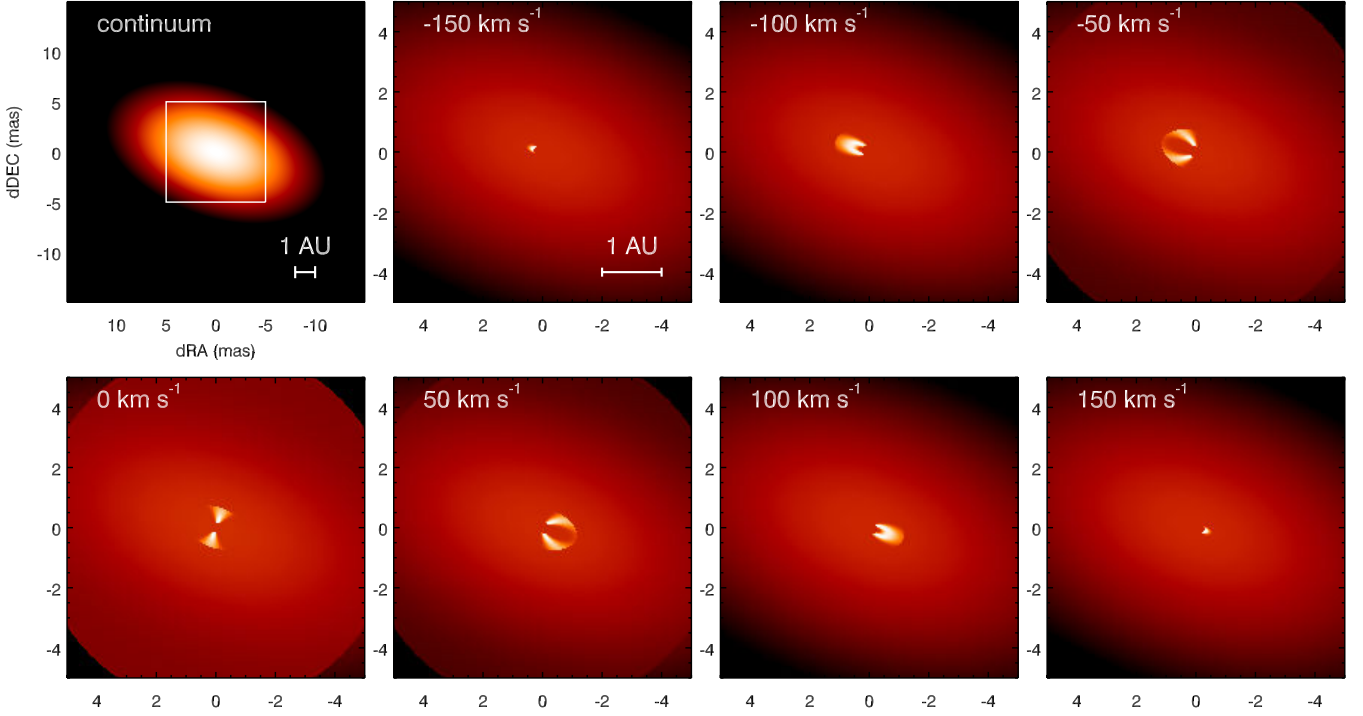
on the absolute size and dynamics of the line emitting region, the contribution of the continuum emission must be subtracted from the solution. However, given the low S/N in  $V^2$ , it is not feasible to derive channel-to-channel photocenter shifts in the line. Instead, we use the parameters derived in this section as an input for a geometric model (Sect. 4).

#### 4. Geometric modeling

The results presented in Sect. 3 suggest the presence of an au-scale rotating gas disk around HD 50138. This interpretation is based on different subsets of the high-resolution AMBER-data: Bry size scale estimates are based on short-baseline observations (Sect. 3.2), while the spectro-astrometry is based on long-

baseline observations in which the velocity field is well resolved (Sect. 3.3). In this section, we aim to interpret *all* the interferometric data in terms of a single, self-consistent physical interpretation. To this end, we construct a geometric model, whose predictions are compared to the data.

The model configuration is presented in Sect. 4.1. The number of parameters is kept as small as possible. Rather than obtaining the best-fit values by brute-force optimization, we choose a more intuitive approach. Most of the parameters are set to *a priori* estimated values based on independent results. Three representative models are presented to illustrate the effect of adding or changing some of the parameters. We motivate these choices in Sect. 4.2. From this model, we calculate spectra, differential visibilities, and differential phases. We compare these to the data



**Figure 8.** Selected channel maps of the geometric Keplerian disk plus spherical halo model (Model D0.6H; see text for description). The upper left panel shows the continuum map, the white box denotes the plot region for the other panels. The brightness scaling is logarithmic; in the zoomed panels, the continuum was scaled down arbitrarily to emphasize the shape of the line emission. The width of the channels is  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Note the emission from the 3 au halo in the fourth to sixth panels.

in Sect. 4.3, and discuss the constraints on and the degeneracies of the model parameters.

#### 4.1. Model configuration

Our model consists of four physical components:

- (i) a star;
- (ii) a continuum-emitting disk;
- (iii) a line-emitting disk;
- (iv) a line-emitting spherical halo.

The star (with mass  $M_*$ ) is simulated as a point source at the grid origin at a distance  $d$  and with a fixed fraction  $f$  of the total flux in the modeled wavelength domain. For the circumstellar dust continuum emission, we adopt a single elliptical Gaussian distribution with as its parameters the HWHM along its major axis ( $a_{\text{cont}}$ ), its orientation ( $\psi$ ), and inclination ( $i$ ). Both star and dust disk are centered at the origin. The gas disk is translated into a Bry image in different velocity channels across the line. Directed by the results of Sect. 3.3, which indicate differential rotation, we assume that the gas is distributed in a razor-thin rotating disk with a Keplerian velocity field (see also, e.g., Eisner et al. 2010; Kraus et al. 2012):

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_*}{r}}. \quad (2)$$

The gas disk has inner and outer radii  $R_{\text{in}}$  and  $R_{\text{out}}$ , and has the same inclination and orientation as the continuum-emitting disk. We consider emission from the disk in the Bry line at  $\lambda_0 = 2166.167 \text{ nm}$  in the optically thin limit. The emission measure depends on the local temperature and surface density. We

parametrize the resulting radial surface brightness profile by a simple power law:

$$I(r) = I_0 \left( \frac{r}{R_{\text{in}}} \right)^{-\alpha}, \quad (3)$$

where we fit  $I_0$  and  $\alpha$  to match the observed Bry spectrum.

We have also investigated the effect of adding a spherical halo of radius  $R_{\text{halo}}$  to the line emission model, to explain the variable emission at the systemic velocity. The spectral line profile is uniform across the halo, and centered at the systemic velocity. In reality, the observed line profile would be a result of various physical mechanisms (e.g., Doppler, temperature or pressure broadening). We simply assume a Gaussian profile, and set its HWHM,  $\Delta v_{\text{halo}}$ , and flux level by scaling it to fit the observed Bry spectrum.

Summarizing, the model has nine parameters ( $d$ ,  $\psi$ ,  $i$ ,  $a_{\text{cont}}$ ,  $R_{\text{in}}$ ,  $R_{\text{out}}$ ,  $\alpha$ ,  $f$ , and  $M_*$ ). Two more ( $R_{\text{halo}}$  and  $\Delta v_{\text{halo}}$ ) are added when a spherical halo is included.

The intensity at a physical radius  $r$  is given by

$$I(r, \lambda) = \frac{B(r)}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[ -\frac{(\lambda - (v(r)/c)\lambda_0)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (4)$$

where  $\sigma$  is:

$$\sigma = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{2 \ln 2} \mathcal{R}}. \quad (5)$$

The contribution of every pixel is calculated with high spectral resolution ( $\Delta v = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ ). Channel maps are created by summing all contributions with a spectral bin width of  $\Delta v = 10 \text{ km s}^{-1}$ . A selection of channel maps is displayed in Fig. 8. Every channel map is superposed on the continuum image. The

**Table 3.** Model parameters

Parameter	Value			Obtained from
<i>Geometry</i>				
$\psi$ (N through E)	71°			BF11, spectro-astrometry (Sect. 3.3)
$i$	56°			BF11
<i>Continuum model</i>				
$f$	0.08			SED (Sect. A)
$a_{\text{cont}}$	1.7 au (3.4 mas)			$V_{\text{cs}}$ (Sect. 3.2)
<i>Keplerian gas disk</i>				
$M_*$	6 $M_{\odot}$			BF09; this paper
$\alpha$	2			Carciofi & Bjorkman (2008)
$R_{\text{in}}$	0.1 au (0.2 mas)			Width of spectral line profile
	<b>D0.6</b>	<b>D3.0</b>	<b>D0.6H</b>	
$R_{\text{out}}$	0.6 au (1.2 mas)	3 au (6 mas)	0.6 au (1.2 mas)	$V_{\text{line}}$ (Sect. 3.2); peak-to-peak separation (Fig. 3).
$R_{\text{halo}}$	–	–	3 au (6 mas)	
$\Delta v_{\text{halo}}$	–	–	60 km s <sup>-1</sup>	

two contributions are scaled to match the observed line peak to continuum ratio in the spectrum, which is close to 2 for the high-resolution observations and close to 1.5 for the medium-resolution observations.

Simulated observables are obtained from the model images, as follows. The spectrum is calculated as the integrated flux of the individual channel maps. For every baseline used in the observations, complex visibilities were extracted from the line and continuum maps. These were converted to observed quantities  $V^2$  and  $\Delta\phi$  by taking the norm and argument. As the absolute calibration is uncertain, we compared squared differential visibilities  $V_{\text{diff}}^2 = V^2/V_{\text{cont}}^2$  between models and observations.

#### 4.2. Model parameters

In this section we present the three sets of model parameters (see Tab. 3) which we use to interpret the data. We introduce three representative models, which differ in their value of the outer disk radius,  $R_{\text{out}}$ , and the presence of a gas halo. These representative models are: a 0.6 au gas disk (D0.6), a 3.0 au gas disk (D3.0), and a 0.6 au gas disk plus 3.0 au halo (D0.6H). The disk outer radius  $R_{\text{out}}$  varies between models D0.6 and D3.0. Model D0.6H is the same as D0.6, but with the additional parameters  $R_{\text{halo}}$  and  $\Delta v_{\text{halo}}$ . The other eight model parameters are the same in all three cases. These are the geometric parameters  $d$ ,  $\psi$ ,  $i$ ; the stellar parameters  $f$  and  $M_*$ ; the dust disk size,  $a_{\text{cont}}$ ; and the gas disk parameters  $R_{\text{in}}$  and  $\alpha$ . *A priori* estimates are based on the spectroscopy results (Sect. 3.1) and on previous studies.

The adopted distance to the system is  $d = 500$  pc (van Leeuwen 2007). The dust continuum emission is modeled by an elliptical Gaussian. We adopt an orientation of the major axis,  $\psi = 71^\circ$ , and an inclination angle,  $i = 56^\circ$ , based on near- and mid-infrared continuum interferometry by BF11. The baselines used for the size estimates in Sect. 3.2 were almost parallel to  $\psi$ . The best-fit value for the HWHM of the Gaussian fit to  $V_{\text{cs}}$  is 3.4 mas (1.7 au); we thus set  $a_{\text{cont}}$  to this value.

The parameter  $f = 0.08$  was obtained from SED fitting (Sect. A.1). The stellar mass is estimated by comparing  $L_*$  and  $T_{\text{eff}}$  to pre- and post-main-sequence evolutionary models (BF09; see also Schaller et al. 1992; Hosokawa et al. 2010); we adopt  $M_* = 6 M_{\odot}$ . The highest velocities in the line profile trace the disk inner radius. No emission is detected at velocities  $|v| > 230$  km s<sup>-1</sup>, hence we assume  $R_{\text{in}} = 0.1$  au. The disk may start close to the stellar photosphere, which is about 0.06 au for the considered stellar parameters.

Two important physical features which are to be constrained by the model are the extent of the disk, and the presence of a halo. The (apparent) extent of the disk is determined by the combination of  $\alpha$  and  $R_{\text{out}}$ . We adopt  $\alpha = 2$ , which matches the observed Br $\gamma$  spectrum, and is also a typical value for a (Herbig) Be star disk (Carciofi & Bjorkman 2008; Eisner et al. 2010). The results of Sect. 3.2 yield a size of  $\sim 3.1$  mas for the line-emitting region along  $\psi$ , corresponding to a radius of 0.8 au. An independent estimate of the outer disk radius is derived from the double-peaked lines in the spectrum (Fig. 3). If these are a result of rotation, the peak-to-peak separation corresponds to the disk diameter (Horne & Marsh 1986). The average separation of  $\sim 200$  km s<sup>-1</sup> implies a disk outer radius of 0.5 au. Interpolating between these two estimates, we adopt  $R_{\text{out}} = 0.6$  au. A model with  $R_{\text{out}} = 3$  au is also calculated to show the effect of the disk size on the observables. These models are referred to as D0.6 (the 0.6 au disk) and D3.0 (the 3 au disk).

Motivated by the variable emission at the systemic velocity, a third model, D0.6H, is constructed with the same parameters as D0.6, but with the addition of a spherical halo. Its radius,  $R_{\text{halo}}$ , is set to 3 au, as this radius most accurately reproduces the observed  $V_{\text{diff}}^2$  values. The width of the spectral line profile is set to  $\Delta v_{\text{halo}} = 60$  km s<sup>-1</sup> to fit the observed emission.

#### 4.3. Comparing observations with models

In Fig. 9 two representative observations (one with short AT baselines, one with long UT baselines) are shown. The D0.6, D3.0, and D0.6H modeled spectra, visibilities and phases are overplotted. Fig. A.3 displays the same for all the observations. Model D0.6 correctly predicts the observed differential phase signatures (which was also suggested by Fig. 7, bottom). However, it produces a double-peaked spectral line profile, which is not observed. Moreover, the predicted differential visibilities are too high, implying that the emission is too bright and compact with respect to the continuum. Model D3.0 (with larger outer gas disk radius) has a better fit to the spectra and visibilities, but a too high amplitude in the phase signal.

This discrepancy may be summarized as follows: the phases indicate Keplerian rotation at a compact (sub-au) scale, but the visibilities indicate a significant fraction of the emission comes from larger (several au) scales. Furthermore, the spectra suggest that the emission is not solely due to a rotating disk. This motivates the inclusion of a halo: model D0.6H. The discrepancies are partly resolved by this model. The double peaks of the line are filled in; the differential phase signal of model D0.6 is

retained, while the visibilities are scaled down to the levels of model D3.0. A mismatch between this model and the observations is the visibility drop at zero velocity, an effect of the halo's large size. The simple model does not reproduce the global offset of the emission in the NW direction.

Upon varying the eight fixed parameters, we conclude that these are reasonably well constrained. The effect of changing  $\psi$ ,  $i$  and  $\alpha$  has been investigated; no other choice of these parameters leads to a better match with the observations. A degeneracy exists between  $d$ ,  $M_*$  and the size parameters in the model. For example, a lower adopted stellar mass has an effect similar to a shorter observing distance, or a larger disk inner radius. However, the observations are best reproduced with the initial set of values for  $d$ ,  $M_*$ , and  $R_{\text{in}}$ , which are consistent with the literature values (see Tab. 3). The size parameters  $R_{\text{out}}$ ,  $R_{\text{halo}}$  following from these are consistent with the absolute size scales derived in Sect. 3.2.

The differential visibilities observed with baselines exceeding 50 m are overpredicted by all the models. This may indicate that at these size scales, the disk is more extended than predicted by the (oversimplified) model. Alternatively, the very low S/N in  $V_{\text{cont}}$  ( $\sim 0$ ) may lead to a systematically underpredicted  $V_{\text{diff}}$ . The substructure within the visibility peak, which is predicted by the models, is not observed in any of the baselines. Rather, the observed visibilities peak at zero velocity; this may point to a compact source of emission, like a binary companion. This is also a possible explanation for the photocenter offset between line and continuum (see Sect. 3.3), which is not predicted by our axisymmetric model. This is further discussed in Sect. 5.1.

Summarizing, the AMBER spectra, visibilities and phases are reasonably well reproduced by model D0.6H: a 0.6 au Keplerian disk and a 3 au halo. The parameters are constrained within a reasonable range, and consistent with independent observational results. The predictive capability of the model beyond this general morphology is limited, as the system shows signs of complexity that are not well constrained by the available observations (e.g., non-axisymmetry, variability).

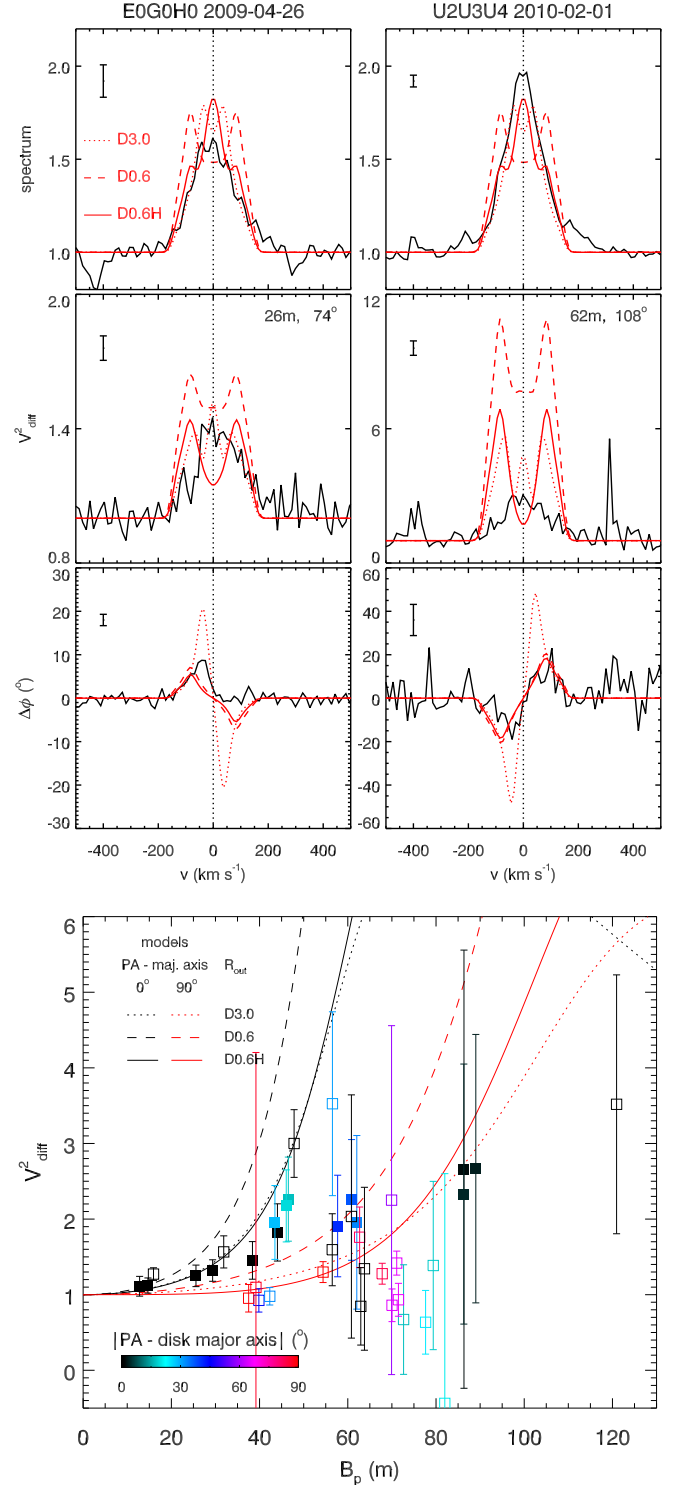
## 5. Discussion

In this section, we discuss the main constraints obtained from the analysis of the data and the modeling. We first discuss the kinematics of the circumstellar gas as derived from our analysis and modeling. We also comment on the properties of the circumstellar dust disk. We then briefly review the signatures of binarity obtained from our and other observations. Finally, the implications of our results for the object's evolutionary state are discussed.

### 5.1. Kinematics of the circumstellar gas

We find strong evidence for the presence of an au-scale Keplerian gas disk around HD 50138. The visibilities in the Bry line imply that most of the emission originates within 4 mas, which corresponds to 2 au (Sect. 3.2). This is consistent with the near-infrared disk size estimates by BF11, as well as the size of the H $\alpha$  emitting region. Dust at the sublimation temperature ( $\sim 1500$  K) is a likely source of the K-band continuum emission. A picture where gas emission dominates within the dust sublimation radius is consistent with the observed  $V_{\text{line}}^2 > V_{\text{cont}}^2$  for all baselines. This is similar to what has been found in systems with a comparable dust SED (Kraus et al. 2008; Eisner et al. 2010).

The differential phases and CRIRES spectro-astrometry show a signature of rotation around an axis of  $\sim 160^\circ$  (Sect. 3.3).



**Figure 9.** *Top:* Two representative model fits. From top to bottom: spectrum, differential visibilities and differential phases observed with a compact (*left*) and extended (*right*) AMBER array. Overplotted are the observables calculated from models D0.6 (0.6 au disk, red line), D3.0 (3.0 au disk, blue line) and D0.6H (0.6 au disk + 3.0 au halo, green line). Fig. A.3 compares the results of the same models with all the AMBER observations. *Bottom:* Spectrally averaged differential visibilities versus baseline, with the same models overplotted.

The decrease in velocity with the distance to the center is consistent with a central mass of  $\sim 6 M_{\odot}$  at a distance to the ob-

server of 500 pc. Evidence for a gas disk with the same orientation was found in spectropolarimetry (Bjorkman et al. 1998; Oudmaijer & Drew 1999). The inclination and orientation are consistent with the mid- and near-infrared continuum-emitting disk found by BF11. Similar evidence of a Keplerian velocity field has been found in interferometric studies of other B[e] and pre-main-sequence systems of comparable mass (Kraus et al. 2012; Wheelwright et al. 2012c).

An additional, strongly variable emission peak at  $v \sim 0$  and with  $\Delta v \sim 60 \text{ km s}^{-1}$  is seen in some lines (e.g., Br $\gamma$ , O I). These lines alternate between double- and single-peaked profiles on timescales of days to years. This suggests variable emission from the disk or the presence of an additional star in the system, although current campaigns have not found periodicity in the spectroscopic variability. The  $\lesssim 1.7$  day period found in spectral lines by BF12 is attributed to stellar pulsations, reminiscent of pulsating late-type Be stars. Observations with temporal coverage at typical orbital timescales (i.e. weeks to months) are needed to constrain this possibility. We fit the emission component at the systemic velocity with a uniform line-emitting spherical halo, that could represent emission from a disk wind with a variable mass-loss rate.

Aside from a disk and halo, other possible geometries include infall or outflow, but are less likely. Infall is suggested by several He I, Mg II and Si II profiles, but the interpretation depends on the adopted systemic velocity. The spectral profile of the Br $\gamma$  line does not show absorption components, nor does its velocity distribution resemble an infall geometry.

More commonly, however, this line traces outflow in a disk wind (Malbet et al. 2007; Tatulli et al. 2007a; Kraus et al. 2008; Benisty et al. 2010; Weigelt et al. 2011). The velocity is expected to increase as the material moves away from the source; in the case of HD 50138, a velocity decrease is observed. Also, asymmetries would exist between the red- and blue-shifted parts of the line emission, as the receding (red-shifted) jet lobe is blocked by the circumstellar disk (see, e.g., Ellerbroek et al. 2013b, 2014). These are not observed. Finally, the outflow axis would be perpendicular to the polarization angle, which is not likely in a disk-jet geometry (Maheswar et al. 2002). The combination of a single-peaked profile and a spectro-astrometric rotation signature has been found in the CO lines of some protoplanetary disks (Bast et al. 2011; Pontoppidan et al. 2011; Brown et al. 2013). In these cases, the single peak is fitted by including an equatorial outflow component in the disk velocity field. Excretion disks of Be stars are not seen to have a significant outward velocity component (Oudmaijer et al. 2011; Meilland et al. 2012; Wheelwright et al. 2012a).

Another important result is the offset of the Br $\gamma$  line emission towards the NW with respect to the continuum photocenter (Fig. 7, top right). This may indicate that the line-emission disk geometry is more complicated; for example, a flaring inner disk (equivalent to the outer disk geometry described in Lagage et al. 2006) would naturally induce a photocenter offset. Alternative scenarios include an asymmetric inner disk structure or a close companion. An asymmetric distribution of the continuum emission would also influence the offset. The offset is in the polar direction, which would be a natural consequence of a disk rim; in the case of a binary this offset direction would be coincidental. Although the spatial extent of the Gaussian considered for the continuum is consistent with the estimated location of  $R_{\text{sub}}$  (Eq. 1 in Dullemond & Monnier 2010;  $1.5 - 4 \text{ au}$  (3-8 mas)), a more complicated spatial structure than a Gaussian is expected for the near-infrared emission. A Keplerian gas disk may exist in case of a close binary scenario as a result of mass exchange.

Further indications of possible binarity are the ambiguous spectral classification and variability, although pulsations may cause the latter (BF09, BF12).

The photocenter offset in the H $\alpha$  line found by Baines et al. (2006) is in the same NW direction as the Br $\gamma$  shift. In this part of the spectrum, however, the continuum is dominated by photospheric emission; therefore, these authors interpret the offset as a signature of a (wide) binary. A more thorough investigation of the near-infrared continuum visibilities and phases will contribute to resolving possible companion(s) or an asymmetric disk (Kluska et al., in prep.). Close companions may also be found or excluded by a spectroscopic monitoring campaign.

To summarize, most observed signatures are consistent with the presence of an au-scale Keplerian disk plus gaseous halo. Signatures which are not accounted for are the absolute level of the long-baseline visibilities, the variability of the emission and the photocenter offset. Additional sources of emission (e.g. a binary companion) and/or a more complicated disk geometry are required to obtain a satisfactory explanation for all the data.

## 5.2. Evolutionary state

The nature of HD 50138 is not clear: is it a pre-main-sequence (i.e. Herbig B[e] star), main-sequence or post-main-sequence object? Most of the observed characteristics are consistent with all of these possibilities. In this section we will briefly review these arguments.

We find that the Br $\gamma$ -emitting circumstellar gas has a rotation-dominated velocity field, most likely a disk. au-scale Keplerian gas disks are found around both pre-main-sequence (Acke et al. 2005; Bagnoli et al. 2010; Weigelt et al. 2011; Kraus et al. 2012) and post-main-sequence (Bujarrabal et al. 2007; Wheelwright et al. 2012c) early-type stars, some of which are known binaries. In pre-main-sequence stars, accretion columns and outflows more commonly dominate the Br $\gamma$  emission (Eisner et al. 2010). The decretion disks of post-main-sequence systems are expected to have a strong outflow component (Lamers & Pauldrach 1991). In the case of HD 50138, rotation dominates the velocity field, which is consistent with both a pre- and post-main-sequence nature.

The existence of a close binary companion, as suggested by various signatures (photocenter offset, ambiguous spectral type, variability), is also consistent with both scenarios. Close binary systems surrounded by dust disks are commonly seen in Herbig systems (Baines et al. 2006; Wheelwright et al. 2011; Garcia et al. 2013) and post-AGB systems (de Ruyter et al. 2006; Gielen et al. 2008; Kraus et al. 2013). In the former case, the close binary may have formed by disk fragmentation (Krumholz et al. 2009). In the latter case, the dust disk is most likely a result of binary interaction, which would also give rise to shell phases. No signature of the companion star is seen in the spectral lines, which would indicate a low mass with respect to the primary. The SED does not enable us to distinguish between these scenarios. Thermal pulses and thus a post-AGB phase are excluded given the system's luminosity. Alternatively, the system could be a failed AGB star evolving into a sub-dwarf OB star (Heber 2009).

In other B[e] systems, high spatial and spectral resolution observations have yielded evidence of binarity and gas disks. Some of these are confirmed evolved systems, whose circumstellar gas and dust disk is a likely result of the interaction between the stellar companions (HD 87643, Millour et al. 2009; MWC 300, Wang et al. 2012; HD 327083, Wheelwright et al. 2012c). In a few cases, unambiguous evidence exists for an evolved

evolutionary state (e.g., the  $^{13}\text{C}$ O abundance in HD 327083, Wheelwright et al. 2012b). Properties considered by some authors to be evidence of a pre-main-sequence nature are e.g., the absence of a binary companion (HD 85567 Wheelwright et al. 2013) or the absence of an outflow component in the disk (V 921 Sco Kraus et al. 2012).

The emission component in Br $\gamma$  and other spectral lines at  $v \sim 0$  appears and disappears, indicating a highly variable circumstellar geometry. Apart from our interpretation as a gaseous halo in Sect. 4, the emission may arise as intrinsic emission from a companion star, from mass transfer columns in a close binary, or from slow-moving material in the accretion region close to the star. This component, as well as the many other detected variable signatures, may relate to shell phases and outbursts. These are also seen in both post- and pre-main-sequence objects (Crause et al. 2003, Kóspál et al. 2013, Ellerbroek et al. 2014). Peculiar spectral profiles (He I, Mg II, Si II) indicate either infall or outflow, and are thus inconclusive regarding the evolutionary state. The spectral variability is poorly constrained because of the limited time coverage of the observations.

Additional heuristic arguments prefer a post-main-sequence nature. The observed emission from high Paschen, Brackett and Pfund transitions are less commonly seen in young stars (Jaschek & Andrillat 1998; Lamers et al. 1998). The  $2.3 \mu\text{m}$  CO emission is a common feature of young stellar objects in this mass range (Bik & Thi 2004; Ochsendorf et al. 2011; Ilee et al. 2013; Ellerbroek et al. 2013b,a), but is not observed in HD 50138. No clear signatures of accretion are seen, and the location of the object in the Hertzsprung-Russell diagram is inconclusive regarding its evolutionary state (BF09). Finally, the apparent isolation of the object from a star-forming region does not suggest a young age. Proper motion and distance measurements from the Gaia mission (Perryman et al. 2001) will better constrain the formation history.

In summary, in the case of HD 50138, a post-main-sequence and interacting binary nature is slightly favored over a pre-main-sequence nature, although many signatures are inconclusive. Given the extremely dynamical circumstellar environment, high-cadence spectroscopic and interferometric monitoring campaigns on timescales from days to years are the most promising strategy to further unravel this system.

## 6. Summary and Conclusions

We have presented observations of the gaseous circumstellar environment of HD 50138. Our main conclusions are listed below:

- Strong evidence is found that the Br $\gamma$  emitting gas is distributed in a Keplerian rotating disk. This is suggested by the rotating and radially decreasing velocity field of the gas, which is distributed in an elongated structure aligned with independent estimates of the disk major axis.
- The gas line emission originates from a smaller region (up to 3 au) than the continuum emission attributed to dust. This is consistent with the inner few au of the disk being too hot for dust to exist in equilibrium; in this region, the gas disk is expected to dominate the energy output.
- The interferometric observables can qualitatively be reproduced with a model of a geometrically thin Keplerian disk surrounded by a low-velocity halo and a more extended source of continuum emission. Supporting evidence for the existence of these components is given by the spectrum of the source.

- The strong variability of shell- or disk-dominated spectral line profiles indicates that significant changes take place in the system’s appearance on timescales as short as months, probably inhibiting a unified “fit” to all the datasets.
- The absolute offset of the photocenter in the continuum may be caused by an asymmetric disk geometry which affects the line- and continuum-emitting regions differently (e.g., a puffed-up rim seen under an inclination angle). Alternatively, a binary companion may cause the offset.
- No definitive conclusion on the evolutionary state could be reached. The system is possibly a binary, and bears much resemblance to both Herbig B[e] and post-main-sequence systems. In view of mostly circumstantial evidence, the latter scenario is slightly favored.

After nearly a century of intensive research, HD 50138 continues to be an enigmatic object. In this study, we have for the first time mapped its inner environment and have discovered a rotating gas disk. Observations at a higher temporal resolution are key towards a better understanding of the evolutionary state of this highly dynamical system. The combined forces of interferometry and spectroscopy on high spatial and spectral resolution, and a broad wavelength domain, proves to be a very insightful strategy towards resolving these elusive objects.

*Acknowledgements.* The authors thank Olga Hartoog for providing the FASTWIND models. Jerome Bouvier, Alex Carciofi, Ewine van Dishoeck, Carsten Dominik, Alex de Koter, Henny Lamers, René Oudmaijer, Philippe Stee and Rens Waters are acknowledged for constructive discussions about the source. The ESO staff are acknowledged for technical support of the observations. The authors have made use of the AMBER data reduction package of the Jean-Marie Mariotti Center<sup>2</sup>. We also used the SearchCal service<sup>3</sup> co-developed by Lagrange and IPAG, and of CDS Astronomical Databases SIMBAD and VIZIER<sup>4</sup>. The CHARA Array, operated by Georgia State University through the College of Arts and Sciences and NSF AST 12-11129, was built with funding provided by the National Science Foundation, Georgia State University, the W. M. Keck Foundation, and the David and Lucile Packard Foundation. LE and MB acknowledge a grant from the Fizeau Program, funded by WP14 OPTICON/FP7. ADS and MBF thank the CNRS-PICS program 2010-2012 for partial financial support.

## References

- Acke, B., van den Ancker, M. E., & Dullemond, C. P. 2005, *A&A*, 436, 209  
 Allen, D. A. & Swings, J. P. 1976, *A&A*, 47, 293  
 Andrillat, Y. & Houziaux, L. 1991, *IAU Circ.*, 5164, 3  
 Bagnoli, T., van Lieshout, R., Waters, L. B. F. M., et al. 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 724, L5  
 Baines, D., Oudmaijer, R. D., Porter, J. M., & Pozzo, M. 2006, *MNRAS*, 367, 737  
 Bast, J. E., Brown, J. M., Herczeg, G. J., van Dishoeck, E. F., & Pontoppidan, K. M. 2011, *A&A*, 527, A119  
 Benisty, M., Malbet, F., Dougados, C., et al. 2010, *A&A*, 517, L3  
 Bik, A. & Thi, W. F. 2004, *A&A*, 427, L13  
 Bjorkman, K. S., Miroshnichenko, A. S., Bjorkman, J. E., et al. 1998, *ApJ*, 509, 904  
 Bopp, B. W. 1993, *Information Bulletin on Variable Stars*, 3834, 1  
 Borges Fernandes, M., Kraus, M., Chesneau, O., et al. 2009, *A&A*, 508, 309 (BF09)  
 Borges Fernandes, M., Kraus, M., Nickeler, D. H., et al. 2012, *A&A*, 548, A13 (BF12)  
 Borges Fernandes, M., Meilland, A., Bendjoya, P., et al. 2011, *A&A*, 528, A20 (BF11)  
 Brown, L. R., Troutman, M. R., & Gibb, E. L. 2013, *ApJ*, 770, L14  
 Bujarrabal, V., van Winckel, H., Neri, R., et al. 2007, *A&A*, 468, L45  
 Carciofi, A. C. & Bjorkman, J. E. 2008, *ApJ*, 684, 1374  
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245  
 Chelli, A., Utrera, O. H., & Duvert, G. 2009, *A&A*, 502, 705

<sup>2</sup> Available at <http://www.jmmc.fr/amberdrs>

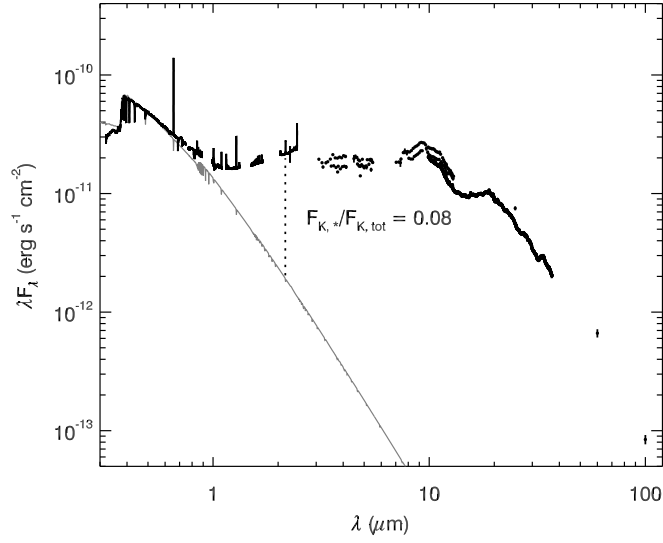
<sup>3</sup> Available at <http://www.jmmc.fr/searchcal>

<sup>4</sup> Available at <http://cdsweb.u-strasbg.fr/>

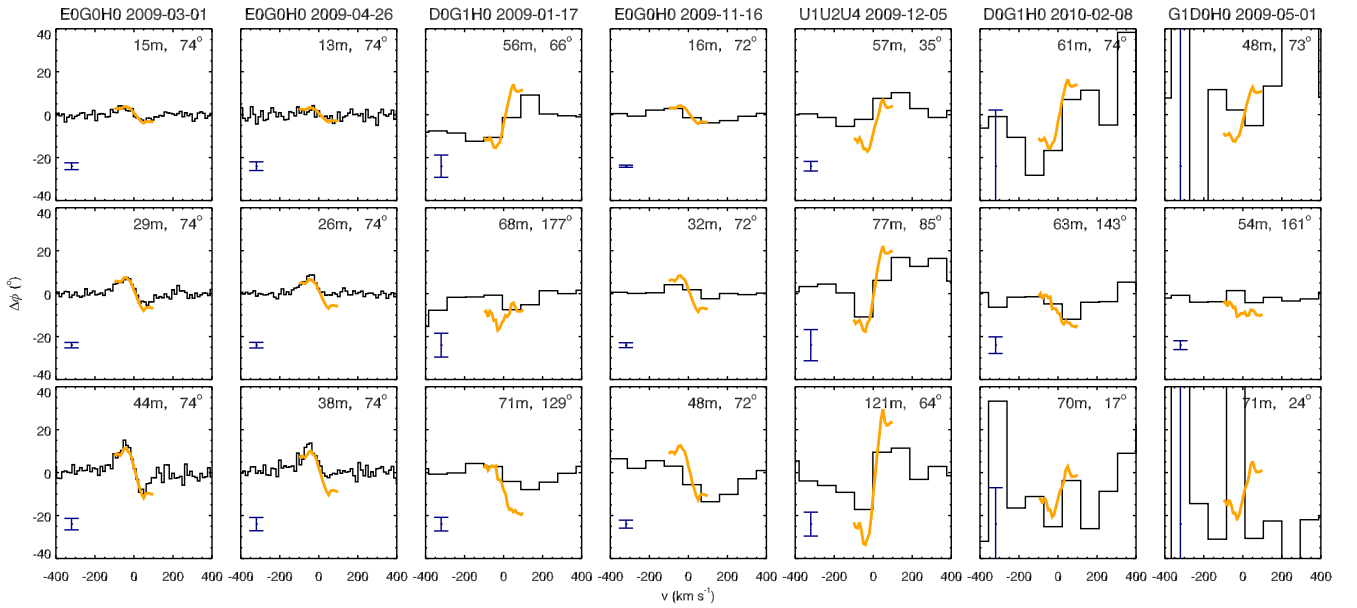


- Cidale, L., Zorec, J., & Tringaniello, L. 2001, *A&A*, 368, 160
- Corporon, P. & Lagrange, A.-M. 1999, *A&AS*, 136, 429
- Crause, L. A., Lawson, W. A., Kilkenny, D., et al. 2003, *MNRAS*, 341, 785
- de Ruyter, S., van Winckel, H., Maas, T., et al. 2006, *A&A*, 448, 641
- Doazan, V. 1965, *Annales d'Astrophysique*, 28, 1
- Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Chesneau, O., et al. 2007, *A&A*, 464, 81
- Dullemond, C. P. & Monnier, J. D. 2010, *ARA&A*, 48, 205
- Eisner, J. A., Monnier, J. D., Woillez, J., et al. 2010, *ApJ*, 718, 774
- Ellerbroek, L. E., Bik, A., Kaper, L., et al. 2013a, *A&A*, 558, A102
- Ellerbroek, L. E., Podio, L., Dougados, C., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Ellerbroek, L. E., Podio, L., Kaper, L., et al. 2013b, *A&A*, 551, A5
- García, P. J. V., Benisty, M., Dougados, C., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 1839
- Gielen, C., van Winckel, H., Min, M., Waters, L. B. F. M., & Lloyd Evans, T. 2008, *A&A*, 490, 725
- Grady, C. A., Perez, M. R., Talavera, A., et al. 1996, *A&AS*, 120, 157
- Gray, R. O. & Corbally, J., C. 2009, *Stellar Spectral Classification* (Princeton University Press)
- Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Halbedel, E. M. 1991, *Information Bulletin on Variable Stars*, 3585, 1
- Harrington, D. M. & Kuhn, J. R. 2007, *ApJ*, 667, L89
- Harrington, D. M. & Kuhn, J. R. 2009, *ApJS*, 180, 138
- Heber, U. 2009, *ARA&A*, 47, 211
- Horne, K. & Marsh, T. R. 1986, *MNRAS*, 218, 761
- Hosokawa, T., Yorke, H. W., & Omukai, K. 2010, *ApJ*, 721, 478
- Hutsemékers, D. 1985, *A&AS*, 60, 373
- Ilee, J. D., Wheelwright, H. E., Oudmaijer, R. D., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 2960
- Jaschek, C. & Andriolat, Y. 1998, *A&AS*, 128, 475
- Jaschek, M., Jaschek, C., & Andriolat, Y. 1993, *A&AS*, 97, 781
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Acosta-Pulido, J. A., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- Kraus, M., Oksala, M. E., Nickeler, D. H., et al. 2013, *A&A*, 549, A28
- Kraus, S., Calvet, N., Hartmann, L., et al. 2012, *ApJ*, 752, 11
- Kraus, S., Hofmann, K.-H., Benisty, M., et al. 2008, *A&A*, 489, 1157
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., & Cunningham, A. J. 2009, *Science*, 323, 754
- Kurucz, R. L. 1993, *VizieR Online Data Catalog*, 6039, 0
- Lachaume, R. 2003, *A&A*, 400, 795
- Lagage, P.-O., Doucet, C., Pantin, E., et al. 2006, *Science*, 314, 621
- Lamers, H. J. G. & Pauldrach, A. W. A. 1991, *A&A*, 244, L5
- Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, *A&A*, 340, 117
- Le Bouquin, J.-B., Bauvir, B., Haguenauer, P., et al. 2008, *A&A*, 481, 553
- Maddalena, R. J., Morris, M., Moscowitz, J., & Thaddeus, P. 1986, *ApJ*, 303, 375
- Maheswar, G., Manoj, P., & Bhatt, H. C. 2002, *A&A*, 387, 1003
- Malbet, F., Benisty, M., de Wit, W.-J., et al. 2007, *A&A*, 464, 43
- Meilland, A., Millour, F., Kanaan, S., et al. 2012, *A&A*, 538, A110
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé du Foresto, V. 2005, *A&A*, 433, 1155
- Merrill, P. W. 1931, *ApJ*, 73, 348
- Merrill, P. W. & Burwell, C. G. 1933, *ApJ*, 78, 87
- Millour, F., Chesneau, O., Borges Fernandes, M., et al. 2009, *A&A*, 507, 317
- Miroshnichenko, A. S. 2007, *ApJ*, 667, 497
- Modigliani, A., Goldoni, P., Royer, F., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7737
- Morrison, N. D. & Beaver, M. 1995, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 27, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #186*, 825
- Mourard, D., Clausse, J. M., Marcotto, A., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 508, 1073
- Ochsendorf, B. B., Ellerbroek, L. E., Chini, R., et al. 2011, *A&A*, 536, L1
- Oudmaijer, R. D. & Drew, J. E. 1999, *MNRAS*, 305, 166
- Oudmaijer, R. D., Wheelwright, H. E., Carciofi, A. C., Bjorkman, J. E., & Bjorkman, K. S. 2011, in *IAU Symposium*, Vol. 272, *IAU Symposium*, ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, & G. Peters, 418–419
- Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D., & Monnier, J. D. 2005, *PASP*, 117, 1255
- Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., et al. 2001, *A&A*, 369, 339
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
- Pogodin, M. A. 1997, *A&A*, 317, 185
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., & Smette, A. 2011, *ApJ*, 733, 84
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., et al. 2005, *A&A*, 435, 669
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Schöller, M. 2007, *New Astronomy Review*, 51, 628
- Sitko, M. L., Carpenter, W. J., Kimes, R. L., et al. 2008, *ApJ*, 678, 1070
- Sitko, M. L., Carpenter, W. J., Lynch, D. K., et al. 2004, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 36, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 1363
- Slettebak, A., ed. 1976, *IAU Symposium*, Vol. 70, *Be and shell stars: Proceedings of the Merrill-McLaughlin Memorial Symposium*, BASS River, Mass., September 15-18, 1975
- Sturmman, J., Ten Brummelaar, T., Sturmman, L., & McAlister, H. A. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Tatulli, E., Isella, A., Natta, A., et al. 2007a, *A&A*, 464, 55
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007b, *A&A*, 464, 29
- ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., et al. 2005, *ApJ*, 628, 453
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vernet, J., Dekker, H., D'Odorico, S., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Wang, Y., Weigelt, G., Kreplin, A., et al. 2012, *A&A*, 545, L10
- Weigelt, G., Grinin, V. P., Groh, J. H., et al. 2011, *A&A*, 527, A103
- Weigelt, G., Kraus, S., Driebe, T., et al. 2007, *A&A*, 464, 87
- Wheelwright, H. E., Bjorkman, J. E., Oudmaijer, R. D., et al. 2012a, *MNRAS*, 423, L11
- Wheelwright, H. E., de Wit, W. J., Oudmaijer, R. D., & Vink, J. S. 2012b, *A&A*, 538, A6
- Wheelwright, H. E., de Wit, W. J., Weigelt, G., Oudmaijer, R. D., & Ilee, J. D. 2012c, *A&A*, 543, A77
- Wheelwright, H. E., Vink, J. S., Oudmaijer, R. D., & Drew, J. E. 2011, *A&A*, 532, A28
- Wheelwright, H. E., Weigelt, G., Caratti o Garatti, A., & Garcia Lopez, R. 2013, *A&A*, 558, A116
- Yudin, R. V. & Evans, A. 1998, *A&AS*, 131, 401
- Zickgraf, F.-J. 1998, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 233, *B[e] stars*, ed. A. M. Hubert & C. Jaschek, 1

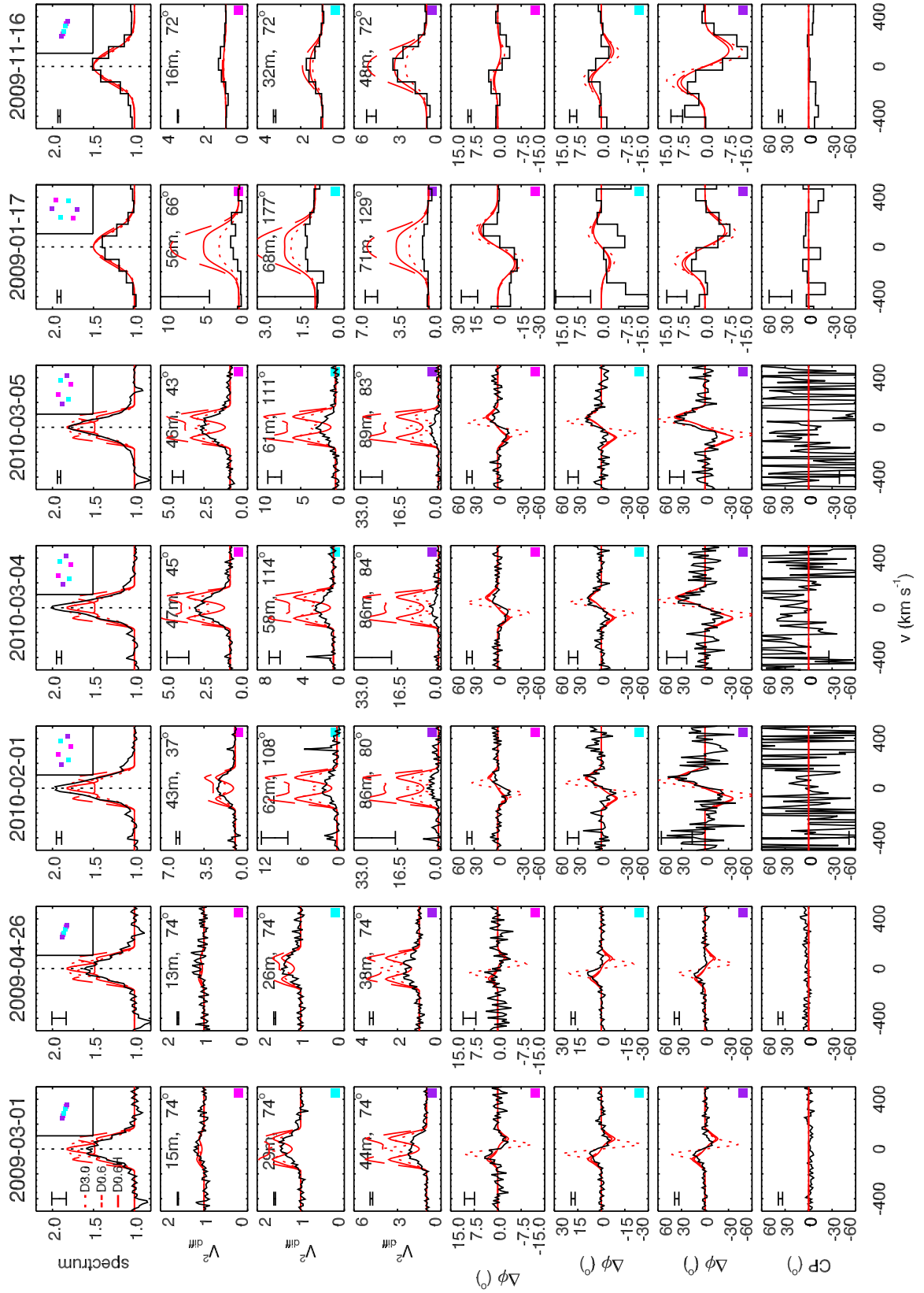
Appendix A: Supplementary figures



**Figure A.1.** Spectral energy distribution; data from X-shooter (black line), other data from Sitko et al. (2004, black symbols); model photosphere at 13000 K (Kurucz 1993, gray line) and at  $d = 500$  pc. The model is reddened with  $A_V = 0.4$  mag using the extinction law by Cardelli et al. (1989). The vertical dotted line corresponds to the stellar-to-total flux ratio in the  $K$ -band ( $\lambda = 2.16 \mu\text{m}$ ),  $f = 0.08$ .



**Figure A.2.** Astrometric solution,  $P(\lambda)$ , (yellow line) overplotted on the differential phase observations which were not included in the fit. The error bars correspond to the  $1\sigma$  spread in the continuum region.



**Figure A.3.** Same as Fig. 4, but with  $V_{\text{diff}}^2$  plotted instead of the absolute visibility. Overplotted are the observables calculated from models D0.6 ( $R_{\text{out}} = 0.6$  au, red line), D3.0 ( $R_{\text{out}} = 3$  au, blue line), and D0.6H ( $R_{\text{out}} = 0.6$  au and spherical halo, green line).

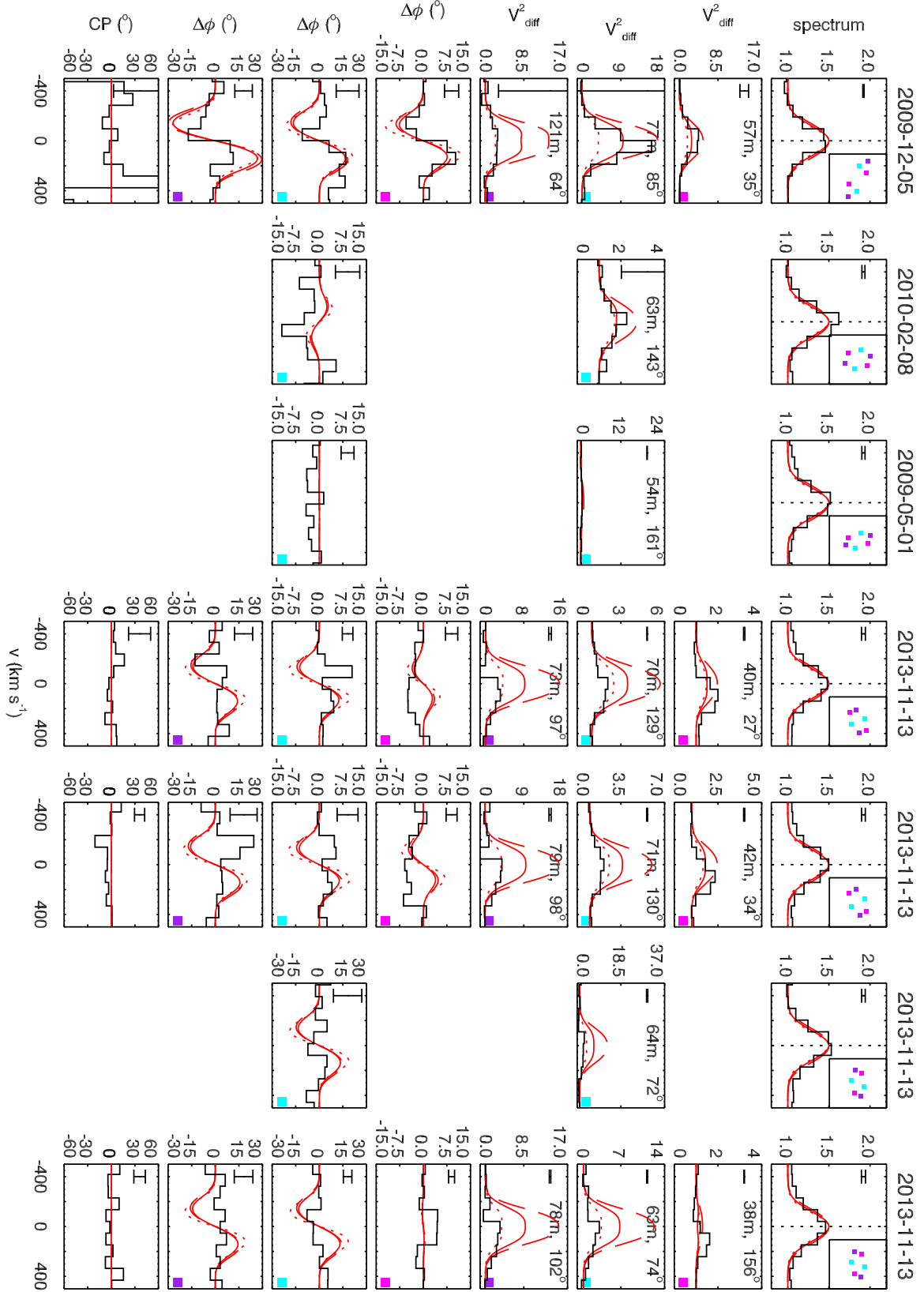


Figure A.3. Continued.



## **Annexe C**

# **The 2014 Interferometric Imaging Beauty Contest**

# The 2014 Interferometric Imaging Beauty Contest

John D. Monnier<sup>a</sup>, Jean-Philippe Berger<sup>b</sup>, Jean-Baptiste le Bouquin<sup>i</sup>, Peter Tuthill<sup>c</sup>, Markus Wittkowski<sup>b</sup>, Rebekka Grellman<sup>b</sup>, Andre Müller<sup>b</sup>, Sridhar Renganswamy<sup>b</sup>,  
Christian Hummel<sup>b</sup>,  
Karl-Heinz Hofmann<sup>d</sup>, Dieter Schertl<sup>d</sup>, Gerd Weigelt<sup>d</sup>,  
John Young<sup>e</sup>, David Buscher<sup>e</sup>,  
Joel Sanchez-Bermudez<sup>f</sup>, Antxon Alberdi<sup>f</sup>, Rainer Schoedel<sup>f</sup>,  
Rainer Köhler<sup>g</sup>,  
Ferreol Soulez<sup>h</sup>, Eric Thiébaud<sup>h</sup>,  
Jacques Kluska<sup>i</sup>, Fabien Malbet<sup>i</sup>,  
Gilles Duvert<sup>i</sup>,  
Stefan Kraus<sup>j</sup>,  
Brian Kloppenborg<sup>k</sup>, Fabien Baron<sup>k</sup>

<sup>a</sup>University of Michigan, Ann Arbor, MI USA;

<sup>b</sup>European Southern Observatory, Germany;

<sup>c</sup>University of Sydney, Australia;

<sup>d</sup>Max Planck Institute for Radio-Astronomie (Bonn), Germany;

<sup>e</sup>University of Cambridge, UK;

<sup>f</sup>Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC), Spain;

<sup>g</sup>Max-Planck-Institute for Astronomy (Heidelberg), Germany;

<sup>h</sup>Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, France;

<sup>i</sup> Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, France;

<sup>j</sup>University of Exeter, Exeter, UK;

<sup>k</sup>Georgia State University, USA

## ABSTRACT

Here we present the results of the 6th biennial optical interferometry imaging beauty contest. Taking advantage of a unique opportunity, the red supergiant VY CMa and the Mira variable R Car were observed in the astronomical H-band with three 4-telescope configurations of the VLTI-AT array using the PIONIER instrument. The community was invited to participate in the subsequent image reconstruction and interpretation phases of the project. Ten groups submitted entries to the beauty contest, and we found reasonable consistency between images obtained from independent workers using quite different algorithms. We also found that significant differences existed between the submitted images, much greater than in past beauty contests that were all based on simulated data. A novel “crowd-sourcing” method allowed consensus median images to be constructed, filtering likely artifacts and retaining “real features.” We definitively detect strong spots on the surfaces of both stars as well as distinct circumstellar shells of emission (likely water/CO) around R Car. In a close contest, Joel Sanchez (IAA-CSIC/Spain) was named the winner of the 2014 interferometric imaging beauty contest. This process has shown that “new comers” can use publicly-available imaging software to interpret VLTI/PIONIER imaging data, as long as sufficient observations are taken to have complete uv coverage – a luxury that is often missing. We urge proposers to request adequate observing nights to collect sufficient data for imaging and for time allocation committees to recognise the importance of uv coverage for reliable interpretation of interferometric data. We

---

Further author information: (Send correspondence to J.D.M. or J.P.B.)

J.D.M.: E-mail: monnier@umich.edu

J.-P.B.: E-mail: jpberger@eso.org

believe that the result of the proposed broad international project will contribute to inspiring trust in the image reconstruction processes in optical interferometry.

**Keywords:** imaging, interferometry, aperture synthesis, VLTI, evolved stars, molecules, water, mass-loss, compressed sensing

## 1. INTRODUCTION

The vast majority of publications making use of optical interferometry data base their analysis on model fitting. This requires strong a priori knowledge on the object brightness distribution. Such a strategy breaks down in situations where the environment to be studied is complex. In order to rely as little as possible on model-dependent information, active optical interferometers are turning more frequently to true aperture synthesis like their radio counterparts.<sup>1</sup> Images with unprecedented angular resolution and astrophysical added value have been produced and have been a source of motivation for the development of the technique (see e.g. Ref. 2 or Ref. 3).

The Very Large Telescope Interferometer (VLTI) offers a rich combination of telescope configurations using either the Unit Telescopes (8m diameter) or the Auxiliary Telescope (1.8m diameters). The latter have the remarkable property of being relocatable which offers a unique way to fill the uv plane. Despite this advantage, the VLTI has produced less convincing images in recent years than the CHARA interferometer, whose six telescopes are fixed in position. A possible interpretation of this fact is a combination of two effects: 1) until recently the VLTI instruments offered combined only two or three telescopes (compared to four or six simultaneous telescopes at CHARA) which makes it difficult to fill the spatial frequency plane; 2) the Observing Programmes Committee (ESO's time allocation committee) seems to regularly reject programs requesting a significant number of nights for imaging on the grounds that the added value of imaging is low. This analysis motivated the prospect to demonstrate the VLTI imaging capability using its latest instrument, PIONIER,<sup>4</sup> which is capable of combining four telescopes, allowing very good uv coverage with modest expenditure of observing time.

The ESO Director for Science was consulted and the Director of Paranal Observatory was asked to give his authorization to use recently freed technical time to carry-out an ambitious aperture synthesis imaging observing sequence. Since there were no programs in the service mode queues nor visitors on the mountain, a slot of several nights on the three different configurations were allocated.

A few tens of community members were solicited to provide suggestions on possible targets with the following requirements: The target had to be 1) well resolved at the VLTI angular resolutions; 2) sufficiently well positioned in the sky to provide a proper uv coverage; 3) sufficiently bright to provide high signal-to-noise ratio data. Two objects were selected: the red supergiant VY CMa and the Mira star R Car. It was agreed with ESO's Paranal Director that the data would be made public to all members of the community once the study was over.

The observations were carried by Paranal observatory astronomers and telescope operators on-duty. The raw data was reduced by J.-B. Le Bouquin using the `pndrs` data reduction package,<sup>4</sup> resulting in calibrated files in the optical interferometry data exchange format OI-FITS.<sup>5</sup> Later a call for interested parties with no restriction of home institution was issued in order to gather in the same team specialists of image reconstruction and astronomers with expertise on the observed objects. Finally recognising that the image reconstruction effort would probably involve the same community teams than the ones contributing to the 2014 interferometric imaging beauty contest J. Monnier (hereafter JDM) and J.-P. Berger (hereafter JPB) decided to use the data in the beauty contest. In the following we describe the results of the image reconstruction process and the analysis of the submissions by the different parties.

## 2. DESCRIPTION OF OBJECTS AND THE VLTI/PIONIER DATASET

### 2.1 General

Observations of VY CMa and R Car were carried with the VLTI/PIONIER instrument between January 22nd and February 2nd 2014 using all possible Auxiliary telescope quadruplets (A1-J3-K0-G1, H0-I1-D0-G1, A1-C1-D0-B2). PIONIER recorded data in 3 spectral bands simultaneously with central wavelengths approximately  $1.61\mu\text{m}$ ,  $1.67\mu\text{m}$ , and  $1.73\mu\text{m}$ , with  $\Delta\lambda \sim 0.07\mu\text{m}$  ( $R \sim 24$ ). All science measurements were interleaved with calibrators measurements as close as possible in the sky in order to avoid differential birefringence-induced



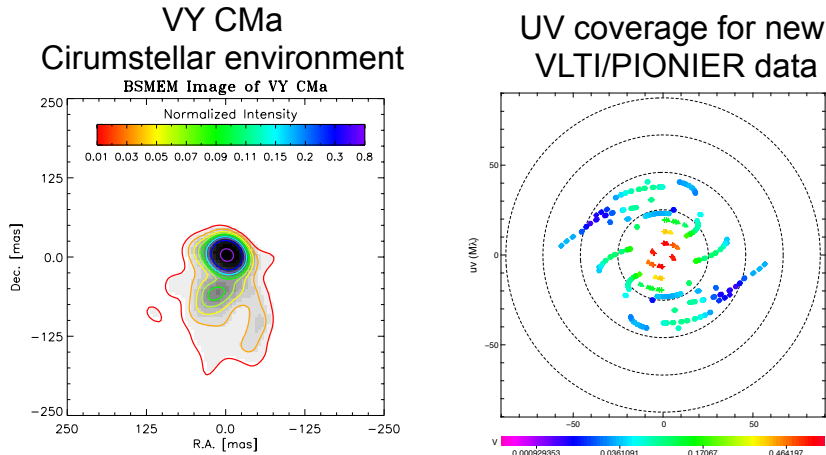


Figure 1. (left panel) This shows an aperture masking image of VY CMa taken about 6 years ago<sup>7</sup> in order to understand the complex environment around this star. (right panel) Here we see the new uv coverage of the VLTI/PIONIER H-band data used for the Beauty contest. Note that these data probe the target on scales of  $<50$  milliarcseconds, essentially allowing us to “zoom in” on the central source seen in the left panel.

biases. About 1000 visibility data points were recorded on R Car and 300 on VY CMa. Given the high signal to noise the average accuracy on the squared visibilities was  $\approx 2\%$  and  $\approx 1^\circ$  on the closure phase.

Using the oft-cited definition of interferometric angular resolution of  $\Theta = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{B_{\max}}$ , the VY CMa dataset possesses an angular resolution of  $\Theta \sim 1.7$  milliarcseconds while the R Car dataset (suffering from less baseline projection) will have  $\Theta \sim 1.3$  milliarcseconds resolution. This level of resolution should allow about 5–7 pixels across the photosphere of each star (each  $\sim 10$  milliarcseconds diameter).

## 2.2 VY CMa

VY CMa is a famous mass-losing red supergiant (M2-5) with a thick dust shell which has been extensively imaged by ground-based adaptive optics,<sup>6</sup> aperture masking,<sup>6,7</sup> and the Hubble Space Telescope.<sup>8</sup> The star itself has been scrutinized using 2- and 3-telescope data from long-baseline optical interferometers,<sup>9,10</sup> with a VLTI/AMBER near-continuum diameter measurement of 11.3 mas (Ref. 10). This star has a complex environment and is a perfect target for this unique VLTI/PIONIER imaging project.

Figure 1 contains an archival aperture masking image of the circumstellar environment (OIFITS provided by P. Tuthill, see also Ref. 7) and the uv coverage of the new VLTI/PIONIER dataset is also shown. Figure 2 show a summary of the visibilities and closure phases measured for VY CMa using 3 different configurations of the ATs. Full observing details will be forthcoming in a future paper.

## 2.3 R Car

R Car is a bright Mira variable with spectral type M5-M8. Strong water (and possibly CO) bands flank the H-band atmospheric window centered on  $1.65\mu\text{m}$ . While no infrared diameter measurements have been previously reported, R Car was measured in the red (700–900nm) using aperture masking<sup>11</sup> combined with spectroscopy, and these authors found a characteristic (gaussian FWHM) size ranging from 15–20 milliarcseconds depending on the spectral channel, with variations likely due to the differing strengths of molecular layers surrounding the star. Recent work with VLTI/AMBER<sup>12</sup> confirmed earlier suggestions<sup>13</sup> that Mira variables are surrounded by complex layers of molecular emission of especially water and CO.

Figure 3 contains a near-IR spectrum of a star with the same spectral type as R Car (no actual spectrum could be located) along with the uv coverage of the new VLTI/PIONIER dataset. Figure 4 show a summary of

# VY CMa VLTI/PIONIER Dataset

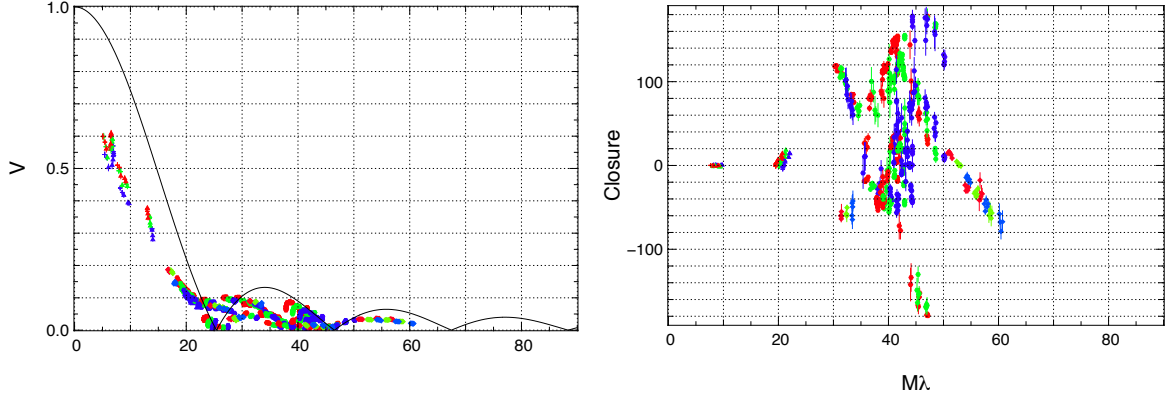
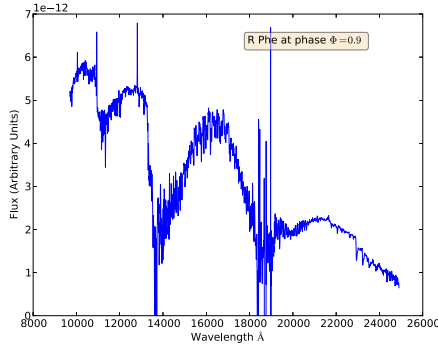


Figure 2. (left panel) The VLTI/PIONIER visibility data for VY CMa are shown here. (right panel) The measured closure phases are plotted as a function of length of the longest baseline in a given closing triangle. For both panels, the colors show the 3 different spectral channels.

## Estimate of R Car near-infrared spectrum



## UV coverage for new VLTI/PIONIER data

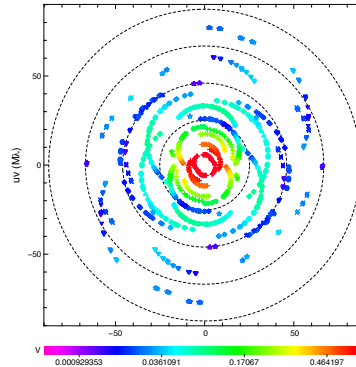


Figure 3. (left panel) This shows an estimate of the near-IR spectrum of R Car at the phase of the new VLTI/PIONIER observations, based on a different star with similar spectral type. (right panel) Here we see the new uv coverage of the VLTI/PIONIER H-band data used for the Beauty contest. This uv-coverage is dense and covers a range of scales (to probe both the compact stellar photosphere and the extended molecular envelope), offering the opportunity for an unprecedented look at a Mira Variable star.

the visibilities and closure phases measured for R Car using 3 different configurations of the ATs. Full observing details will be forthcoming in a future paper.

## 3. THE ENTRIES

### 3.1 Overview

Ten groups submitted image reconstructions for the beauty contest, with some groups consisting of only a single member while others represented a larger team effort. Table 1 contains a summary of the entries, including the

# R Car VLT/PIONIER Dataset

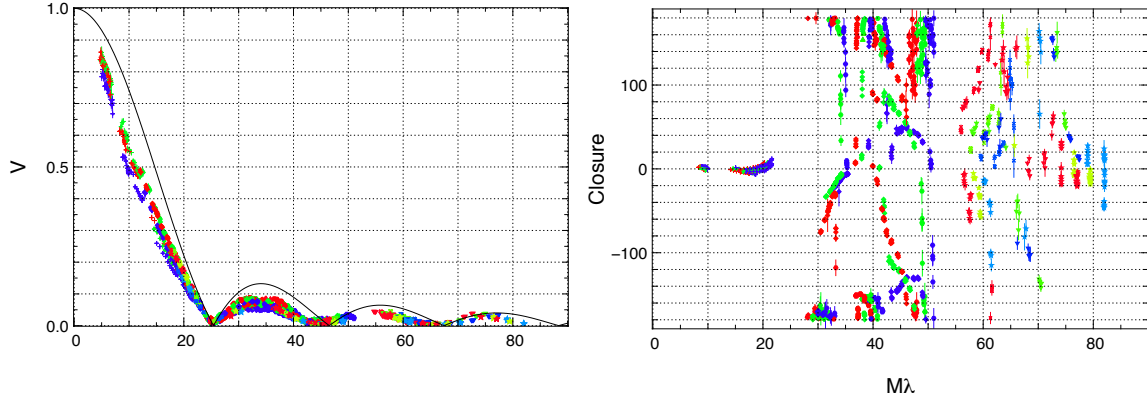


Figure 4. (left panel) The VLTI/PIONIER visibility data for R Car are shown here. (right panel) The measured closure phases are plotted as a function of length of the longest baseline in a given closing triangle. For both panels, the colors show the 3 different spectral channels.

lead investigator, the algorithm used, and some details regarding use of priors and/or wavelength regularizers. All groups were asked to provide text describing their methodology and including a short discussion of their images, including which image features were likely to be real features and which features were likely to be artifacts. We have only lightly edited these self-descriptions and thus the subsections below vary in length and detail, with some entrants providing only a paragraph of description while others providing much greater elaboration. A more consistent and complete treatment will be contained in a future refereed paper.

Table 1. Overview of Interferometric Imaging Beauty Contest Entries

Submitter	Algorithm	Prior?		$\lambda$ Regularization?	
		VY CMa	R Car	VY CMa	R Car
Hummel	PEARL/CLEAN	No	No	Gray	Gray
Hofmann	IRBis	No	No	No	No
Young	BSMEM	2 Gaussians	LDD+Gaussian	No	No
Sanchez	BSMEM	Extended Gaussian	UD+2 Gaussians	Gray	Gray
Köhler	MIRA	No	No	No	No
Soulez	MIRA3D	No	No	Yes	Yes
Kluska	MIRA-SPARCO	Gray image	Gray image	via Prior	via Prior
Duvert	WISARD	No	No	No	No
Kraus	SQUEEZE/MACIM	No	No	No	No
Kloppenborg	SQUEEZE-poly $\lambda$	No	No	Yes	Yes

Figure 5 show the reconstructed images of VY CMa for all 3 spectral channels by the 10 groups who participated in the contest. Likewise, Figure 6 presents the results for R Car. We only show the inner 25 milliarcsecond field-of-view here. For presentation and comparison purposes we have interpolated each image onto a common 1 milliarcsecond grid, typically 3-5 times more fine than the grid resolution of the submitted entries. The interpolation was done in the Fourier plane by introducing extra zero-padding before an inverse Fourier Transform.

Each image here was normalized to the peak surface brightness and a color bar is provided for each figure.

### 3.2 Christian Hummel using CLEAN/PEARL

The multi-wavelength CLEAN algorithm PEARL<sup>14</sup> was used to reconstruct images of VY CMa and R Car. However due to PIONIER's limited wavelength coverage, there was no real advantages for this method and thus the final submitted entries were gray, identical in each of the 3 narrow spectral bands. No cleaning windows were used, just about 5 phase self-calibration iterations with 100 CLEAN components added to the model in between (similar to difmap).

Unconvolved images of the CLEAN components were provided for the contest. JDM smoothed these with a gaussian of full-width-at-half-maximum (FWHM) 2.0 milli-arcseconds, a scale chosen to be roughly equal to the angular resolution of the interferometer and one that lended itself to comparison with the other maps. For VY CMa, Dr. Hummel believes the east-west extensions of VY CMa is real. In the case of R Car, the feature 10 mas east of the center was thought to likely be an artifact.

### 3.3 Karl-Heinz Hofmann et al. using IRBis

Karl-Heinz Hofmann, Dieter Schertl, and Gerd Weigelt submitted multi-wavelength reconstructions using the algorithm IRBis.<sup>15</sup> The  $\chi^2$  values for the visibilities and closure phases are  $\sim 1$  for reconstructions for both objects in all wavelengths.

For VY CMa, these investigators found two dominant extended spots and fainter structures to be visible. These structures did not look like a sharp stellar disk. The resolved structures may be caused by dust clouds in front of the star as, for example, in the dust envelope of the carbon star IRC+10216. The intensity ratio of the two dominant extended spots seems to show some wavelength dependence. A faint nebulosity background at the  $\sim 5\%$  level is visible and is probably the innermost region of the circumstellar envelope detected by previous bispectrum speckle interferometry observations.<sup>16</sup> Note the largest circular boundary in the background is caused by a binary mask used in the reconstruction process (see Ref.15).

For R Car, the reconstructions show an almost round and sharp stellar disk in each spectral channel, although the stellar disks have slightly different diameters in the three different spectral channels. Fully Darkened Disk (FDD) fits to the measured visibilities yield the following diameters: spectral channel  $1.61525\mu\text{m}$ : 11.63 mas; spectral channel  $1.66785\mu\text{m}$ : 11.50 mas; spectral channel  $1.71995\mu\text{m}$ : 11.45 mas. Indeed, the reconstructed images show the same wavelength dependence of the diameter. Such diameter variations are also observed in other Miras and predicted by Mira star models.<sup>17</sup> Several spots, near the detection limit, are visible, which are approximately identical in each spectral channel. In particular, two spots (in the middle of each disk) with a separation of 3 mas are visible; the fainter spot of this double spot seems to become weaker with respect to the brighter one with increasing wavelength. An approximately round weak background ( $\sim 2\text{-}6\%$  of peak flux) outside the disk is visible with a radius of  $\sim 2$  stellar radii.

### 3.4 John Young et al. using BSMEM

John Young and David Buscher submitted entries using the BSMEM algorithm. The BSMEM (BiSpectrum Maximum Entropy Method) software was first written in 1992 to demonstrate image reconstruction from optical aperture synthesis data.<sup>18</sup> It has been extensively enhanced and tested since then,<sup>19</sup> although there have been no changes of late. The code used for this year's contest entry is essentially identical to that employed for the 2010 and 2012 contests.

The algorithm applies a fully Bayesian approach to the inverse problem of finding the most probable image given the evidence, making use of the Maximum Entropy approach to maximize the posterior probability of an image. BSMEM is available free-of-charge to the scientific community on submission of the academic license agreement at <http://www.mrao.cam.ac.uk/research/OAS/bsmem.html>.

BSMEM uses a trust region method with non-linear conjugate gradient steps to minimise the sum of the  $\log(\text{likelihood})$  (chi-squared) of the data given the image and a regularization term expressed as the Gull-Skilling entropy  $\sum_k [I_k - M_k - I_k \log(I_k/M_k)]$ . The model image  $M_k$  is usually chosen to be a Gaussian, a uniform

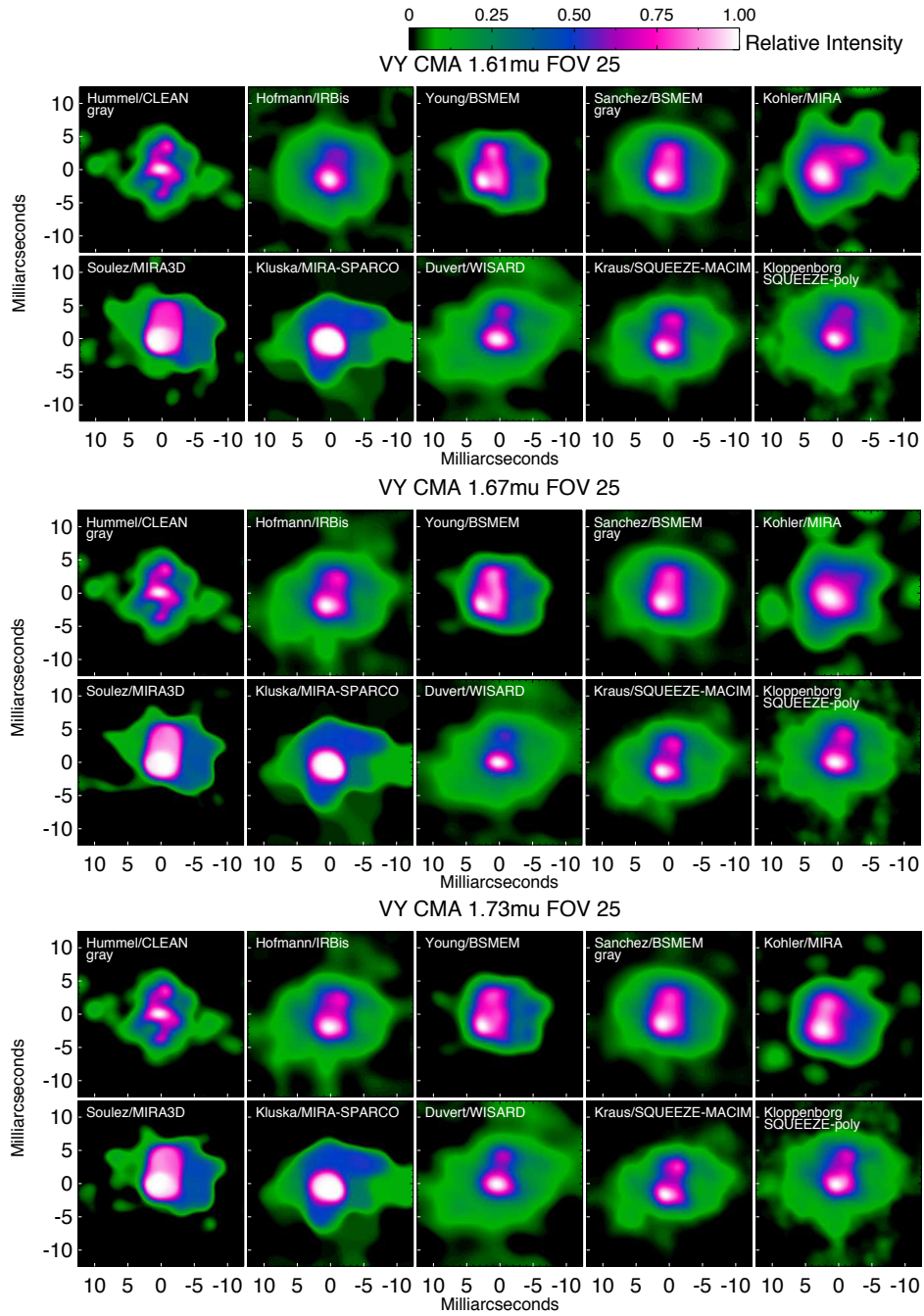


Figure 5. This panel shows all the images from the contestants for VY CMA, in each of the three narrow spectral bands. East is left, North is up and the field-of-view is 25 $\times$ 25 milliarcseconds. The images are scaled by the peak surface brightness. The color table is non-linear and a color bar gives a more quantitative feeling for the surfaces brightness levels for each entry. The effective angular resolution varied between the entries and no attempt was made to convolve entries to a common angular resolution (see text for more detail).

disk, or a delta-function centered in the field of view, which conveniently fixes the location of the reconstructed object (the bispectra and powerspectra being invariant to translation). This type of starting model also acts as a support constraint by penalising the presence of flux far from the centre of the image. An important advantage of BSMEM is the automatic Bayesian estimation of the hyperparameter that controls the weighting of the entropic prior relative to the likelihood.

For both R Car and VY CMA, the supplied VLTI data were split into three wavebands, ignoring the small night-to-night wavelength variations. The aperture masking data on VY CMA were not used in generating the submitted images, owing to the apparent mismatch with the short-baseline VLTI data.

Simple Gaussian or uniform disk prior models were insufficient to allow BSMEM to converge to a solution for these datasets, so an initial model-fitting step was carried out. For R Car the model chosen was a circular Hestroffer limb-darkened disc (to represent the stellar photosphere) plus a resolved circular component to represent the circumstellar emission. For VY CMA the chosen model comprised a compact ( $\sim 7.2$  mas FWHM) circular Gaussian component plus a 80-mas FWHM circular Gaussian (the smallest size that was essentially resolved out on the shortest VLTI baselines). An image was generated from the best-fitting model at each waveband. The sharp edge in the R Car model images was smoothed by convolving with a 2-pixel Gaussian.

For all six datasets, it proved very difficult to get BSMEM to converge to a solution. In the end, this was achieved for VY CMA by the unsatisfactory method of removing all data with SNR below 5 then multiplying the error bars on the remaining data by a factor of 1.3 or 1.4. This is likely to have resulted in a slight over-regularization of the reconstructed images. The same approach was used for R Car but it was also found necessary to strengthen the support constraint by artificially reducing the flux of the Gaussian model component (e.g. at 1715-1738nm from 104% down to 5% of the stellar disk flux).

The VY CMA images were obtained without using a flux normalization constraint, as significant emission is expected from this extended object to fall outside the interferometric field defined by the spectral bandpass, but within the optical field of view of the beam combiner. The fluxes in the submitted VY CMA images are 0.71, 0.69, and 0.68 for the 1610-1625, 1663-1678 and 1715-1730 nm wavebands respectively.

For VY CMA, these investigators believe the following features are real: 1) the brightness difference between the East and West halves of the central component; 2) the compact bright feature at the SE corner of the central component; and 3) the faint extension to the East extending from the NE corner of the central component.

For R Car, these investigators judged that the following features in the submitted images are real: 1) the near-circularity of the stellar disk; 2) the extent and relative flux of the circumstellar shell; 3) the brightest 3 compact features on the stellar surface at 1610-1633 nm and 1663-1685 nm, and the brightest single feature at 1715-1738 nm. The circumstellar emission may well be somewhat clumpy, but this group does not believe that any of the individual clumps visible in the reconstructed images represent reality.

### 3.5 Joel Sanchez-Bermudez et al using BSMEM

Joel Sanchez-Bermudez, Antxon Alberdi, and Rainer Schoedel also submitted entries using the BSMEM software. These users have participated in this contest for the first time. They are new comers in the optical interferometry community, with some publications in the last two years including reconstructed NIR interferometric images making use of BSMEM and MACIM. The final reconstructions included all the channels presented in each data set analyzed (grey). For each star, initial models (in the form of \*.fits files) were created before beginning the maps reconstruction with BSMEM. Those prior models were created via a direct model fitting to the squared visibilities ( $V^2$ ) and closure phases (CPs). The procedure used was the following:

- a. The original OI-FITS<sup>5</sup> files were split into the different epochs that they contained.
- b. Epochs with similar sampled spatial frequencies were merged into new \*.oifits files. This step allowed us to independently analyze the extended and compact components of the source.
- c. For each of the new OI-FITS files, geometrical models were fitted to the interferometric observables. Each model was reconstructed starting with a single component (e.g. Gaussians, disks, etc.), and we continued adding components to reduce the difference between data and models (via a  $\chi^2$  minimization).

- d. Having reached a relatively good approximation to the data, an image was created with the best-fit model.
- e. The best-fit models were then loaded to BSMEM as prior images from which the image reconstruction process started.

The aforementioned model fitting allowed valuable information to be inferred relating to the expected morphology of the sources. The model fitting for the extensive PIONIER datasets was complicated since the trends of the CPs suggests the existence of many different compact components. For example, for the R Car data, the above-described procedure distinguished at least three components: an extended disk (the source diameter) and two compact features represented by Gaussians. The pixel size for the image reconstruction was selected to fulfill the Nyquist criterion. The field of view was selected to be big enough to include all the sampled spatial frequencies. All the reconstructed images were convolved with a beam with a FWHM similar to the angular resolution of the interferometer used. After the reconstruction process in BSMEM, a reduced  $\chi^2$  of the best-fit images of around 20 and 6 was obtained for the PIONIER VY CMa and the PIONIER R Car data, respectively. The SNR obtained for all the reconstructed images was around 100. Hence, all the features below 1% of the flux peak can be considered artifacts.

### 3.6 Rainer Köhler using MIRA

Rainer Köhler wanted to participate in the Imaging Beauty contest as a way to find out whether an inexperienced user would be able to reconstruct images that were comparable to those produced by experts. He used the software package MIRA<sup>20</sup> written by Eric Thiébaud and his group.

For the image reconstruction, an initial image was used consisting of a uniform disk with a diameter of 8 mas. Two regularization terms were tried: quadratic smoothness and total variation. The image obtained with quadratic smoothness looks more realistic, and these are submitted here.

It was difficult to judge which features in the images are real. This investigator was confident that the bright peak near the center of R Car is real. The rim might be brighter at longer wavelengths (i.e. redder), but the investigator was not sure about this. With VY CMa, the two large bright spots on the east side of the disk was judged real, but it might also be one even larger spot. In the shortest wavelength channel, there is also a spot on the east side of the disk, which may be real. For both stars, there was no claim that any of the faint features outside of the stellar disks are real detections.

### 3.7 Ferreol Soulez et al. using MIRA3D

R Car and VY CMa datasets have been reconstructed using MiRA3D<sup>21</sup> by Ferreol Soulez and Eric Thiébaud. As no information were provided about the bandwidth of each spectral channel, for each spectral channel a gray level image was reconstructed centered on its nominal wavelength. Both datasets were reconstructed using a transpectral total variation regularization that favors 1) object with sharp edges as 2D total variation and 2) that these edges are located at a similar position in each spatial channel.

The VY CMa object is enshrouded in a large nebula much wider than the interferometric field of view that introduce a large amount of incoherent flux. In this reconstruction this incoherent flux was considered to represent 25% of the total flux. Hence the reconstructed image accounts only for the 75% coherent flux and is then normalized to a total flux of 0.75 in each channel. This very coarse estimation of the incoherent flux may produce low flux patches scattered in the field of view. These artifacts prevents the interpretation of the environment around the star.

This star is a more or less elliptical disk (about 12.5 mas in diameter). This disk is not homogeneous: the east part appears to be brighter and a very bright spot is located on the south east part. This resolved spot has a width of 4 mas. In addition, as indicated by its spectrum, this bright spot is also much hotter than the rest of the star.

The R Car object is composed of a disk of about 10 mas in diameter. This disk is not uniform and especially there is a marginally resolved brighter spot ( $\sim 14\%$  brighter) of about 3 mas in width located 1 mas north of the center of the disk. This disk is surrounded by an approximately circular shell of about 22 mas in diameter. The optical thickness of this shell differs from one spectral channel to another, especially it seems to be more optically thin in the 1.67  $\mu\text{m}$  than in the 1.61  $\mu\text{m}$ .

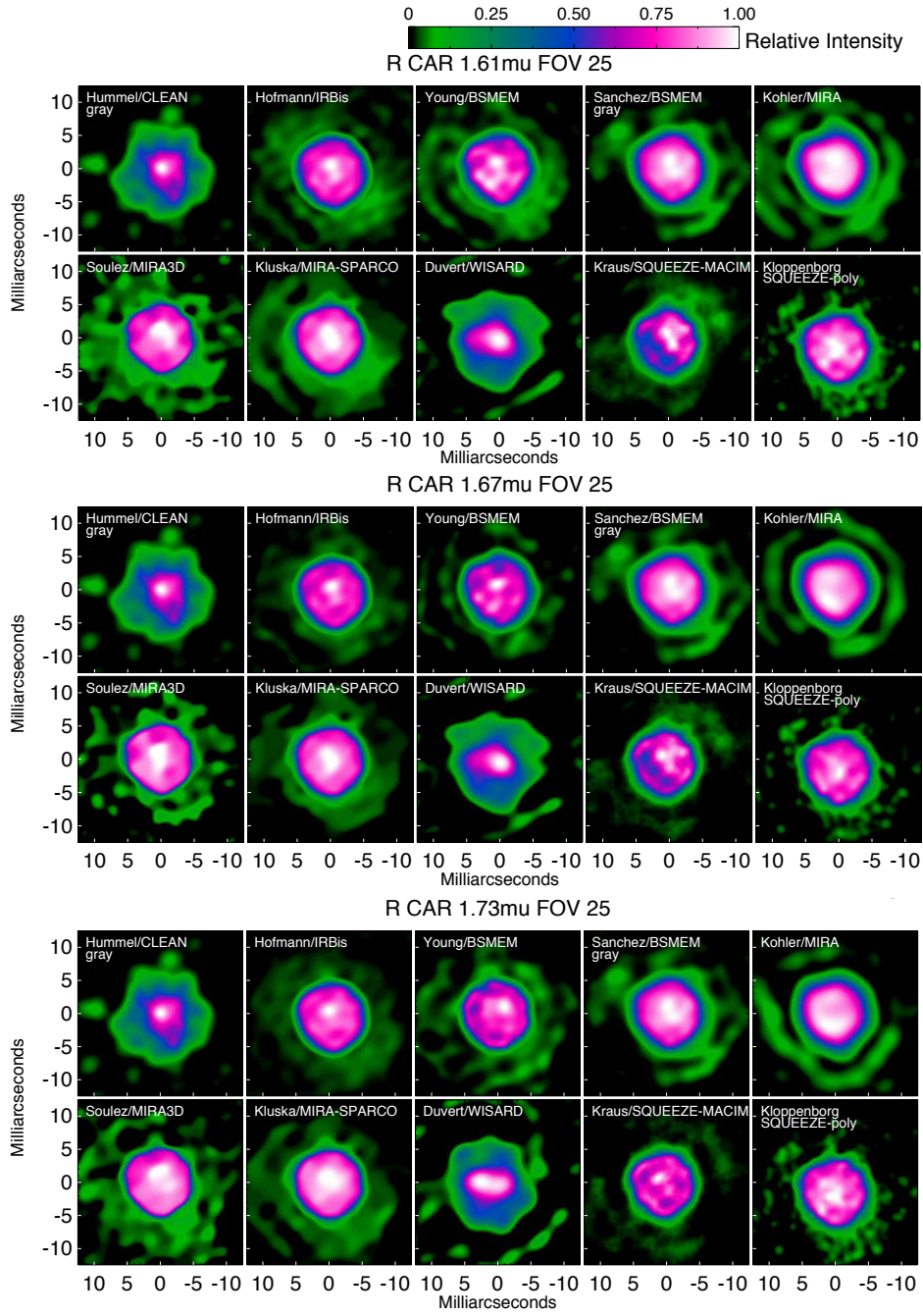


Figure 6. This panel shows all the images from the contestants for R Car, in each of the three narrow spectral bands. East is left, North is up and the field-of-view is  $25 \times 25$  milliarcseconds. The images are scaled by the peak surface brightness. The color table is non-linear and a color bar gives a more quantitative feeling for the surfaces brightness levels for each entry. The effective angular resolution varied between the entries and no attempt was made to convolve entries to a common angular resolution (see text for more detail).



### 3.8 Jacques Kluska et al using MIRA-SPARCO

Jacques Kluska and Fabien Malbet decided to make the reconstructions using the SPARCO method<sup>22</sup> with MiRA.<sup>20</sup> A uniform disk model was used for the central star for both the objects. A two-step approach was chosen to obtain the final images. First, a parametric model of a UD (Uniform Disk) was subtracted from the image and the image reconstruction was allowed to converge. Second, the computed image of the UD was added back to the previously reconstructed image. This resulting image was set as a prior to let the algorithm converge in a normal case (without a parametric model). The reconstructions are first made with all the channels together. Then, each channel is reconstructed separately starting with the same prior which is the image reconstructed for all the channels.

Here, more details will be provided on the parametric fitting process. First, a model was fitted with LitPro of a UD, a Gaussian and a background on both the objects. The results of this model fitting indicates the size of the UD and its flux per channel. This is used for subtracting the star from the image, with a separate fit and subtraction in each spectral channel. Channel 1 have the wavelengths around  $1.61\mu\text{m}$ , channel 2 around  $1.66\mu\text{m}$  and channel 3 around  $1.71\mu\text{m}$  – the channel bandwidth is  $0.05\mu\text{m}$ . For VY CMa, the following fits were found: a UD size of 12.6mas for channel 1 (13.5mas and 14.4mas for channel 2 and 3) and a flux ratio of about 44.9%, 48.6%, 50.0% for channel 1, 2 and 3 (respectively). For R Car, a mean UD size of 10.3mas (weak variations) was found with a flux ratio about 40.8%, 47.5% and 50.9% (for channel 1, 2 and 3 respectively).

The regularizations used are Total Variation and Smoothness. In order to determine the right hyper parameter value  $\mu$ , L curves were made. A value of  $\mu = 1600$  was found for Total Variation and  $\mu = 1.3 \times 10^9$  for Smoothness (see Fig. 7).

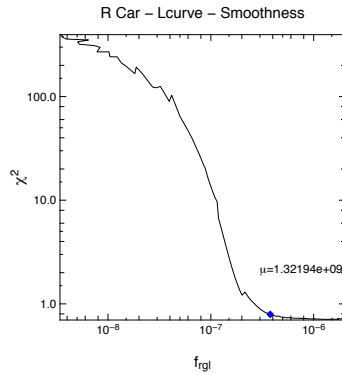


Figure 7. Example of L curve for R Car for the smoothness regularization.

For R Car, the flux ratios found from the parametric fits were used to make one image per spectral channel starting with flux in the central pixel only. A total image was computed adding the obtained image with the image of the UD. The algorithm converged using total variation, conserving big gradients made by the UD if there is no need to change them. The spots inside the UD are of the size of the beam and can be considered as really present. There is also a halo surrounding the UD that is changing in total flux with respect to spectral channel. Its shape is consistent between the channels even if there are changes for the channel 2.

For VY CMa, a total variation regularization with a hyperparameter  $\mu$  value of 1600 was used. Using the same method as for R Car, an image was reconstructed with adding an UD of 12.6mas. Then an image reconstruction was started with the sum of the reconstructed image and the UD image (weighted by the fluxes fitted by LitPro). The shapes are very different from those reconstructed for R Car, with one bright central spot surrounded by an asymmetric envelope. The flux ratio between the spot and the envelope is changing with wavelength. This was indicated by the parametric fit done before the image reconstruction process (envelope-to-total flux ratio and size changing with the channel).

These investigators noted that a range of image details could be obtained by changing the strength and nature of the regularizer, but further elaboration is beyond the scope of this first look.

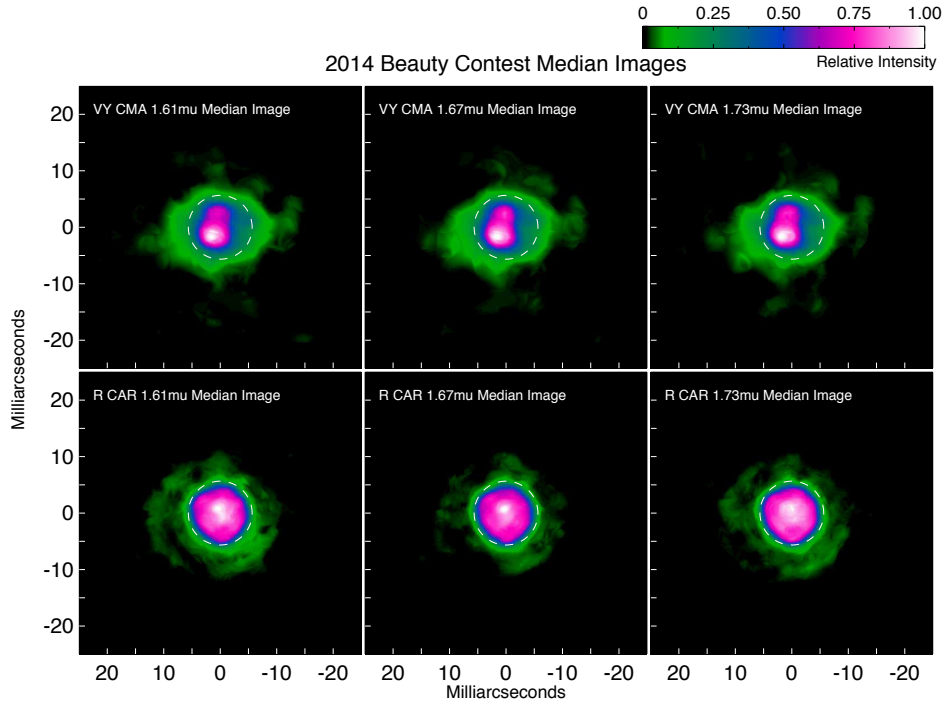


Figure 8. Following the procedure outlined in text, we have constructed a “median” image for each star at each wavelength channel. From the features in these images, we hope to correctly discriminate between “real” image features and reconstruction artifacts.

### 3.9 Gilles Duvert using WISARD

The images of R Car and VY CMA have been reconstructed with WISARD,<sup>23,24</sup> as provided on the JMMC webpages ([http://www.mariotti.fr/wisard\\_page.htm](http://www.mariotti.fr/wisard_page.htm)). The algorithm is currently written in IDL (GDL, the free IDL language interpreter, is known to handle WISARD correctly) and has been slightly modified since its first presentation,<sup>25</sup> mainly to facilitate the reading of OI-FITS files,<sup>5</sup> and to better support the n-telescope case.


WISARD can be seen as a two-step image reconstruction program. The last step provides a regularized reconstruction where one minimizes a two-term chi-square expression, one term being the distance to the dataset (likelihood term) and the other a distance to “some a-priori knowledge” (the prior). The many possible priors include the positivity of the reconstructed image, its smoothness, or the preservation of unresolved point sources.

The unique feature of WISARD (at least in the point of view of GD) resides in its first step. Indeed, WISARD uses the simultaneously obtained square visibility and closures to ‘guess’ an intermediate data set of “myopic” complex visibilities, because this transformation will always leave some phases unknown. However, as the number of telescope increases, the percentage of unknown phases diminishes rapidly, from 66% with a 3-telescope experiment, to 30% for 6 telescopes. The reconstruction procedure then reconstructs both an image of the object (using the priors on the object) and a set of perturbation phases (the unknown phases being the sum of the phase of the reconstructed object plus these perturbation phases).

Observational datasets are rarely made of complete sets (in the WISARD sense, i.e., having all the  $V^2$  and all the closures simultaneously for  $N$  telescopes). Thus, only a part of the information in the PIONIER datasets was useable by WISARD. Similarly, we did not use the additional aperture masking data provided by P. Tuthill for lack of information about the correspondence of baselines in  $V^2$  and closures in their OI-FITS data.

WISARD being at the moment a monochromatic image reconstruction program only, each of the 3 channels available in the PIONIER data of this Beauty Contest was imaged separately. Both objects were reconstructed with the default procedure available in WISARD, no guess image, spike-preserving regularization (/WHITE

2014 Imaging Beauty Contest



Submitter	VY CMa		R Car		Score
	2 spots	Placement	Water Shells	2 spots	
Hummel	☹	☹	☹	☹	-2
Hofmann	☺	☺	☺	☺	+2
Young	☺	☺	☺	☺	+3
Sanchez	☺	☺	☺	☺	+4
Kohler	☹	☺	☺	☹	+1
Soulez	☺	☺	☺	☺	+3
Kluska	☹	☺	☹	☹	-1
Duvert	☺	☹	☹	☹	0
Kraus	☺	☹	☹	☺	+1
Kloppenborg	☺	☹	☹	☹	+1

*SPIE Advances in Interferometry, Montreal, CA, 2014 June 27*

Figure 9. Snapshot of the powerpoint slide containing the judgment table presented by JDM/JPB at the 2014 SPIE meeting in Montreal.

option), 30 mas field of view for R Car (40 mas for VY CMa), 128×128 pixels in the FOV, and 1000 iterations. The final  $\chi^2$  was  $\sim 2$  for R Car and  $\sim 3-4$  for VY CMa, the latter possibly due to visibility biases arising from the fully-resolved nebulous emission around this star. Channels 1 and 3 give systematically worse  $\chi^2$  than the (central) channel 2. Trying to reconstruct images with a gray model, on all the channels at once, give much worse  $\chi^2$  for R Car, showing that the shape of the object indeed change with wavelength. The differences are much less pronounced for VY CMa.

The reconstruction for R Car shows a roundish shape of approximately the size ( $\sim 12$  mas) one could fit as a linear limb-darkened disk in the data. One sees a central bright spot (elongated E-W) and a rapidly decreasing flux towards the outer radius of the star, like a very strong (latitude-dependent?) limb-darkening. Hints of further limb-brightening on an outer shell are visible on the composite tricolor image, at a radius of  $\sim 5.9$  mas. It is not straightforward to determine which image features are “real”. The reconstruction is by nature very sensitive to the precision in the phases and the underlying closures from which they are estimated. Data may be biased. Inadequate priors can be used. Only by comparing reconstructions from different algorithms, such as in this beauty contest—in other terms, only in providing some kind of “biodiversity” — can one make his/hers mind about the true nature of the object observed.

It has already been said for VY CMa that some large emission was present which was not recoverable by WISARD. The reconstruction shows distinctly two emission sources, with a “secondary” at P.A. -10 (alternatively, an E-W absorption lane in front of a stellar surface), plus an oval emission area with a distinct “plume” in the NW. Interestingly, this feature, present on all channels, is at a smaller scale similar to “the curved, nebulous morphology of the dust plume extending to the northwest” in Monnier et al. (Ref. 6; see their Figure 4). One may wonder if this interpretation made of the large-scale feature holds at the spatial scale imaged here. Again, astrophysical modelling should be envisioned only if a majority of image-reconstruction programs confirm these features.

### 3.10 Stefan Kraus using SQUEEZE/MACIM

Stefan Kraus submitted image reconstructions using the SQUEEZE<sup>26</sup> software package, which uses the Monte Carlo image reconstruction engine that was introduced by MACIM (“Markov Chain Imager”; Ref. 27).

The visibility profiles of R Car and VY CMa show clear evidence for the presence of an extended emission component. Therefore, the images were reconstructed with a large field-of-view (FOV) of 80 mas, which allows the image reconstruction algorithm to place flux elements also on relatively large spatial scales. Given that this FOV is still smaller than the fiber entrance of PIONIER with the ATs ( $\sim 300$  mas), the image reconstruction process was allowed to also have the presence of an overresolved flux component. The fractional contribution of this uncorrelated flux to the total flux ( $f_{\text{uncorr}}$ ) is treated as a free parameter. A grid was computed that covered plausible values for  $f_{\text{uncorr}}$  and for the maximum entropy regularization parameter. From this grid, images were selected with the best final reduced  $\chi^2$  value. Using this procedure, the maximum entropy regularizer was not found to significantly improve the image quality or  $\chi^2$  and thus the submitted images did not explicitly use any regularization (except that intrinsic to the MACIM process).

**R Car:** The images show a photosphere with a diameter of  $\sim 10$  mas. The stellar surface exhibits a patchy structure with significant dark spots located in the South-eastern direction. Around the star, several diffuse concentric rings were detected that might resemble ejecta from past mass-lost events. These shells appear in all wavelength channels at a similar radius from the star, which indicates that at least the two strongest rings are real and not uv-coverage artifacts. Besides the flux from these shell-like circumstellar features no additional uncorrelated flux was included (i.e.  $f_{\text{uncorr}} = 0$ ).

**VY CMa:** In the images of VY CMa the stellar surface ( $\sim 11$  mas) is less well defined than in the images of R Car, which is likely due to the worse  $uv$ -coverage and the stronger contributions from extended emission. The stellar surface is patchy, with bright regions in the Northern and Southern hemisphere and a dark spot in the Western direction. At separations of  $\sim 32$  mas from the star, we see two blobs that are located along position angle  $\sim 25^\circ$ . These features might belong to the outflow structures that are seen on larger scales (e.g., Ref. 6). However, further checks should be performed to rule out that one of the blobs might be a ghost introduced by insufficient phase information. A slightly better fit was obtained by including an uncorrelated flux component of  $f_{\text{uncorr}} = 12\%$ . The aperture masking data was not used in the reconstruction process, as it is challenging to include the spatial filtering effect that is introduced by the PIONIER fiber and an ad-hoc treatment might easily introduce artifacts. Further algorithmic work should be undertaken in order to enable a proper reconstruction of such multi-scale data sets, where different spatial filtering constraints need to be associated with different data subsets during the image reconstruction process.

### 3.11 Brian Kloppenborg et al. using SQUEEZE-poly $\lambda$

Brian Kloppenborg and Fabien Baron submitted entries using their software package SQUEEZE,<sup>26</sup> recently modified to allow for wavelength regularization.

For R Car, the object appeared to be a single star. The behavior of the  $V^2$  within the second visibility lobe is quite complicated with small-width spikes suggesting well organized small scale structures such as spots. In fact, closure phases show clear departure from symmetry even at short triplet lengths. Adjacent spectral channels do not always follow parallel/adjacent paths through phase-space, thus this object may have some spectrally dependent features. The data was first fitted using SIMTOI with a limb-darkened disk to obtain an initial image. Using this initial image, the SPARCO approach<sup>22</sup> was tried, i.e. simultaneously fitting a polychromatic stellar disc while its environment is reconstructed. This definitely gave decent images with good reduced  $\chi^2$ . However, because other teams will have done this too, and to encourage diversity, these investigators chose to submit completely model-independent reconstructions. SQUEEZE in polychromatic mode was used, splitting the data into three spectral channels. The SQUEEZE reconstruction used both the uniform disc regularizer<sup>28</sup> and the transpectral L2 regularizer.<sup>21</sup> Studying the reduced  $\chi^2$  during our reconstruction attempts suggested the triple-amplitude errors may be poorly calibrated, and we rescaled them by a factor of 2-3. These investigators report that they wanted to avoid “over-doing it” as they wanted to show what a typical model-independent reconstruction would look like out of SQUEEZE – it is clearly possible to do better. The features believed to be real are: the existence of spots on the surface of the star and some circumstellar emission at larger scales.

However these investigators did not believe that their submitted images reflected the real flux distribution. More prior information (i.e. in depth-modeling) would be required before more reliable images can be obtained.

For VY CMa, the aperture masking data was not used as it did not appear to be complementary: first, there is a large jump of  $\delta V^2 = 0.2$  between 5-6 M $\lambda$  ; then, images of the region show that this system is actively losing material, with photometry showing long-term variability trends, and the chances of evolution between the 2008 CONICA and 2014 PIONIER data is highly possible. The PIONIER data does not clearly follow a UDD/LDD pattern as the visibility nulls are not clearly defined, suggesting the target may be intrinsically elongated or asymmetric or that it may present very strong spots. Inspection of  $V^2$  plot suggests there could be wavelength dependent features. A LDD model-fit using SIMTOI showed several minima, one around 14 mas and one around 22 mas. Re-fit using two stars in SIMTOI, showed a binary model may even be appropriate for these data, which was found to be somewhat amusing considering the astronomical history of this target, initially thought to be a binary (see e.g. the discussion in Ref. 8) but more recently<sup>10</sup> shown to be a single stellar disc with extended emission. For this reason, here again a model-independent tri-channel reconstruction was adopted, with total variation as a regularizer. The reconstruction shows one strong source and one weaker source, which was identified as the main star and along with some sort of extended emission (directional jet ? old faint companion ?) – there is a considerable amount of circumstellar material. Overall, the imaging process is limited here by incomplete knowledge of the target. With assurances that the target consisted solely of a stellar disc plus dust shell, here again the SPARCO approach would prove superior.

Note that both the model-fitting code SIMTOI (<https://github.com/bkloppenborg/simtoi>), and the image reconstruction code SQUEEZE (<https://gitorious.org/squeeze/squeeze>) are freely available to the community under the GPLv3 licence.

## 4. DISCUSSION

### 4.1 General Comments

From inspection of Figure 5 and Figure 6, we can see many similarities between the entries from the different groups (more on this in the next section). That said, there were also puzzling differences between the entries as well. In the past interferometry beauty contests,<sup>25,29–32</sup> the “truth” image was known and one could compare the entries to the truth in order to determine which image reconstruction features were artifacts. In practice, the top 2–4 entries were nearly identical, with only fairly subtle differences making the difference between the “winner” and the runner-ups. Here, we see fairly substantial differences between most of the entries. It is clear that “real” data is more challenging and problematic than simulated data, in spite of earlier sophisticated attempts to use realistic error bars, etc.

In this section we attempt to determine what features are most likely to represent actual features of VY CMa and R Car. The robust participation of 10 independent groups using 4 or 5 different algorithms gives us a unique opportunity to apply the principles of “crowd sourcing” to filter out likely artifacts from real features. Following discussion of each source, we will determine if one of the entries stands out as most compatible with the “group consensus” and crown a tentative “winner” to the 2014 interferometric imaging beauty contest.

### 4.2 Construction of “Median” Images

To aid our analysis, we have constructed median images for each star in each spectral channel. We have done this using the following procedure: a) Re-grid all entries to common 0.1 milliarcsecond pixel scale; b) Align images using cross-correlation optimization (all images convolved with 1.5 mas FWHM Gaussian beforehand *only for position alignment – not for median filtering*); c) Re-scale images to common stellar surface brightness (this was done because of varying treatments of circumstellar flux in image flux normalization). d) Find median image for the data cube consisting of the 10 entries for each star at each wavelength.

We present the “median images” in Figure 8, along with an overlay of a 11.3 mas diameter circle for reference.<sup>10</sup> We expect this procedure to yield a high fidelity image within the photosphere of the star where artifacts and noise might reasonable be expected to be equally likely bright or dark compared to the mean. However, for features outside the stellar disk, there is a bias in this method since nearly all algorithms adopted a positive definite constraint in the image reconstructions. Thus, we should interpret structures beyond the disk with more caution in these median images.

### 4.3 VY CMa

From Figure 5 and Figure 8 we have tentatively identified the following likely “true” features of VY CMa at H band from the VLTI/PIONIER data:

- Dust shell is over-resolved and no meaningful information was available, except for the fraction of emission in the shell compared to the star.
- The photosphere *appears* elongated along east-west direction (could be due to optical depth effects from foreground dust, circumstellar molecular emission, temperature variations across photosphere, or something else).
- Two bright spots are on the eastern limb of star.
- While the fraction of light in the shell depends on the wavelength, the features relating to the star itself do not appear strongly chromatic (not quantified here in this paper).
- The H band diameter is approximately the same size as the near-continuum K band size reported by VLTI/AMBER<sup>10</sup> (11.3 mas)

We will refrain from speculating on the interpretation of these images. As discussed earlier, there is a community effort to interpret these data as part of a public ESO process led by Jean-Philippe Berger.

### 4.4 R Car

From Figure 6 and Figure 8 we have tentatively identified the following likely “true” features of R Car at H band from the VLTI/PIONIER data:

- Prominent circumstellar emission shells. The image consensus seems to be one arc about 12 mas to the East and one about 10 mas to the southwest. Not all contestants are convinced the emission is “arc-like” and more study will need to be done to confirm these geometrical structures and rule out artifacts.
- The shells are significantly stronger in the edge channels of H band, hardly visible in the center channel.
- The photosphere is mostly circular but with two main spots near the center. The two spots are close together and so could be really one asymmetric, elongated spot.

As far VY CMa, we will refrain from speculating on the interpretation of these images. As discussed earlier, there is a community effort to interpret these data as part of a public ESO process led by Jean-Philippe Berger.

### 4.5 A Qualitative Metric based on Consensus

Using the features identified in this section, JDM and JPB endeavored to compare the contest entries as a way to “score” the beauty contest. If an entry unambiguously reproduced a feature, its as scored a +1 ( $\equiv$ smiley face). If an entry partially satisfied the criterion, it scored a +0 ( $\equiv$ neutral face). If the entry did not contain the feature, then the score was  $-1$  ( $\equiv$ frowning face). The results of this somewhat subjective “scoring\*” can be found in Figure 9.

Based on these results, we can announce a winner of the 2014 interferometric imaging beauty contest: Joel Sanchez and his team from IAA-CSIC/Spain using BSMEM. Some combination of the strong use of model-fitting as a first step in creating a prior, the simple gray treatment, or perhaps some final image smoothing imposed by the team seems to have given this team an edge this time. Congratulations!

---

\*JDM/JPB apologize in advance for any mistakes made in constructing this table and proactively beg for mercy from the contestants.

# Comparison

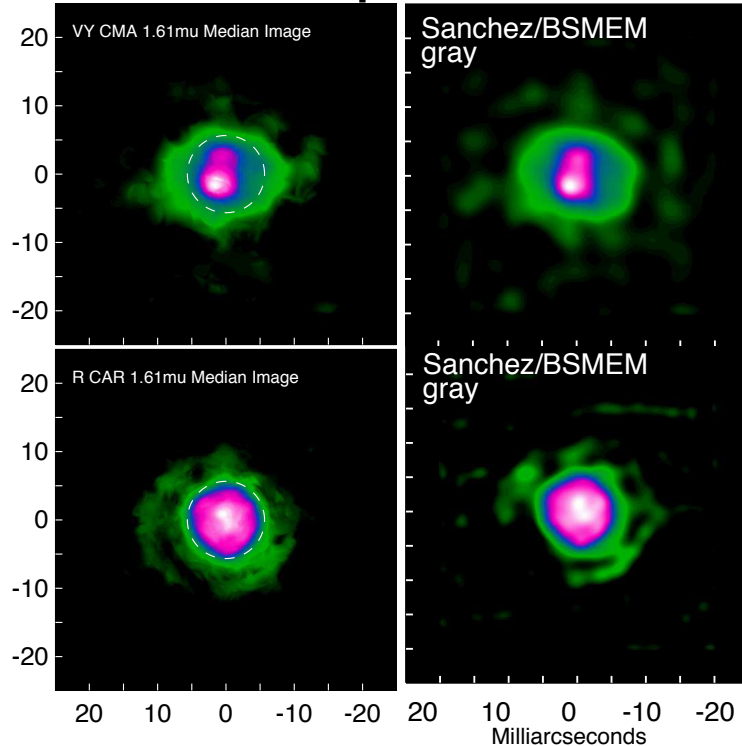


Figure 10. The 2014 Interferometric Imaging Beauty Contest winner is Joel Sanchez-Bermudez and his team from IAA-CSIC/Spain using BSMEM. Here we compare the winning entry with the “median” images described in the text. Joel and his team reproduced all the main features seen in the median images. We will have to wait for the judgement of history before concluding whether or not these features represent reality or not.

## 5. PROSPECTIVE

We believe that this initial round of image reconstructions for VY CMa and R Car has demonstrated how rich the interpretation of such data could be but also that there is room for improvement. The use of actual data instead of simulated ones has confronted us with the necessity of a second round of reconstructions by the contestants. The next discussion will aim to reach a broad agreement about how to best use the polychromatic data, what priors are best, and a more sophisticated effort to incorporate the aperture masking data for VY CMa. In particular, the shell emission (from water and/or CO) in R Car seems to show similar geometry in the different spectral channels but varies in strength – this kind of information might be better incorporated in the reconstruction process than was done here. It should be noted that a significant fraction of the contestants had limited experience in image reconstruction which is a tribute to the enormous improvement of aperture synthesis techniques for optical interferometry.

Once the contestants have converged to agreed reconstructed images and meaningful features, the images will be handed over to the broader team in order to proceed with the astrophysical interpretation. These initial results are extremely promising in the context of upcoming VLTI instruments GRAVITY and MATISSE. The combination of image reconstruction and spectral resolution offers the perspective of detailed channeled imaging across the molecular/dusty/gaseous layers surrounding stars. We hope that this exercise will contribute to generating trust in the image reconstruction processes and that more astronomers will make use of this capability at VLTI, CHARA and NPOI.

## ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Bill Cotton for help at the beginning of the process this year. We also would like to acknowledge ESO's Director for Science and the Paranal Director for releasing the technical time that made this first-of-a-kind imaging experiment possible. Lastly, JDM and JPB would like to thank all the contest entries for going along with this novel experiment and granting the organizers latitude for determining a contest "winner" using admittedly subjective criteria based on dubious metrics!

## REFERENCES

- [1] Berger, J.-P., Malbet, F., Baron, F., Chiavassa, A., Duvert, G., Elitzur, M., Freytag, B., Gueth, F., Höinig, S., Hron, J., Jang-Condell, H., Le Bouquin, J.-B., Monin, J.-L., Monnier, J. D., Perrin, G., Plez, B., Ratzka, T., Renard, S., Steff, S., Thiébaud, E., Tristram, K. R. W., Verhoelst, T., Wolf, S., and Young, J., "Imaging the heart of astrophysical objects with optical long-baseline interferometry," *A&A Rev.* **20**, 53 (June 2012).
- [2] Monnier, J. D., Zhao, M., Pedretti, E., Thureau, N., Ireland, M., Muirhead, P., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., Van Belle, G., ten Brummelaar, T., McAlister, H., Ridgway, S., Turner, N., Sturmman, L., Sturmman, J., and Berger, D., "Imaging the Surface of Altair," *Science* **317**, 342– (July 2007).
- [3] Kloppenborg, B., Stencel, R., Monnier, J. D., Schaefer, G., Zhao, M., Baron, F., McAlister, H., ten Brummelaar, T., Che, X., Farrington, C., Pedretti, E., Sallave-Goldfinger, P. J., Sturmman, J., Sturmman, L., Thureau, N., Turner, N., and Carroll, S. M., "Infrared images of the transiting disk in the  $\epsilon$  Aurigae system," *Nature* **464**, 870–872 (Apr. 2010).
- [4] Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., Zins, G., Haguenaue, P., Jocou, L., Kern, P., Millan-Gabet, R., Traub, W., Absil, O., Augereau, J.-C., Benisty, M., Blind, N., Bonfils, X., Bourget, P., Delboulbe, A., Feautrier, P., Germain, M., Gitton, P., Gillier, D., Kiekebusch, M., Kluska, J., Knudstrup, J., Labeye, P., Lizon, J.-L., Monin, J.-L., Magnard, Y., Malbet, F., Maurel, D., Ménard, F., Micallef, M., Michaud, L., Montagnier, G., Morel, S., Moulin, T., Perraut, K., Popovic, D., Rabou, P., Rochat, S., Rojas, C., Roussel, F., Roux, A., Stadler, E., Steff, S., Tatulli, E., and Ventura, N., "PIONIER: a 4-telescope visitor instrument at VLTI," *A&A* **535**, A67 (Nov. 2011).
- [5] Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D., and Monnier, J. D., "A Data Exchange Standard for Optical (Visible/IR) Interferometry," *PASP* **117**, 1255–1262 (Nov. 2005).
- [6] Monnier, J. D., Tuthill, P. G., Lopez, B., Cruzalebes, P., Danchi, W. C., and Haniff, C. A., "The Last Gasp of VY Canis Majoris: Aperture Synthesis and Adaptive Optics Imagery," *ApJ* **512**, 351–361 (Feb. 1999).
- [7] Lacour, S., Tuthill, P., Ireland, M., Amico, P., and Girard, J., "Sparse Aperture Masking on Paranal," *The Messenger* **146**, 18–23 (Dec. 2011).
- [8] Smith, N., Humphreys, R. M., Davidson, K., Gehrz, R. D., Schuster, M. T., and Krautter, J., "The Asymmetric Nebula Surrounding the Extreme Red Supergiant VY Canis Majoris," *AJ* **121**, 1111–1125 (Feb. 2001).
- [9] Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Tuthill, P. G., Traub, W. A., Carleton, N. P., Coudé du Foresto, V., Danchi, W. C., Lacasse, M. G., Morel, S., Perrin, G., Porro, I. L., Schloerb, F. P., and Townes, C. H., "High-Resolution Imaging of Dust Shells by Using Keck Aperture Masking and the IOTA Interferometer," *ApJ* **605**, 436–461 (Apr. 2004).
- [10] Wittkowski, M., Hauschildt, P. H., Arroyo-Torres, B., and Marcaide, J. M., "Fundamental properties and atmospheric structure of the red supergiant VY Canis Majoris based on VLTI/AMBER spectro-interferometry," *A&A* **540**, L12 (Apr. 2012).
- [11] Ireland, M. J., Tuthill, P. G., Bedding, T. R., Robertson, J. G., and Jacob, A. P., "Multiwavelength diameters of nearby Miras and semiregular variables," *MNRAS* **350**, 365–374 (May 2004).
- [12] Le Bouquin, J.-B., Lacour, S., Renard, S., Thiébaud, E., Merand, A., and Verhoelst, T., "Pre-maximum spectro-imaging of the Mira star T Leporis with AMBER/VLTI," *A&A* **496**, L1–L4 (Mar. 2009).
- [13] Perrin, G., Ridgway, S. T., Mennesson, B., Cotton, W. D., Woillez, J., Verhoelst, T., Schuller, P., Coudé du Foresto, V., Traub, W. A., Millan-Gabet, R., and Lacasse, M. G., "Unveiling Mira stars behind the molecules. Confirmation of the molecular layer model with narrow band near-infrared interferometry," *A&A* **426**, 279–296 (Oct. 2004).



- [14] Hummel, C. A., “A novel imaging algorithm for broadband aperture synthesis data,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7734** (July 2010).
- [15] Hofmann, K.-H., Weigelt, G., and Schertl, D., “An image reconstruction method (IRBis) for optical/infrared interferometry,” *A&A* **565**, A48 (May 2014).
- [16] Wittkowski, M., Langer, N., and Weigelt, G., “Diffraction-limited speckle-masking interferometry of the red supergiant VY CMa,” *A&A* **340**, L39–L42 (Dec. 1998).
- [17] Wittkowski, M., Boboltz, D. A., Driebe, T., Le Bouquin, J.-B., Millour, F., Ohnaka, K., and Scholz, M., “J, H, K spectro-interferometry of the Mira variable S Orionis,” *A&A* **479**, L21–L24 (Feb. 2008).
- [18] Buscher, D. F., “Direct maximum-entropy image reconstruction from the bispectrum,” in [*Very High Angular Resolution Imaging*], Robertson, J. G. and Tango, W. J., eds., *IAU Symposium* **158**, 91 (1994).
- [19] Baron, F. and Young, J. S., “Image reconstruction at Cambridge University,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7013** (July 2008).
- [20] Thiébaud, E., “MIRA: an effective imaging algorithm for optical interferometry,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7013** (July 2008).
- [21] Thiébaud, É., Soulez, F., and Denis, L., “Exploiting spatial sparsity for multiwavelength imaging in optical interferometry,” *Journal of the Optical Society of America A* **30**, 160 (Feb. 2013).
- [22] Kluska, J., Malbet, F., Berger, J.-P., Baron, F., Lazareff, B., Le Bouquin, J.-B., Monnier, J. D., Soulez, F., and Thiébaud, E., “SPARCO : a semi-parametric approach for image reconstruction of chromatic objects. Application to young stellar objects,” *A&A* **564**, A80 (Apr. 2014).
- [23] Meimon, S., Mugnier, L. M., and Le Besnerais, G., “Convex approximation to the likelihood criterion for aperture synthesis imaging,” *Journal of the Optical Society of America A* **22**, 2348–2356 (Nov. 2005).
- [24] Meimon, S. C., Mugnier, L. M., and Le Besnerais, G., “Reconstruction method for weak-phase optical interferometry,” *Optics Letters* **30**, 1809–1811 (July 2005).
- [25] Lawson, P. R., Cotton, W. D., Hummel, C. A., Monnier, J. D., Zhao, M., Young, J. S., Thorsteinsson, H., Meimon, S. C., Mugnier, L. M., Le Besnerais, G., Thiébaud, E. M., and Tuthill, P. G., “An interferometry imaging beauty contest,” in [*New Frontiers in Stellar Interferometry*], Traub, W. A., ed., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **5491**, 886 (Oct. 2004).
- [26] Baron, F., Monnier, J. D., and Kloppenborg, B., “A novel image reconstruction software for optical/infrared interferometry,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7734** (July 2010).
- [27] Ireland, M. J., Monnier, J. D., and Thureau, N., “Monte-Carlo imaging for optical interferometry,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **6268** (July 2006).
- [28] Baron, F., Monnier, J. D., Kiss, L. L., Neilson, H. R., Zhao, M., Anderson, M., Aarnio, A., Pedretti, E., Thureau, N., ten Brummelaar, T. A., Ridgway, S. T., McAlister, H. A., Sturmman, J., Sturmman, L., and Turner, N., “CHARA/MIRC Observations of Two M Supergiants in Perseus OB1: Temperature, Bayesian Modeling, and Compressed Sensing Imaging,” *ApJ* **785**, 46 (Apr. 2014).
- [29] Lawson, P. R., Cotton, W. D., Hummel, C. A., Baron, F., Young, J. S., Kraus, S., Hofmann, K.-H., Weigelt, G. P., Ireland, M., Monnier, J. D., Thiébaud, E., Rengaswamy, S., and Chesneau, O., “2006 interferometry imaging beauty contest,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **6268** (July 2006).
- [30] Cotton, W., Monnier, J., Baron, F., Hofmann, K.-H., Kraus, S., Weigelt, G., Rengaswamy, S., Thiébaud, E., Lawson, P., Jaffe, W., Hummel, C., Pauls, T., Schmitt, H., Tuthill, P., and Young, J., “2008 imaging beauty contest,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7013** (July 2008).
- [31] Malbet, F., Cotton, W., Duvert, G., Lawson, P., Chiavassa, A., Young, J., Baron, F., Buscher, D., Rengaswamy, S., Kloppenborg, B., Vannier, M., and Mugnier, L., “The 2010 interferometric imaging beauty contest,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **7734** (July 2010).

- [32] Baron, F., Cotton, W. D., Lawson, P. R., Ridgway, S. T., Aarnio, A., Monnier, J. D., Hofmann, K.-H., Schertl, D., Weigelt, G., Thiébaud, E., Soulez, F., Mary, D., Millour, F., Vannier, M., Young, J., Elias, N. M., Schmitt, H. R., and Rengaswamy, S., “The 2012 interferometric imaging beauty contest,” in [*Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*], *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **8445** (July 2012).

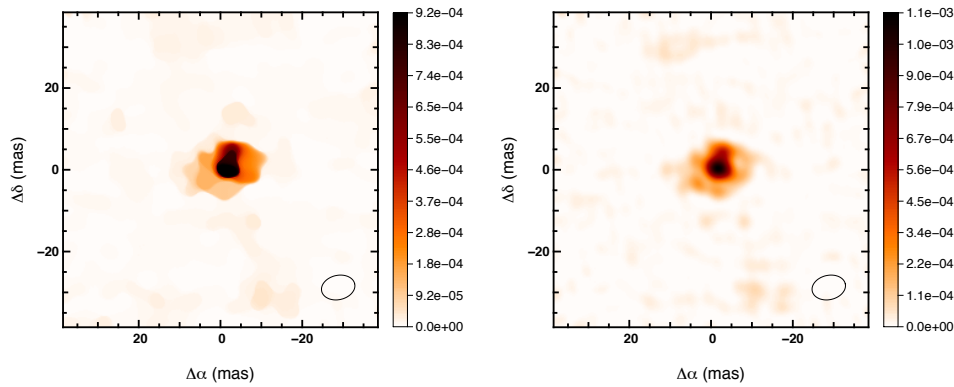


FIGURE C.1 – Reconstructions d’images utilisant un point de départ Gaussien avec Variation Totale (à gauche) et Lissage (à droite).

## Commentaires sur la reconstruction d’image de VY CMa

On peut remarquer dans l’article sur le “Beauty Contest 2014” que la reconstruction sur VY CMa que j’ai faite diffère des autres reconstructions. Sur la Figure 5 on peut remarquer que le deuxième maximum de l’image situé au nord n’est pas reproduit par ma reconstruction. Le fait qu’on puisse voir des “plateaux” de pixels de même flux est témoin de l’utilisation de la régularisation variation totale. Cependant, on peut remarquer que l’image reproduit le flux dans la partie Nord et Nord-Ouest de l’image comme dans la plupart des autres images. Alors pourquoi n’y a-t-il pas de décrochement ou de deuxième maximum dans cette image ? Cette image a été obtenue en deux temps. Dans un premier temps j’ai utilisé la méthode SPARCO en séparant un disque uniforme de l’image. Dans un deuxième temps, ce disque uniforme a été ajouté à l’image et l’algorithme a pu converger vers un minimum où l’image garde encore des traces de ce disque uniforme ce qui pourrait expliquer sa forme finale.

J’ai, par la suite, essayé de reconvertir vers une image en utilisant une gaussienne comme point de départ au lieu du disque uniforme. Les résultats sont montrés sur la Figure C.1. On peut s’apercevoir que malgré l’utilisation de deux régularisations différentes l’allongement du pic central vers le Nord est bien reproduit. Cela se rapproche plus des autres images du Beauty Contest.

Si on compare les distances aux données (c’est-à-dire les  $\chi^2$  réduits) l’image du Beauty contest a un  $\chi^2$  de 0.66 et celles présentées ci-dessus un  $\chi^2$  de 0.68. La méthode SPARCO a permis d’obtenir un autre minimum qui satisfait les données. Afin de conclure sur la fiabilité de la détection du deuxième maximum il faudrait faire une étude plus poussée (afin de déterminer par exemple si la variation de  $\chi^2$  est significative et de faire la comparaison avec les autres images obtenues lors de ce concours).





## Annexe D

### Liste des publications et participations aux conférences

# Jacques Kluska

## Publication List

- [8] Lykou, F., Klotz, D., Paladini, C., Hron, J., Zijlstra, A. A., **Kluska, J.**, Norris, B. R. M., Tuthill, P. G., Ramstedt, S., Lagadec, E., Wittkowski, M., Maercker, M., Mayer, A.; *Dissecting the AGB star L2 Puppis: a torus in the making*, Accepted in A&A.
- [7] Ellerbroek, L. E., Benisty, M., Kraus, S., Perraut, K., **Kluska, J.**, le Bouquin, J. B., Borges Fernandes, M., Domiciano de Souza, A., Maaskant, K. M., Kaper, L., Tramper, F., Mourard, D., Tallon-Bosc, I., ten Brummelaar, T., Sitko, M. L., Lynch, D. K., Russell, R. W.; *A resolved, au-scale gas disk around the B[e] star HD 50138*, 2015, A&A, 573A, 77, [URL](#).
- [6] Monnier, J. D., Berger, J.-P., Le Bouquin, J.-B., Tuthill, P., Wittkowski, M., Grellman, R., Muller, A., Renganswany, S., Hummel, C., Hofmann, K.-H., Schertl, D., Weigelt, G., Young, J., Buscher, D., Sanchez-Bermudez, J., Alberdi, A., Schoedel, R., Kohlerg, R., Soulez, F., Thiebaut, E., **Kluska, J.**, Malbet, F., Duvert, G., Kraus, S., Kloppenborg, B., Baron, F.; *The 2014 Interferometric Imaging Beauty Contest*, 2014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 91461Q, [URL](#)
- [5] **Kluska, J.**; Malbet, F.; Berger, J.-P.; Baron, F.; Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-B.; Monnier, J. D.; Soulez, F.; Thiébaud, E.; *SPARCO : a Semi-Parametric Approach for image Reconstruction of Chromatic Objects*, 2014 A&A, 564A, 80, [URL](#).
- [4] Defrère, D.; Lebreton, J.; Le Bouquin, J.-B.; Lagrange, A.-M.; Absil, O.; Augereau, J.-C.; Berger, J.-P.; di Folco, E.; Ertel, S.; **Kluska, J.**; Montagnier, G.; Millan-Gabet, R.; Traub, W.; Zins, G.; *Hot circumstellar material resolved around  $\beta$  Pic with VLTi/PIONIER* 2012, A&A, 546L, 9, [URL](#)
- [3] Mella, G.; Lafrasse, S.; Bourgès, L.; Chelli, A.; Duvert, G.; Chesneau, O.; Malbet, F.; Tallon-Bosc, I.; Vannier, M.; Absil, O.; Benisty, M.; Berger, J.-P.; Beust, H.; Bonneau, D.; Cruzalebes, P.; Delfosse, X.; Domiciano de Souza, A.; Kervella, P.; **Kluska, J.**; Le Bouquin, J.-B.; Meimon, S.; Merand, A.; Millour, F.; Monin, J.-L.; Mourard, D.; Mugnier, L.; Nardetto, N.; Perraut, K.; Tallon, M.; *Accompanying optical interferometry worldwide: the JMMC tools and services* 2012, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 8445E, 3F, [URL](#)
- [2] **Kluska, J.**; Malbet, F.; Berger, J.-P.; Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-B.; Benisty, M.; Menard, F.; Pinte, C.; Millan-Gabet, R.; Traub, W; *Intricate visibility effects from resolved emission of young stellar objects: the case of MWC158 observed with the VLTI* 2012, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 8445E, 0O, [URL](#)
- [1] Le Bouquin, J.-B.; Berger, J.-P.; Lazareff, B.; Zins, G.; Haguenaer, P.; Jocou, L.; Kern, P.; Millan-Gabet, R.; Traub, W.; Absil, O.; Augereau, J.-C.; Benisty, M.; Blind, N.; Bonfils, X.; Bourget, P.; Delboulbe, A.; Feautrier, P.; Germain, M.; Gitton, P.; Gillier, D.; Kiekebusch, M.; **Kluska, J.**; Knudstrup, J.; Labeye, P.; Lizon, J.-L.; Monin, J.-L.; Magnard, Y.; Malbet, F.; Maurel, D.; Ménard, F.; Micallef, M.; Michaud, L.; Montagnier, G.; Morel, S.; Moulin, T.; Perraut, K.; Popovic, D.; Rabou, P.; Rochat, S.; Rojas, C.; Roussel, F.; Roux, A.; Stadler, E.; Steff, S.; Tatulli, E.; Ventura, N.; *PIONIER: a 4-telescope visitor instrument at VLTI* 2011, A&A, 535A, 67, [URL](#)
-

## Proceedings List

- [7] **Kluska, J.**; Malbet, F.; Berger, J.-P.; Benisty, M.; Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-B.; Baron, F.; Dominik, C.; Isella, A.; Juhasz, A.; Kraus, S.; Lachaume, R.; Ménard, F.; Millan-Gabet, R.; Monnier, J.; Pinte, C.; Soulez, F.; Tallon, M.; Thi, W.-F.; Thièbaut, E.; Zins, G.; *Imaging of Young Stellar Objects with VLTI/PIONIER.*, International colloquium : Improving the performances of current optical interferometers & future designs, Observatoire de Haute Provence, France, 23-27 september 2013, [URL](#)
- [6] Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-L.; Berger, J.-P.; Zins, G.; Haguenaer, P.; Gitton, P.; Delboulbe, A.; Feautrier, P.; Jocou, L.; Kern, P.; Magnard, Y.; Moulin, Y.; Rochat, S.; Stadler, E.; Labeye, P.; Benisty, M.; **Kluska, J.**; Perraut, K.; Knudstrup, J.; Lizon, J.-L.; Millan-Gabet, R.; Traub, W.; Absil, O.; *PIONIER : A Four Telescope VLTI Instrument.*, International colloquium : Improving the performances of current optical interferometers & future designs, Observatoire de Haute Provence, France, 23-27 september 2013, [URL](#)
- [5] Lykou, F.; Klotz, D.; Hron, J.; Paladini, C.; Jorissen, A.; Chesneau, O.; Lagadec, E.; Zijlstra, A.; Tuthill, P.; Norris, B.; Monnier, J.; **Kluska, J.**; Ramstedt, S.; Wittkowski, M.; Maercker, M.; *Asymmetries start in the AGB phase*, Asymmetrical Planetary Nebulae VI conference, Proceedings of the conference held 4-8 November, 2013. Edited by C. Morisset, G. Delgado-Inglada and S. Torres-Peimbert. [URL](#)
- [4] **Kluska, J.**; Malbet, F.; Berger, J.-P.; Benisty, M.; Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-B.; Baron, F.; Dominik, C.; Isella, A.; Juhasz, A.; Kraus, S.; Lachaume, R.; Ménard, F.; Millan-Gabet, R.; Monnier, J.; Pinte, C.; Thi, W.-F.; Thièbaut, E.; Zins, G.; *Images from the PIONIER/VLTI optical interferometry imaging survey of Herbig Ae/Be stars* 2013, Protostars and Planets VI, Heidelberg, July 15-20, 2013. Poster #2B016, Proceeding in press, [URL](#)
- [3] **Kluska, J.**; Malbet, F.; Berger, J.-P.; Benisty, M.; Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-B.; Baron, F.; Dominik, C.; Isella, A.; Juhasz, A.; Kraus, S.; Lachaume, R.; Ménard, F.; Millan-Gabet, R.; Monnier, J.; Pinte, C.; Thi, W.-F.; Thièbaut, E.; Zins, G.; *Images from the PIONIER/VLTI optical interferometry imaging survey of Herbig Ae/Be stars* 2013, IAU Symposium 299 : Exploring The Formation And Evolution Of Planetary Systems, Victoria, British Columbia, Canada, June 2-7, 2013, Poster #2.14, [URL](#)
- [2] **Kluska, J.**; Malbet, F.; Berger, J.-P.; Benisty, M.; Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-B.; Pinte, C.; *High Angular Resolution and Young Stellar Objects: Imaging the Surroundings of MWC 158 by Optical Interferometry* 2013, EAS Publications Series, 59, 141, [URL](#)
- [1] **Kluska, J.**; Malbet, F.; Berger, J.-P.; Benisty, M.; Lazareff, B.; Le Bouquin, J.-B.; Pinte, C.; *High angular resolution and young stellar objects: Imaging the surroundings of MWC 158 by optical interferometry*, 2012, SF2A-2012: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, 539 [URL](#)
-



## Conference & Workshop Participations

- 06/2014 **Talk** “A semiparametric approach for image reconstruction of chromatic objects (SPARCO): application to the young stellar objects as seen by PIONIER and AMBER at the VLTI", SPIE, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), Montréal, Canada.
  - 04/2014 **Talk** “Imaging the dust sublimation region of Herbig Ae/Be stars with VLTI/PIONIER", Herbig Ae/Be stars: The missing link in star formation, Santiago, Chile, [Presentation](#).
  - 01/2014 **Talk** “Imaging the Young Stellar Objects", The PIONIER science meeting and VLTI Community days, Grenoble, France, [Presentation](#).
  - 10/2013 **Talk** “Imaging the Young Stellar Objects with VLTI/PIONIER", International colloquium : Improving the performances of current optical interferometers & future designs, Observatoire de Haute Provence, France, [Presentation](#), [Video](#).
  - 10/2013 **Talk** The VLTI School - High angular resolution for stellar astrophysics : Stellar activity, surface dynamics, fundamental parameters, exoplanetary systems, pulsations, Barcelonnette, France.
  - 07/2013 **Poster** “First images from the PIONIER/VLTI optical interferometry imaging survey of Herbig Ae/Be stars", Protostars and Planets VI, Heidelberg Germany, *Cited as one of the eight best posters from 600*, [Poster](#)
  - 06/2013 **Poster** “First images from the PIONIER/VLTI optical interferometry imaging survey of Herbig Ae/Be stars" (Poster+Proc.), IAU299: Exploring the formation and evolution of planetary systems, Victoria, British Columbia, Canada, [Poster](#)
  - 08/2012 **Talk** “Chromatic images of young stars : the case of MWC158", Workshop : Practical Imaging with Optical Interferometers, Ann Arbor, Michigan, USA.
  - 08/2012 **Talk** “Preparing a reconstruction: getting priors from model-fitting tools (ASPRO, LitPro)", Workshop : Practical Imaging with Optical Interferometers, Ann Arbor, Michigan, USA.
  - 07/2012 **Talk** “Intricate visibility effects from resolved emission of young stellar objects: the case of MWC158 observed with the VLTI", SPIE Conference, Amsterdam, The Netherlands
  - 06/2012 **Poster** “High angular resolutions and young stellar objects : Imaging the surroundings of MWC158 by optical interferometry", Summer School: Image reconstructions: application to astrophysics, Fréjus, France
  - 06/2012 **Poster** “High angular resolution and young stellar objects: Imaging the surroundings of MWC 158 by optical interferometry", French Society of Astronomy and Astrophysics (SF2A) yearly meeting, Nice, France
  - 10/2011 **Talk** Conference: Ten years of VLTI: from first fringes to core science, ESO, Garching, Germany.
-



**Résumé :** Une manière efficace de contraindre la formation des planètes est l'étude des disques protoplanétaires. Les premières images de ces disques ont été obtenues dans les années 80 en infrarouge et en millimétrique. Ces images dévoilaient pour la première fois la morphologie de l'excès infrarouge vu dans les distributions spectrales d'énergies des étoiles jeunes. Depuis, de nets progrès ont été faits et, outre la détection directe de planètes, nous sommes capables de distinguer les perturbations que celles-ci pourraient engendrer dans ces disques. La région interne de ces disques, où la majorité des planètes sont détectées, est complexe car étant le théâtre de nombreux phénomènes encore mal contraints (sublimation de la poussière, vents, accrétion). Pour les étoiles jeunes les plus proches, observer ces régions revient à atteindre une résolution angulaire de l'ordre de la milliseconde d'arc, inatteignable avec un télescope monolithique. L'interférométrie optique permet de satisfaire cette contrainte. Cette technique consiste à combiner la lumière de deux télescopes ou plus afin de la faire interférer. Ces interférences permettent de contraindre la morphologie de l'objet observé à l'aide de modèles. Mais afin de comprendre les phénomènes en jeu il est nécessaire d'avoir une image indépendante de ces modèles. La reconstruction d'images est possible avec l'avènement récent d'interféromètres à 4 télescopes ou plus. Les premières images ont ainsi pu être reconstruites. Cependant, l'étoile centrale ne permet pas d'accéder facilement à l'image de l'environnement. Ma thèse a donc consisté à outrepasser cette difficulté en développant une méthode de reconstruction d'image adaptée à l'environnement protoplanétaire des étoiles jeunes. Elle consiste à séparer l'étoile centrale de l'image afin de reconstruire son environnement tout en prenant en compte la différence de température entre ces deux éléments. Grâce à cette méthode et aux instruments interférométriques du VLTI, j'ai pu reconstruire les images des premières unités astronomiques d'une douzaine d'étoiles de Herbig et de révéler leurs morphologies. J'ai ainsi pu appliquer une analyse géométrique originale afin de les caractériser. Enfin, j'ai analysé plus en détail un étoile particulière, MWC158, dont j'ai imagé la variabilité qui pourrait être interprétée comme une éjection de matière. Ma thèse démontre l'importance de la prise en compte des aspects chromatiques dans la reconstruction d'image ainsi que de l'adaptation de cette méthode à la spécificité des étoiles jeunes.

**Mots-clés :** Interférométrie, Etoiles jeunes, Disques protoplanétaires, Imagerie, Exoplanètes, Haute Résolution Angulaire

**Abstract :** An effective way to understand the formation of planets is the study of protoplanetary disks. The first images of these disks were obtained in the infrared and the millimeter in the 80s. These images unveiled for the first time the morphology of the infrared excess seen in the spectral energy distributions of young stellar objects. Since then, significant progress has been made and, in addition to the direct detection of planets, we are able to distinguish the disruption they could cause in these disks. The inner region of these disks, where the majority of planets are found, is complex as being the scene of many phenomena still poorly constrained (dust sublimation, winds, accretion). For the closest young stars, observing these regions amounts to achieve an angular resolution of the order of a milliarcsecond, unattainable with monolithic telescopes. The optical interferometry can reach such a small angle. This technique consists in combining the light of two or more telescopes to make it interfere. These interferences can be used to constrain the morphology of the observed object by using models. But to understand the phenomena involved in the inner parts of young stellar objects, it is necessary to have an independent image. Image reconstruction is possible with the recent advent of interferometers with 4 or more telescopes. The first images were able to be rebuilt. However, the central star does not allow easy access to the environment morphology. The goal of my thesis was to bypass this difficulty by developing a method of image reconstruction which is adapted to the protoplanetary environment of young stars. It consists in separating the central star of the image to reconstruct its environment while taking into account the temperature difference between the two. With this method and the VLTI interferometric instruments, I reconstructed the images of the first astronomical unit of a dozen of Herbig stars and revealed their morphologies. I was able to apply a novel geometric analysis to characterize them. Finally, I have analyzed in more detail a particular star, MWC158, which I imaged the variability that could be interpreted as a matter ejection. My thesis demonstrates the importance of the inclusion of chromatic aspects in image reconstruction and adaptation of this method to the specific characteristics of young stars.

**Keywords :** Interferometry, Young stellar objects, Protoplanetary disks, Imaging, Exoplanets, High Angular Resolution