



HAL
open science

Imager les zones de formation des planètes autour des étoiles jeunes dans le cadre de reconstruction d'images pour le VLTI

Stéphanie Renard

► **To cite this version:**

Stéphanie Renard. Imager les zones de formation des planètes autour des étoiles jeunes dans le cadre de reconstruction d'images pour le VLTI. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. Français. NNT: . tel-00560170

HAL Id: tel-00560170

<https://theses.hal.science/tel-00560170v1>

Submitted on 27 Jan 2011

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 ET MILIEUX DILUÉS**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée et soutenue publiquement le 10 novembre 2010 par

Stéphanie RENARD

Imager les zones de formation des planètes autour des étoiles jeunes dans le cadre de reconstruction d'images pour le VLT

Thèse dirigée par Fabien MALBET et codirigée par Éric THIÉBAUT

JURY

M. Stéphane GUILLOTEAU	Directeur de Recherche, L3AB	Président
M. Rafael MILLAN-GABET	Research Scientist, Caltech	Rapporteur
M. Laurent MUGNIER	Maître de Recherche, ONERA	Rapporteur
M. Jean-Philippe BERGER	ESO scientist, ESO Chile	Examineur
M. Olivier CHESNEAU	Astronome adjoint, Lab. Fizeau	Examineur
M. Fabien MALBET	Chargé de Recherche, LAOG	Examineur
M. Christian PERRIER	Astronome, LAOG	Examineur
M. Éric THIÉBAUT	Astronome adjoint, CRAL	Examineur

Thèse préparée au sein de l'École Doctorale de Physique et
des Équipes GRIL et FOST du

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble

UMR-5571 (OSUG/UJF/CNRS), BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9

Remerciements

"Last but not least", voilà la meilleure phrase pour résumer ce que je ressens face à cette page encore blanche de remerciements. Ces 3 années de thèse ont été tellement enrichissantes, et ce, grâce à tellement de personnes, que je ne sais comment toutes les remercier. Je vais donc tenter de n'oublier personne ...

Je commence tout d'abord par remercier mes deux directeurs de thèse, Fabien Malbet et Eric Thiébaud, pour m'avoir permis de réaliser ce travail, et surtout de le mener à bien. Chacun à votre manière, vous m'avez appris énormément de choses, guidé et encouragé à chaque instant. Malgré vos emplois du temps chargés, je suis très satisfaite de l'équilibre et du trio que nous avons formé durant ces 3 années. Pour tout cela et plus encore, merci.

Je tiens également à remercier vivement Myriam Benisty et Jean-Philippe Berger pour les collaborations, les discussions très enrichissantes et surtout leur soutien tout au long de ma thèse. Ce travail n'aurait pas pu se faire sans leur aide précieuse.

J'ai été ravie de prolonger pendant 3 ans mon expérience de stage au sein de l'équipe IONIC, merci pour votre bonne humeur sans égale. Merci aux membres des équipes GRIL et FOST pour avoir toujours été disponibles pour répondre à mes questions et pour vos conseils, sans oublier l'équipe SHERPAS, mon équipe d'adoption (d'un point de vue tout à fait non scientifique ; les sherpiades vont me manquer !). Merci aussi à l'équipe AIRI du CRAL, je n'ai pas passé beaucoup de temps avec vous mais je garderai un très bon souvenir de nos discussions, toutes d'un niveau plus ou moins correct ! Plus largement, je remercie l'ensemble des membres du LAOG pour m'avoir si bien accueillie ; on ne peut rêver une meilleure intégration dans un laboratoire. Finalement, je ne voudrais pas oublier de remercier le comité de thèse, composé de Guillermo, Pop, Jean-Charles et Alex, pour veiller aussi bien sur nous, pauvres étudiants !

J'en viens maintenant à ceux qui ont eu la lourde tâche de relire ce manuscrit. Je remercie Laurent Mugnier et Rafael Millan-Gabet d'avoir rapporté ma thèse. Toutes vos suggestions et remarques ont pu enrichir ce manuscrit. Merci à Stéphane Guilloteau, Président du jury, et aux examinateurs, Jean-Philippe Berger, Olivier Chesneau et Christian Perrier, d'avoir fait partie du jury.

Je remercie toutes les personnes que j'ai eu l'occasion de rencontrer en France : Claire et Axelle, mes partenaires de pause-café et pause-midi ; tout le monde sait que le travail est plus efficace en faisant de nombreuses pauses, non ? ! Les "postdoc-girls" du LAOG, Olga, Catarina et Anna, pour tous les moments qu'on a partagé, des week-ends de ski/snowboard inoubliables aux sorties à Grenoble ; thanks a lot and don't forget : we are the best !!! Pour terminer, je remercie tous les thésards du LAOG que j'ai rencontré, autant les plus vieux que les plus jeunes pour la bonne ambiance installée au sein du labo ; je remercie tout particulièrement ceux avec qui j'ai partagé les bons (et moins bons) moments durant ces 3 années dans le bureau 13 : Andy, Mickaël, Jérôme et même Benoit, qui n'a pas eu la chance d'être installé dans ce bureau !

J'ai rencontré de nombreuses personnes aux écoles d'été et conférences et je voudrai remercier tous ceux qui ont partagé ces moments mémorables. Un salut tout particulier aux Belges qui sont passés par le LAOG : Olivier & Muriel, Emilie & Vincent, Fred (n'oublie pas de me réclamer ton dîner que tu as dûment mérité !) pour les parties de Whist endiablées. Et puis merci aux amis belges, Sophie, Marie-Laure, KrO, le petit Nico, Philippe le beau gosse, Nathalie

la non-ingé et Marie, pour toujours être présents malgré la distance. Sans oublier ma famille pour leur soutien et leur encouragement jusqu'à la fin, en particulier à mon père pour avoir eu le courage de relire ce manuscrit.

Je garde le meilleur pour la fin : merci à Claudio, pour ton soutien et réconfort en toute circonstance bien sûr mais également pour nos discussions scientifiques et les nombreuses réponses que tu m'as apportées au cours de cette thèse. Tu es de loin la meilleure rencontre que j'ai pu faire à Grenoble.

Table des matières

Table des figures	xi
Liste des tableaux	xiii
Notations et acronymes	xv
Introduction	1
I Le contexte de la thèse :	
L'environnement proche des objets jeunes	3
1 Caractéristiques des objets jeunes	5
1.1 La formation stellaire et planétaire	6
1.1.1 Scénario de la formation stellaire	6
1.1.2 Classement des objets jeunes	6
1.1.3 Les différents types d'objets jeunes de classe II	10
1.1.3.1 Les étoiles T Tauri (TTs)	10
1.1.3.2 Les étoiles FU Orionis (FUors)	10
1.1.3.3 Les étoiles de Herbig Ae/Be (HAeBe)	10
1.2 Les disques circumstellaires	10
1.2.1 Terminologie	11
1.2.2 Propriétés principales des disques	11
1.2.2.1 Masse	11
1.2.2.2 Taille et température	12
1.2.2.3 Taux d'accrétion	12
1.2.2.4 Durée de vie	12
1.2.3 Structure des disques	12

2	La très haute résolution angulaire : le principe de l'interférométrie	17
2.1	Pourquoi l'interférométrie ?	18
2.2	Le principe de l'interférométrie	18
2.2.1	Petit historique	18
2.2.2	Principe	19
2.2.3	Cohérence	19
2.2.3.1	La cohérence temporelle	21
2.2.3.2	La cohérence spatiale	21
2.2.4	Théorème de van Cittert-Zernike	21
2.2.5	Différences entre interférométrie radio et infrarouge	22
2.2.6	Les observables interférométriques dans le domaine infrarouge	24
2.2.6.1	Le spectre de puissance ou visibilité carrée	24
2.2.6.2	La phase de clôture	24
2.2.7	Les types de recombinaison	27
2.3	Les interféromètres dans le monde	27
3	Les objets stellaires jeunes vus par l'interférométrie infrarouge	31
3.1	En infrarouge proche : le disque interne (0.1–1 UA)	32
3.1.1	Les objets de Herbig	32
3.1.2	Les objets T Tauri	35
3.1.3	Les objets FUors	36
3.2	En infrarouge moyen : le disque externe (1–10 UA)	37
3.3	Autres phénomènes sondés par l'interférométrie infrarouge	38
3.3.1	Jets et vents	38
3.3.2	Binaires et systèmes multiples	38
3.4	Interférométrie à d'autres longueurs d'onde	38
3.5	Nécessité d'aller vers des images de l'environnement proche des étoiles jeunes ?	39
II	La reconstruction d'images en interférométrie infrarouge	41
4	Principe de la reconstruction d'images en interférométrie	43
4.1	Introduction : comment analyser des données interférométriques ?	44
4.2	Modèle de l'image et des données	45
4.3	Approche inverse	49

4.3.1	Le terme de vraisemblance f_{data}	50
4.3.1.1	Visibilités complexes	50
4.3.1.2	Visibilités carrées et phases de clôture	51
4.3.2	Le terme de régularisation f_{prior}	52
4.3.2.1	Positivité et normalisation de la solution	52
4.3.2.2	Lissage	53
4.3.2.3	Compacité	53
4.3.2.4	Variation Totale	53
4.3.2.5	Lissage avec conservation de bord franc	55
4.3.2.6	Norme ℓ_p	55
4.3.2.7	Régularisation entropique (MEM)	56
4.4	Algorithmes de reconstruction d'images	56
4.4.1	Interférométrie radio	59
4.4.1.1	CLEAN	59
4.4.1.2	Autres méthodes dans le domaine radio	60
4.4.1.3	Méthode d'auto-étalonnage	60
4.4.2	Interférométrie infrarouge	61
4.4.2.1	BSMEM	61
4.4.2.2	Building Block Method	61
4.4.2.3	MACIM	61
4.4.2.4	MiRA	62
4.4.2.5	WISARD	62
5	Analyse du terme de régularisation	65
5.1	Paramètres des tests systématiques	66
5.1.1	Type de problème à résoudre	66
5.1.1.1	Terme de vraisemblance f_{data}	66
5.1.1.2	Terme de régularisation f_{prior}	66
5.1.2	Paramètres des données simulées	68
5.1.2.1	Objets astrophysiques	68
5.1.2.2	Couvertures du plan (u, v)	69
5.1.2.3	Rapports signal-à-bruit	70
5.1.3	Paramètres de la reconstruction	70
5.1.3.1	Caractéristiques des images	70
5.1.3.2	Stratégie de reconstruction	71
5.2	Critère de qualité	71

5.2.1	Définition du critère	71
5.2.2	Analyse du critère de qualité	72
5.2.2.1	Détermination de l'hyperparamètre optimal	72
5.2.2.2	Dépendance de la EQM	72
5.3	Discussion	75
5.3.1	Limite sur la couverture du plan (u, v) et sur le RSB	77
5.3.2	Analyse du f_{prior} : bonnes et mauvaises régularisations	79
5.3.3	L'hyperparamètre μ	80
5.3.4	Influence de la réalisation du bruit	81
5.3.5	La résolution effective	81
5.3.6	Réglage du niveau de régularisation	84
5.3.6.1	La fonction de pénalisation totale f	84
5.3.6.2	Le terme de vraisemblance f_{data}	84
5.3.6.3	La méthode de la "courbe en L"	87
5.4	Conclusions	87

III Applications à des données astrophysiques réelles 91

6 La matière autour des étoiles jeunes 93

6.1	Méthodologie pour l'analyse des images	94
6.2	Application à MWC 275, une Herbig Ae	94
6.2.1	Données interférométriques en infrarouge proche	96
6.2.2	Résultats de la reconstruction d'images	99
6.2.2.1	Choix des paramètres	99
6.2.2.2	Images reconstruites à partir du modèle	101
6.2.2.3	Images reconstruites à partir des données réelles	103
6.2.3	Conséquences physiques pour le modèle	105
6.2.4	Conséquences pour la méthode	108
6.2.5	Conclusions	109

7 Reconstruction d'images d'autres objets jeunes 121

7.1	GW Ori, une étoile T Tauri	122
7.1.1	Données interférométriques en infrarouge proche	123
7.1.2	Reconstruction d'images de GW Ori	124
7.1.3	Confirmation de l'image reconstruite par ajustement de modèle	125
7.2	HD 45677, une étoile B[e]	128

7.2.1	Données interférométriques en infrarouge proche	129
7.2.2	Reconstruction d'images de HD 45677 à partir des données IOTA seules	132
7.2.2.1	Analyse de l'image par reconstruction de modèles simples	132
7.2.3	Prise en compte des données VLTI/AMBER	134
	Conclusions et perspectives	137
	Bibliographie	141
	Annexes	155
	A Reconstruction d'images d'autres objets astrophysiques	157
	B Validation des compétences des docteurs : « Le Nouveau Chapitre de la Thèse »[®]	163
	C Activités reliées à la thèse	177
	Résumé	179
	Abstract	179

Table des figures

1.1	Étapes de la formation stellaire et planétaire	7
1.2	Classement des objets jeunes	8
1.3	Relation entre la densité d'énergie spectrale et un objet jeune de classe II	9
1.4	Structure et échelles spatiales d'un disque protoplanétaire	14
1.5	Structure de la poussière et du gaz d'un disque protoplanétaire évasé	14
2.1	Principe de l'interféromètre à deux télescopes	20
2.2	Exemple de plan (u, v)	22
2.3	Franges d'interférence et observables interférométriques	24
2.4	Pourcentage d'information retrouvé théoriquement en utilisant la clôture de phase	26
2.5	Recombinaison des signaux à la sortie d'un interféromètre	27
2.6	Le Very Large Telescope Interferometer à Paranal au Chili	29
3.1	Schéma de l'environnement proche des étoiles jeunes	32
3.2	Relation taille-luminosité et schéma des modèles des objets jeunes	34
3.3	Effet de l'inclinaison sur la perception du disque	34
3.4	Région interne des disques	36
3.5	Modèles du disque évasé et du disque auto-ombragé	37
4.1	Dirty image et dirty beam	47
4.2	Ré-échantillonnage et interpolation	48
4.3	Approximation quadratique locale de f_{data}	50
4.4	Illustration des termes de régularisation.	54
4.5	Influence de la régularisation	57
4.6	Variation de l'hyperparamètre μ	58
5.1	Tests systématiques : objets astrophysiques	68
5.2	Tests systématiques : couvertures (u, v)	69
5.3	Graphique de l'erreur moindre-carré en fonction de l'hyperparamètre μ	73
5.4	Dépendance de la EQM et de l'hyperparamètre μ	74
5.5	Distribution de la EQM et des tentatives de normalisation de la EQM	75
5.6	Distribution de la EQM ⁺	76
5.7	Étude de la EQM ⁺	77
5.8	Classement des configurations	78
5.9	Classement des régularisations	79

5.10	Images reconstruites pour des régularisations adaptées et non adaptées	80
5.11	Dépendance de la valeur optimale de μ	82
5.12	Influence de la réalisation du bruit	83
5.13	Illustration de l'influence de la réalisation du bruit	83
5.14	Etude de la résolution effective	85
5.15	Dépendance de la fonction de pénalité	86
5.16	Dépendance du terme de vraisemblance	86
5.17	Exemple de courbes en L	88
6.1	MWC 275 : image coronographique et jet	96
6.2	MWC 275 : couverture du plan (u, v)	98
6.3	MWC 275 : visibilités carrées et phases de clôture	98
6.4	MWC 275 : modèle de l'environnement proche	99
6.5	MWC 275 : influence de la régularisation	102
6.6	MWC 275 : influence de l'hyperparamètre μ	102
6.7	MWC 275 : influence de l'information spectrale	102
6.8	MWC 275 : utilisation de l'information spectrale	103
6.9	MWC 275 : images reconstruites du modèle	104
6.10	MWC 275 : images reconstruites d'un modèle géométrique simple	104
6.11	MWC 275 : images reconstruites à partir des données réelles	105
6.12	MWC 275 : image deux-couleurs	106
6.13	MWC 275 : ajustement des données	107
6.14	MWC 275 : images reconstruite du modèle avec des données de type "Pionier"	109
7.1	GW Ori : résultats de l'ajustement d'un modèle triple	124
7.2	GW Ori : image reconstruite	125
7.3	GW Ori : couverture du plan (u, v)	126
7.4	GW Ori : ajustement des données	126
7.5	GW Ori : représentation graphique du cube de χ^2 entre les données et un modèle binaire	127
7.6	HD 45677 : modèle paramétrique et ajustement des visibilités	130
7.7	HD 45677 : couverture du plan (u, v)	131
7.8	HD 45677 : visibilités carrées et phases de clôture	131
7.9	HD 45677 : images reconstruites	133
7.10	HD 45677 : images reconstruites du modèle	133
7.11	HD 45677 : reconstruction d'images de modèles simples	134
7.12	HD 45677 : ajustement des données	136
13	Reconstructions d'images pour des données de type VSI	140

Liste des tableaux

2.1	Les interféromètres optiques dans le monde	28
5.1	Valeurs optimales de l'hyperparamètre μ	81
6.1	MWC 275 : caractéristiques principales	95
6.2	MWC 275 : données interférométriques	97
7.1	GW Ori : caractéristiques principales	123
7.2	GW Ori : données interférométriques	123
7.3	GW Ori : résultats des différentes méthodes utilisées sur les données	125
7.4	HD 45677 : caractéristiques principales	129
7.5	HD 45677 : données interférométriques	130
7.6	HD 45677 : χ^2 normalisés	136

Notations et acronymes

Bandes spectrales

Bande <i>J</i>	de 1.15 à 1.4 μm
Bande <i>H</i>	de 1.5 à 1.8 μm
Bande <i>K</i>	de 2.0 à 2.4 μm
Bande <i>L</i>	de 3.5 à 4.1 μm
Bande <i>M</i>	de 4.5 à 5.1 μm
Bande <i>N</i>	de 8 à 13 μm
Bande <i>Q</i>	de 13.5 à 17 μm

Types spectraux

Classe	Température	Couleur	Raies d'absorption
O	> 25 000 K	bleue	azote, carbone, hélium et oxygène
B	10 000 - 25 000 K	bleue-blanche	hélium, hydrogène
A	7 500 - 10 000 K	blanche	hydrogène
F	6 000 - 7 500 K	jaune-blanche	métaux : fer, titane, calcium, strontium et magnésium
G	5 000 - 6 000 K	jaune (comme le Soleil)	calcium, hélium, hydrogène et métaux
K	3 500 - 5 000 K	jaune-orange	métaux et oxyde de titane
M	< 3 500 K	rouge	métaux et oxyde de titane

Classes de luminosité

Classe	Description
0	Hypergéantes
Ia	Supergéantes très lumineuses
Ib	Supergéantes moins lumineuses
II	Géantes lumineuses
III	Géantes "normales"
IV	Sous-géantes
V	Naines (séquence principale)
VI	Sous-naines (peu utilisé)
VII	Naines blanches

Unités

arcmin (')	minute d'arc (2.90888×10^{-4} radian)
arcsec (")	seconde d'arc (4.848137×10^{-6} radian)
mas	milli-arcsec (10^{-3} arcsec)
pc	parsec (3.085678×10^{16} m)
UA	Unité Astronomique (1.495978×10^{11} m)

Notations

M_{\odot}	Masse du Soleil (1.98892×10^{30} kg)
R_{\odot}	Rayon du Soleil (6.96×10^8 m)
AGN	Noyau actif de galaxie (Active Galaxy Nucleus)
FFT	Transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform)
FWHM	Largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum)
MCMC	Markov Chain Monte-Carlo
MEM	Méthode du Maximum d'Entropie
MIR	Infrarouge moyen (Mid-Infrared)
EQM	Erreur Quadratique Moyenne
MSE	Erreur quadratique moyenne (Mean-Squared Error)
NIR	Infrarouge proche (Near-Infrared)
SED	Densité d'énergie spectrale (Spectral Energy Distribution)
RSB	Rapport Signal-à-Bruit
SNR	Rapport signal-à-bruit (Signal to Noise Ratio)
TF	Transformée de Fourier

Acronymes

ABG	Association Bernard Grégory
AMBER	Astronomical Multiple BEam Recombiner (VLTI)
AT	VLTI Auxiliary Telescope
BSMEM	BiSpectrum Maximum Entropy Method
CHARA	Center for High Angular Resolution Astronomy (Georgia State University)
COAST	Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope
E-ELT	European-Extremely Large Telescope (ESO)
ESO	European Southern Observatory
FINITO	Fringe tracking Instrument of NIce and TORino (VLTI)
GI2T	Grand Interféromètre à 2 Télescopes (France)
HST	Hubble Space Telescope
IOTA	Infrared Optical Telescope Array (USA)
ISI	Infrared Spatial Interferometer (USA)
LAOG	Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble
MACAO	Multi Application Curvature Adaptive Optics (VLTI)
MACIM	MARkov Chain IMager
MIDI	MID-Infrared instrument (VLTI)
MiRA	Multi-aperture image Reconstruction Algorithm
NPOI	Navy Prototype Optical Interferometer (USA)
PIONIER	Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment
PRIMA	Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry (VLTI)
SMA	Submillimeter Array
PdBI	Plateau de Bure Interferometer
PTI	Palomar Testbed Interferometer
STRAP	System for Tip-tilt Removal with Avalanche Photodiodes (VLTI)
SUSI	Sydney University Stellar Interferometer
UT	VLTI Units Telescope
VLTI	Very Large Telescope Interferometer (ESO)
VSI	VLTI Spectro-Imager
WISARD	Weak-phase Interferometric Sample Alternating Reconstruction Device

Introduction

Les gens ont des étoiles qui ne sont pas les mêmes. Pour les uns, qui voyagent, les étoiles sont des guides. Pour d'autres elles ne sont rien que de petites lumières. Pour d'autres qui sont savants elles sont des problèmes.

Antoine de Saint-Exupéry, Le Petit Prince.

Grâce à l'étude des astres, l'Homme essaye de remonter à ses origines. C'est le domaine de l'astronomie, considérée comme une des sciences les plus anciennes. Cependant, ce n'est que depuis peu que de nouveaux résultats permettent d'avoir des informations plus précises sur notre habitat : la découverte de la première planète en orbite autour d'une autre étoile que notre Soleil a propulsé la recherche d'exoplanètes parmi les thèmes phares de l'astrophysique. La plupart des études dans ce domaine essaient donc de caractériser des planètes orbitant dans des systèmes planétaires déjà formés. Mais il est également intéressant de remonter un peu plus loin et de se demander où et quand les planètes se sont créées. En observant des étoiles en train de se former, on constate que leur environnement est très riche et très complexe. En effet, à ce stade de l'évolution stellaire, des indices suggèrent qu'elles sont entourées d'une région aplatie contenant du gaz et des poussières, appelée disque. C'est dans ces régions que les astronomes pensent que les planètes se développent. La compréhension des phénomènes physiques entrant en jeu dans ces disques est donc essentielle à la compréhension de la formation des planètes et donc de l'origine de notre système solaire.

Mais comment peut-on observer de tels objets ? Les distances typiques à atteindre sont entre 0.1 et 10 unités astronomiques et la région de formation stellaire la plus proche de nous se situe à environ 140 pc. Il faut donc pouvoir observer des détails à l'échelle de la milli-arcseconde, ce qui nécessite un télescope d'une centaine de mètres de diamètre en infrarouge. Or, le diamètre des plus grands télescopes actuels ne dépassent pas les dix mètres. Pour atteindre les grandeurs nécessaires, la technique d'interférométrie combine simultanément et de manière cohérente le flux provenant de plusieurs télescopes. Les télescopes du Very Large Telescope Interferometer (VLTI) au Chili, dont les faisceaux sont combinés avec l'instrument AMBER dans l'infrarouge proche, permettent d'observer l'environnement proche des étoiles jeunes les plus proches.

Cependant, l'interférométrie ne permet pas de mesurer une image directe de l'objet mais fournit une image des franges d'interférence issues de la combinaison des faisceaux provenant de plusieurs télescopes. L'analyse des données interférométriques est donc complexe et passe

par l'intermédiaire de modèles choisis a priori. Grâce à l'augmentation du nombre de télescopes recombinaés simultanément (jusqu'à 4 à ce jour) et donc du nombre de données interférométriques récoltées, il devient possible de reconstruire des images. Les projets d'instruments de seconde génération du VLTI ont pour but de fournir à la communauté astronomique européenne des outils qui simplifieront l'acquisition d'images par interférométrie dans l'infrarouge proche, comme ce qui se fait dans le domaine radio.

La première partie de la thèse est consacrée à l'exposition du contexte astrophysique et technique. Dans le chapitre 1, je décris les principales caractéristiques des objets stellaires jeunes ainsi que les différentes méthodes pour les observer. Le chapitre 2 est consacré à l'explication de la technique d'interférométrie et les résultats de l'application de cette technique aux objets jeunes sont décrits au chapitre 3. Je termine cette première partie par un exposé des objectifs de ma thèse. La deuxième partie de la thèse est consacrée à la reconstruction d'images, dont le principe est expliqué au chapitre 4 et dont une analyse systématique est effectuée au chapitre 5. Finalement, la troisième et dernière partie se concentre sur l'application de la reconstruction d'images à des données interférométriques d'objets jeunes : une étude détaillée de l'Herbig Ae MWC 275 est présentée au chapitre 6 et deux autres applications (la T Tauri GW Ori et l'étoile B[e] HD 45677) au chapitre 7. En ce qui concerne les annexes, l'annexe A présente la reconstruction d'images d'un autre objet astrophysique, une étoile Mira. L'annexe B est le document réalisé lors d'une formation visant à valoriser les compétences des docteurs. Pour terminer, une liste des conférences, demandes de temps et écoles d'été effectuées durant la thèse est présentée à l'annexe C.

Première partie

Le contexte de la thèse : L'environnement proche des objets jeunes

Chapitre 1

Caractéristiques des objets jeunes

Sommaire

1.1 La formation stellaire et planétaire	6
1.1.1 Scénario de la formation stellaire	6
1.1.2 Classement des objets jeunes	6
1.1.3 Les différents types d'objets jeunes de classe II	10
1.2 Les disques circumstellaires	10
1.2.1 Terminologie	11
1.2.2 Propriétés principales des disques	11
1.2.3 Structure des disques	12

Les objets jeunes sont une étape importante dans le processus de la formation stellaire et planétaire. Ils sont entourés d'un disque, lieu de naissance des planètes, et sont soumis à de nombreux phénomènes physiques. Le but de ce chapitre est de décrire dans les grandes lignes les principales caractéristiques des disques autour des objets jeunes ainsi que les différentes observations possibles pour les étudier.

1.1 La formation stellaire et planétaire

1.1.1 Scénario de la formation stellaire

La vision de la formation stellaire adoptée aujourd'hui est plutôt récente et date du milieu du XX^{ème} siècle.

La formation des étoiles de faible masse ou de masse intermédiaire ($< 8 M_{\odot}$), illustrée à la figure 1.1, commence par l'effondrement d'une nébuleuse, un nuage de gaz et de poussière, sous l'effet de sa propre gravité. Elle se fragmente et donne naissance à des coeurs protostellaires. Dans chaque coeur, on y trouve une étoile centrale, entourée du nuage qui lui a donné naissance, et qui grossit par accrétion de la matière environnante. Par conservation du moment angulaire, l'effondrement de ce nuage gazeux en rotation provoque également la formation d'une structure plate, appelée disque. Après un million d'années environ (pour une étoile de $1 M_{\odot}$, l'évolution étant plus rapide pour des masses plus importantes), l'étape appelée "objets jeunes" est atteinte : au cours du temps, la combinaison d'accrétion et d'éjection sous forme de jet disperse totalement le nuage et l'étoile devient optiquement visible. Le disque circumstellaire est toujours présent et on assiste à la formation de corps par coalescence ou effondrement de la matière, appelés planétésimaux. Il faut attendre encore plusieurs millions d'années pour que le disque disparaisse complètement sous les effets d'accrétion et d'éjection et que le système apparaisse sous la forme d'une étoile "nue" entourée de planètes (voir [Shu et al. 1987](#); [McKee & Ostriker 2007](#)).

C'est [Joy \(1945\)](#) qui découvre les premières étoiles en formation, appelées "étoiles jeunes", et [Mendoza \(1966\)](#) qui leur associe un excès infrarouge, interprété comme la présence d'un disque protoplanétaire. Il faut attendre les années 90 pour que cette hypothèse soit confirmée par des images de disques observés par l'Hubble Space Telescope (HST), au Very Large Telescope (VLT) avec la technique d'optique adaptative ou encore en interférométrie millimétrique.

1.1.2 Classement des objets jeunes

Le scénario standard de la formation stellaire, présenté précédemment, a été décomposé en différentes phases par [Lada \(1987\)](#) et mis à jour par [André \(1994\)](#). Ce classement composé de 4 phases se base sur la forme de la distribution d'énergie spectrale (appelée SED pour Spectral Energy Distribution) et a été associée à une séquence évolutive ([Adams et al. 1988](#)).

Les différentes phases sont illustrées figure 1.2 et sont décrites ci-après :

- **Classe 0** : La SED des objets de classe 0 ont leur pic dans le sub-millimétrique et ils sont invisibles dans le domaine optique. Leur extinction provient de la présence d'une grande quantité de matière froide autour de l'étoile, formant une enveloppe optiquement épaisse qui est la seule à être visible par son rayonnement thermique. L'enveloppe est plus grosse que la source centrale qui accrete de la matière de l'enveloppe. Ces objets possèdent également des flots moléculaires, observés à grande échelle.
- **Classe I** : Les objets de classe I sont toujours entourés d'une enveloppe de poussière. Bien que l'enveloppe ne contient plus que quelques dixièmes de masse solaire, l'étoile reste plutôt enfouie. On constate également l'apparition du disque accrétant de la matière

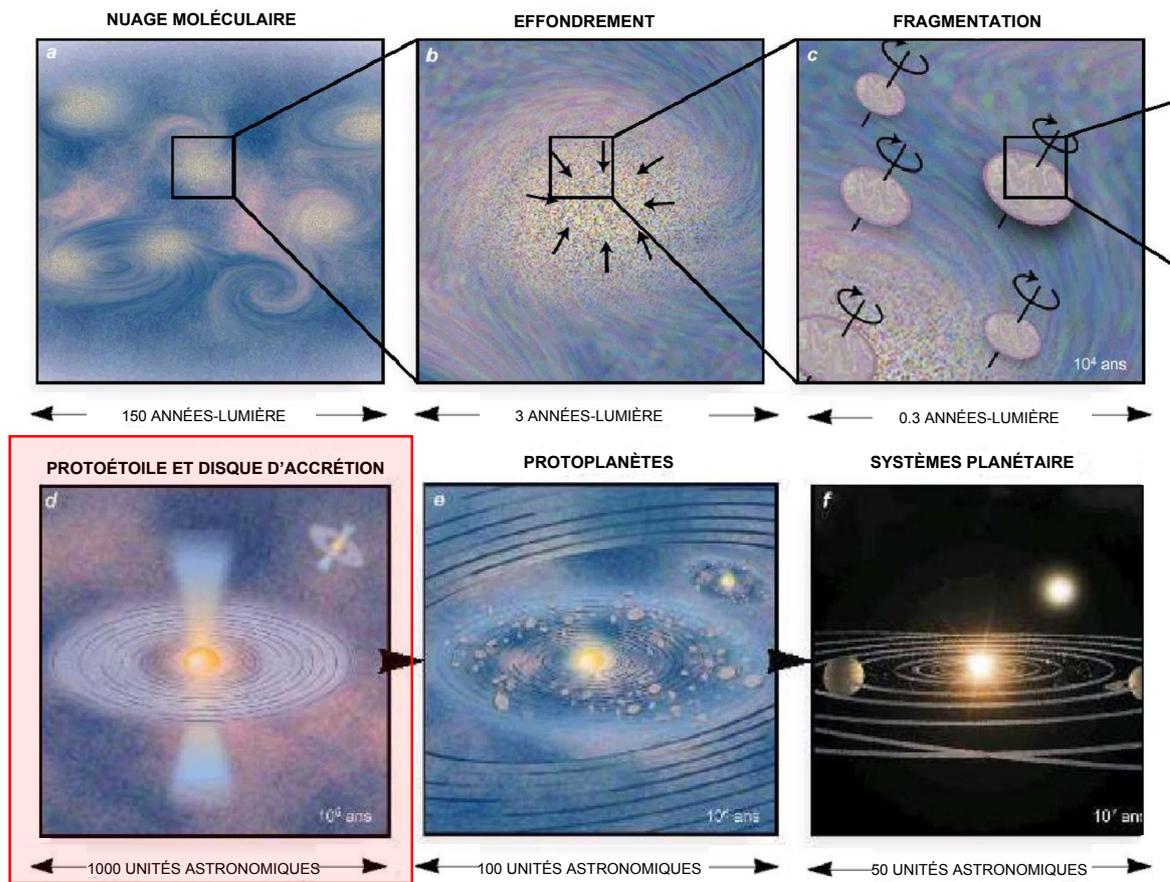


FIGURE 1.1: Les étapes de la formation stellaire et planétaire (Bouvier & Malbet 2001).

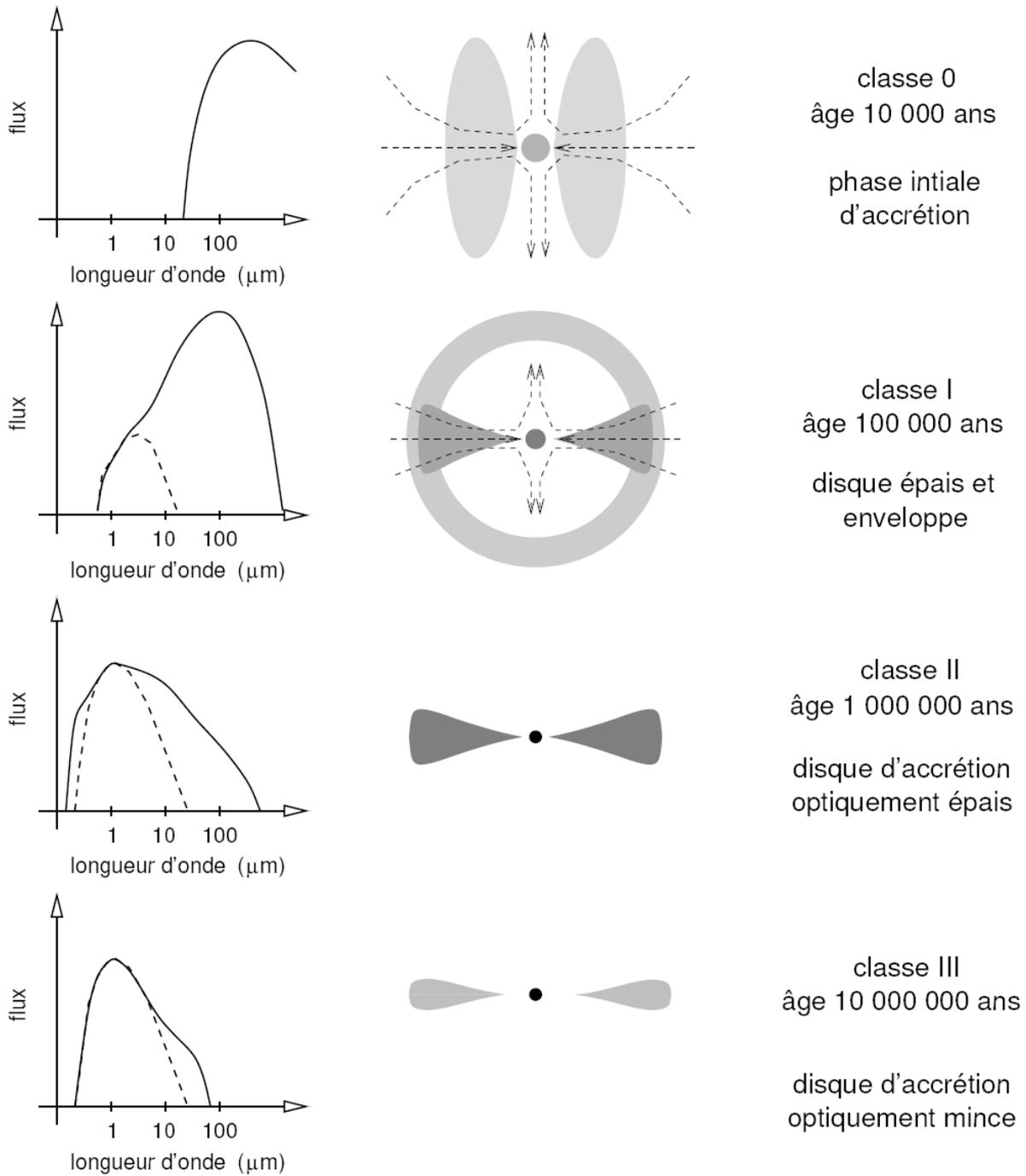


FIGURE 1.2: Le classement des objets jeunes (André 1994, revu par Lachaume (2003)). A gauche : la SED (en *pointillé* : la contribution de l'étoile, en *trait plein* : la SED de l'objet) ; au milieu : vue de l'objet par la tranche ; à droite : description basique de l'objet.

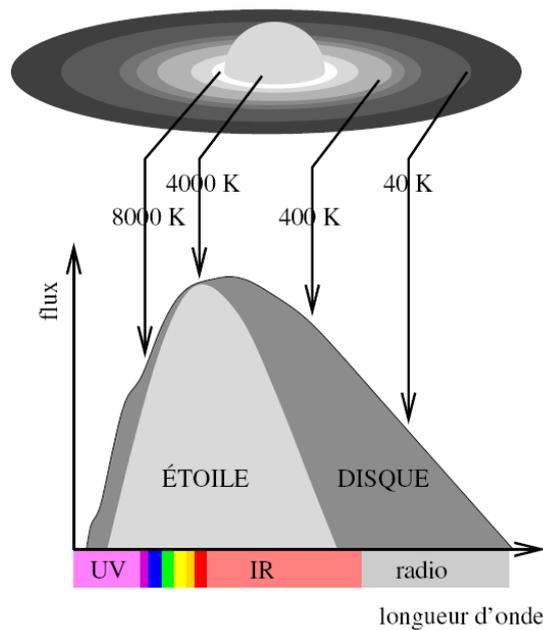


FIGURE 1.3: La relation entre la densité d'énergie spectrale et un objet jeune de classe II (Lachaume 2003).

sur l'étoile ainsi que des jets de matière bipolaires. Ces sources sont détectables dans l'infrarouge moyen et lointain.

- **Classe II** : L'enveloppe des objets de classe II a presque disparu, laissant apparaître l'étoile centrale ainsi que les parties internes du disque. La SED se décompose en deux parties : un corps noir avec un pic d'émissivité dans le visible, représentant l'étoile, et un excès infrarouge créé par le disque (voir figure 1.3). La chute de la matière sur l'étoile provoque des points chauds (chocs) à la surface de l'étoile, observés sous forme d'un excès ultraviolet. Des flots polaires d'éjection sont toujours associés au système. Ce sont ces objets qui sont au centre de cette thèse.
- **Classe III** : Les objets de la classe III ne présentent plus de signe d'accrétion ou d'éjection et l'excès infrarouge a presque entièrement disparu. On serait en présence d'un disque résiduel mince, appelé "disque de débris", la poussière provenant de la collision entre les planétésimaux déjà formés.

Cependant, il n'est pas évident de placer tous les objets dans une des classes décrites ci-dessus. Par exemple, suite aux observations du télescope spatial Spitzer observant dans l'infrarouge, un nouveau type d'objet est apparu : un disque dont la SED en proche infrarouge est inférieure à celle des objets de classe II mais comparable ou supérieure en infrarouge lointain. Ces objets sont appelés des disques de transition et sont interprétés comme un disque possédant un large sillon, créé par la présence d'une future planète. Ils représenteraient une étape entre la classe II et III.

1.1.3 Les différents types d'objets jeunes de classe II

Les objets de classe II sont séparés en différents groupes selon leur masse et leurs caractéristiques particulières.

1.1.3.1 Les étoiles T Tauri (TTs)

Les étoiles T Tauri, définies pour la première fois par Joy (1945), sont des étoiles de type solaire, c.-à-d. dont la masse est comparable à celle du Soleil. Ce sont des étoiles de faible luminosité, variables, avec un type spectral allant de F à M¹ et possédant un spectre avec de fortes raies d'émission. Leur flux visible est dominé par l'étoile tandis que le flux en infrarouge est dominé par le disque (Bertout et al. 1988).

1.1.3.2 Les étoiles FU Orionis (FUors)

Les étoiles FUors sont des étoiles de faible masse, comme les T Tauri, subissant une augmentation de leur luminosité sur des échelles de quelques centaines d'années. Elles ont deux particularités observationnelles : un très grand excès infrarouge, supérieur à ceux détectés pour les T Tauri, et des raies d'absorption très larges, dédoublées. Leurs différents aspects sont détaillés par Hartmann & Kenyon (1996) : durant les sursauts de luminosité, le taux d'accrétion du disque sur l'étoile augmente de plusieurs ordres de grandeur et un vent à très haute vitesse est généré par le disque. D'autres arguments indiquent également la présence d'une enveloppe protostellaire qui continuerait à remplir le disque de matériel. Plusieurs scénarios sont invoqués pour expliquer cette accrétion non stationnaire tels que des instabilités thermiques (Bell & Lin 1994) ou gravitationnelles (Vorobyov & Basu 2005), la présence d'un compagnon binaire (Bonnell & Bastien 1992) ou encore de planètes (Lodato & Clarke 2004).

1.1.3.3 Les étoiles de Herbig Ae/Be (HAeBe)

Les étoiles de Herbig ont été découvertes par Herbig (1960) et sont le pendant des étoiles T Tauri pour des masses intermédiaires allant de 2 à 8 M_☉. Elles sont moins nombreuses que les T Tauri car évoluant plus vite mais plus faciles à observer car plus lumineuses. Leur type spectral est plus chaud que celui des T Tauri et est compris entre B et F0².

1.2 Les disques circumstellaires

Le disque joue un rôle essentiel dans le contexte de la formation stellaire. Premièrement, il permet à l'étoile d'acquérir la plupart de sa masse. Les nuages moléculaires où naissent les étoiles possédant un moment angulaire nettement supérieur à celui de l'étoile, il faut trouver un

1. Le classement de Harvard attribue un type spectral à une étoile et correspond globalement à une échelle de température (cf. section "Notations et acronymes").

2. Les classes spectrales sont subdivisées à l'aide de chiffres (0–9) : 0 pour les étoiles les plus chaudes de la classe et 9 pour les moins chaudes. Par exemple, le soleil est une étoile de type G2.

moyen de perdre cet excès. Grâce aux effets dissipatifs dû à la turbulence et/ou à la présence de jets, les éléments fluides du disque perdent de l'énergie, c.-à-d. du moment angulaire, et s'effondrent vers le bas du puits potentiel, c.-à-d. sont accrétés sur un corps gravitationnel central, une étoile.

Deuxièmement, les disques seraient le site de naissance des planètes. Cette idée est basée sur le fait que les orbites des planètes de notre système solaire sont quasi coplanaires et orbitent dans la même direction, ce qui suggère une origine commune à l'intérieur d'un disque en rotation. Comprendre les conditions physiques dans ces disques circumstellaires est essentiel afin de comprendre la formation planétaire.

1.2.1 Terminologie

Les disques circumstellaires, c.-à-d. autour d'une étoile, sont appelés différemment suivant leur rôle :

- un **disque protoplanétaire** est un disque qui a la possibilité de créer des planètes ;
- un **disque d'accrétion** est un disque dont la matière est accrétée sur l'étoile centrale ;
- un **disque de débris** est un disque sans gaz, composé de roche, de poussière de seconde génération, c.-à-d. créée par la collision entre les roches, et de glace.

Par ailleurs, les disques sont classés en deux catégories, suivant qu'ils soient chauffés par l'énergie dissipée pendant l'accrétion (**disque actif**) ou par la diffusion du rayonnement stellaire (**disque passif**).

1.2.2 Propriétés principales des disques

Les disques ont été observés directement pour la première fois dans le milieu des années 80, d'abord sous la forme d'un disque de débris (Aumann et al. 1984; Smith & Terrile 1984) et ensuite sous la forme d'un disque riche en gaz, appelé "protoplanétaire" (Sargent & Beckwith 1987). Les avancées spectaculaires dans les techniques de détection permettent maintenant d'affirmer que la présence d'un disque autour des étoiles jeunes est un phénomène commun³ (Watson et al. 2007). Ces disques présentent une large gamme de taille, de masse, de température et de temps de vie, chacune de ces propriétés variant également avec la masse de l'étoile hôte et l'étape d'évolution dans laquelle elle se trouve.

1.2.2.1 Masse

Les disques circumstellaires sont composés de gaz et de poussière. La poussière ne contribue qu'à 1 ou 2 % de la masse totale. La dynamique du disque est donc complètement dominée par le gaz. Néanmoins, la poussière est très importante car elle domine l'opacité du disque et ses propriétés d'émission.

3. du moins pour les étoiles jeunes de faibles masses (TTs) et de masses intermédiaires (HAeBe), l'existence de disque autour des étoiles de fortes masses est encore très débattu (Cesaroni et al. 2007).

La masse du disque est déterminée par des mesures de l'émission sub-millimétrique car la poussière à ces longueurs d'onde est optiquement mince. On peut donc convertir le flux sub-millimétrique observé en masse si l'opacité de la poussière est connue (Andrews & Williams 2005). La masse du disque varie de $10^{-4} M_{\odot}$ à $10^{-1} M_{\odot}$ avec une valeur médiane à $5 \times 10^{-3} M_{\odot}$ (Andrews & Williams 2005). Le rapport de masse entre le disque et l'étoile varie entre 10^{-3} et quelques 10^{-1} . A noter que ces mesures ont de grandes erreurs systématiques essentiellement dues aux incertitudes sur l'opacité de la poussière.

1.2.2.2 Taille et température

La taille des disques est obtenue par des mesures en interférométrie sub-millimétrique. Elle est typiquement de quelques centaines à un millier d'unités astronomiques (UA) (Andrews & Williams 2007).

La température varie beaucoup selon les régions du disque. Dans les régions internes, elle prend une valeur de quelques milliers de K tandis que dans les régions externes, elle vaut typiquement quelques dizaines de K. Par équilibre hydrostatique, la température contraint l'échelle de hauteur du disque : le rapport entre sa hauteur et son rayon cylindrique est en moyenne de 0.1 (D'Alessio et al. 1998).

1.2.2.3 Taux d'accrétion

La mesure de l'excès UV présent dans la SED, dû à l'accrétion de la matière sur l'étoile, permet de remonter à la luminosité d'accrétion. Si les paramètres (masse, rayon et température) de l'étoile sont connus, on peut mesurer le taux d'accrétion sur l'étoile. Il vaut typiquement 10^{-9} à $10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$ pour les objets jeunes et est proportionnel au carré de la masse stellaire. Les FUors subissent une augmentation soudaine de leur taux d'accrétion (*cf.* section 1.1.3.2) qui peut atteindre jusqu'à quelques $10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$. La mesure du taux d'accrétion est le moyen le plus simple pour prouver la présence de gaz mais elle concerne uniquement les régions les plus internes du disque (< 0.1 UA).

1.2.2.4 Durée de vie

La durée de vie des disques est obtenue par comparaison de la fraction d'étoiles avec excès infrarouge dans des amas d'étoiles jeunes d'âges différents. Elle est typiquement de quelques millions d'années et peut aller jusqu'à dix millions d'années maximum. Très peu d'objets de transition entre la classe II et la classe III sont observés ce qui laisserait supposer que le disque entier de 0.1 à 100 UA est dispersé très rapidement (en $10^4 - 10^5$ années).

1.2.3 Structure des disques

Des contraintes basiques sur les disques peuvent être déterminées en modélisant leur SED. Les premiers modèles de spectres des disques d'accrétion, présentés par Lynden-Bell & Pringle

(1974), représentent un disque géométriquement plat, c.-à-d. infiniment fin. En première approximation, la SED est modélisée par une somme de corps noirs à une température locale $T_d(r)$, où r est la distance à l'étoile centrale. Cette température locale pour chaque rayon est déterminée en égalant le processus de refroidissement, c.-à-d. la radiation émise par le disque, et ceux de chauffage, c.-à-d. la radiation directe de l'étoile et la dissipation visqueuse du disque. La distribution de température prédite, dans le cas géométriquement mince, suit une loi en puissance radiale, $T_d \sim r^{-p}$, où $p = 3/4$. Suite aux premières observations, on a pu constater que le modèle prédisait correctement la SED pour les FUors. Il était également consistant avec la forme globale de la SED des T Tauri et des HAeBe, mais le profil de température diminuait beaucoup plus lentement que prédit par le modèle, avec un exposant $p \sim 0.5$.

Pour tenir compte de ces observations, une nouvelle classe de modèles est apparue représentant un disque évasé (Kenyon & Hartmann 1987). Ce modèle prédit que l'angle d'ouverture du disque augmente vers l'extérieur du disque. Une étude approfondie de la structure en température a montré que les régions externes captent plus de radiations stellaires, augmentant leur température. La partie supérieure du disque est donc plus chaude que sa partie intérieure au même rayon, ce qui produit naturellement un disque à deux températures (Calvet et al. 1992; D'Alessio et al. 1998, 1999, 2001). Ces différents aspects sont rassemblés dans le modèle dit "à deux couches" de Chiang & Goldreich (1997).

Cette classe de modèles essaie d'expliquer de nombreuses propriétés observationnelles du disque, de la forme globale de la SED aux images en lumière diffuse ainsi que les raies spectrales d'émission. Les disques protoplanétaires ont une structure très riche présentant des phénomènes physiques différents suivant les parties du disque. Ils sont donc constitués de plusieurs régions et les longueurs d'onde ainsi que les techniques à employer pour les observer varient selon la température et la taille caractéristique de ces régions (cf. figure 1.4). La structure des disques prédite par les modèles permet de déterminer quelles sont les observations nécessaires pour sonder les différentes régions : le visible et l'ultraviolet ($< 1 \mu\text{m}$) sondent les régions très proches de l'étoile entre ~ 0.01 et 0.1 UA, l'infrarouge proche à moyen (de 1 à $10 \mu\text{m}$) sonde la partie interne du disque jusque 10 UA, l'infrarouge moyen à lointain (20 à $300 \mu\text{m}$) sonde la forme du disque dans les régions intermédiaires de quelques UA, sa structure évasée et le degré de sédimentation de la poussière. En observant de l'infrarouge lointain au millimétrique ($300 \mu\text{m}$ à 3mm), le disque externe est optiquement fin et permet d'étudier la distribution de taille de la poussière.

Les observations précédentes étudient essentiellement la poussière dans les disques. Le gaz, bien que constituant presque l'entièreté de la masse est plus difficile à observer : il apparaît sous forme de raies d'émission, contrairement à la poussière qui émet dans le continuum. De ce fait, son observation nécessite de la résolution spectrale. Il peut être observé à travers les signatures d'accrétion du gaz atomique, spécialement dans la partie interne des disques où la température est trop élevée pour que la poussière n'y survive. La technique employée est la spectroscopie à haute résolution, le plus souvent dans la raie d'émission du CO (Najita et al. 2007). Une tentative de compréhension de la structure globale de la poussière et du gaz dans les disques circumstellaires évasés est illustrée à la figure 1.5.

Par la suite, je me focaliserai sur les environnements proches des étoiles jeunes à des dis-

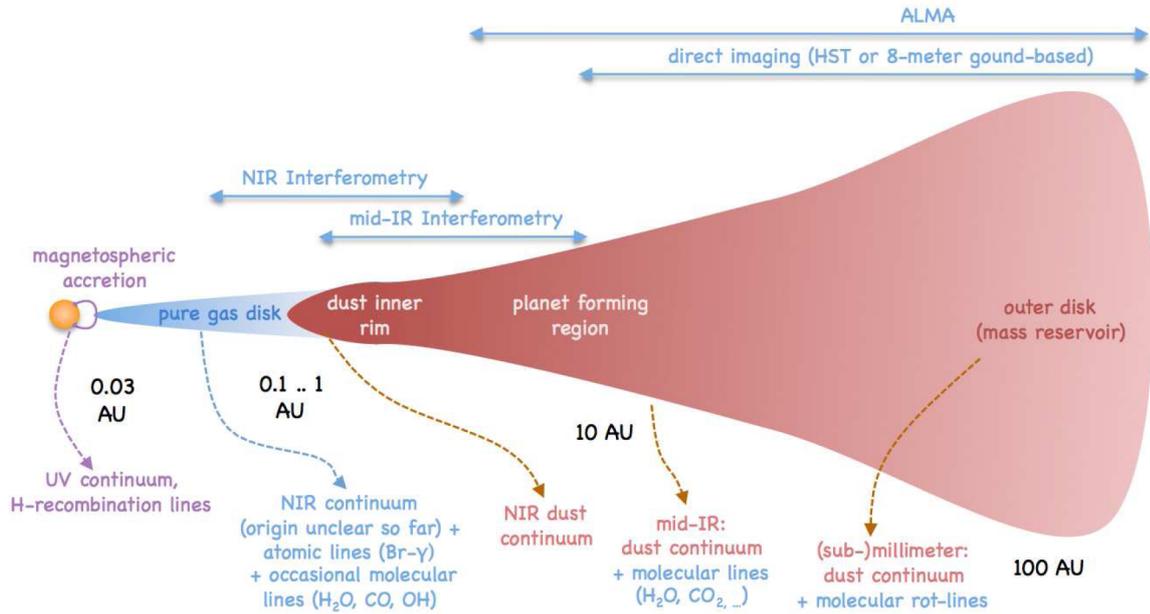


FIGURE 1.4: La structure et les différentes échelles spatiales d'un disque protoplanétaire (Dullemond & Monnier 2010).

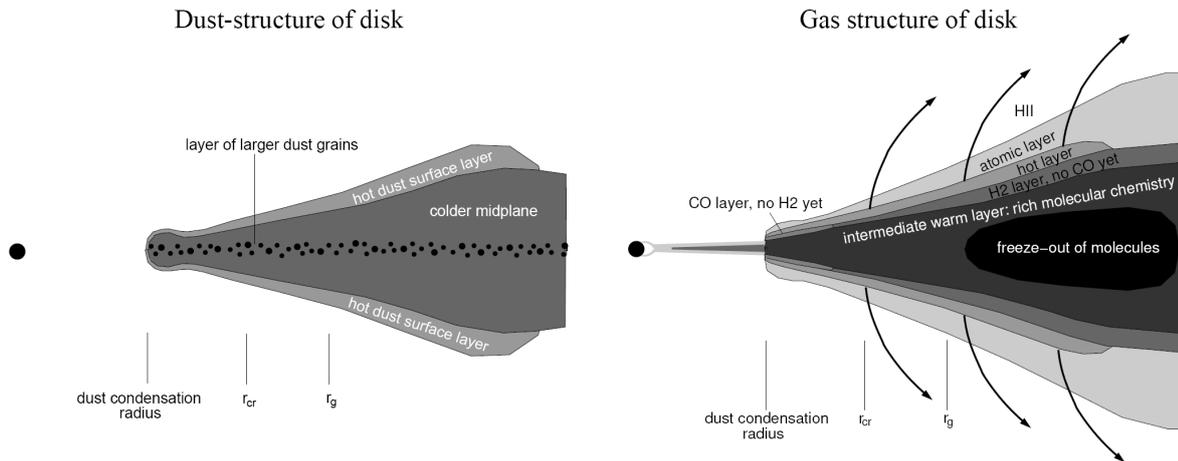


FIGURE 1.5: Structure d'un disque protoplanétaire évasé, pour la poussière (à gauche) et pour le gaz (à droite). r_g est le rayon gravitationnel où la vitesse du son est égale à la vitesse d'échappement du gaz. $r_{cr} \sim 0.15 r_g$ est le rayon critique au-delà duquel la photoévaporation a lieu (Dullemond et al. 2007).

tances de l'ordre de 1 UA de l'étoile. Dans cette région, la température du disque devient suffisamment élevée pour modifier et évaporer la poussière. Une partie importante de l'énergie est libérée sous forme de radiation en infrarouge proche, visible et ultraviolet, qui joue un rôle fondamental dans l'équilibre énergétique total du disque. De plus, ces régions correspondent à la formation des planètes de type terrestre. Une bonne solution technique permettant de sonder directement l'émission de cette région est l'interférométrie infrarouge, présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

La très haute résolution angulaire : le principe de l'interférométrie

Sommaire

2.1	Pourquoi l'interférométrie ?	18
2.2	Le principe de l'interférométrie	18
2.2.1	Petit historique	18
2.2.2	Principe	19
2.2.3	Cohérence	19
2.2.4	Théorème de van Cittert-Zernike	21
2.2.5	Différences entre interférométrie radio et infrarouge	22
2.2.6	Les observables interférométriques dans le domaine infrarouge	24
2.2.7	Les types de recombinaison	27
2.3	Les interféromètres dans le monde	27

Ce chapitre décrit la théorie et les principes de base de l'interférométrie.

2.1 Pourquoi l'interférométrie ?

Pour répondre à cette question, la notion de résolution angulaire a besoin d'être définie. La résolution angulaire d'un télescope détermine sa capacité à distinguer deux points situés à une faible distance angulaire l'un de l'autre. La limite de résolution est définie comme étant la distance minimale entre deux éléments d'un objet qui permet de les distinguer ; dans ce cas, l'objet est dit résolu.

La résolution angulaire d'un télescope est proportionnelle à la longueur d'onde à laquelle on observe et inversement proportionnelle au diamètre du télescope. Dans le cas d'une ouverture circulaire, elle est définie par le critère de Rayleigh, issu de la théorie de la diffraction de la lumière : $R = \frac{\lambda}{D}$ où λ est la longueur d'onde et D le diamètre du télescope. On aurait tendance à dire que plus le télescope est grand, plus les détails visibles seront petits. Cependant, la turbulence atmosphérique limite la résolution et on a recours à la technique d'optique adaptative⁴ afin de corriger en partie le signal du télescope (cf. [Roddiér 1999](#), par exemple).

Dans le cas de l'environnement proche des étoiles jeunes, nous voulons observer des régions allant de 0.1 à 10 UA. Les températures de ces régions se situant entre 150 à 4000 K, nous devons les observer dans l'infrarouge proche et moyen, allant de 1 à 20 μm . De plus, ces objets sont généralement situés dans le ciel à une distance de 75 à 450 parsecs (pc) de l'observateur et la résolution angulaire nécessaire à nos observations varie entre une fraction à quelques dizaines de milli-arcsecondes (mas).

Pour atteindre cette résolution, un télescope de 100 mètres de diamètre est requis dans l'infrarouge. Pour des raisons techniques, les télescopes les plus grands à ce jour ne font que 10 mètres de diamètre, et le futur E-ELT a un diamètre prévu de 42 mètres. L'interférométrie est une méthode permettant d'augmenter la résolution angulaire disponible sans augmenter le diamètre du télescope. En effet, en observant avec plus d'un télescope simultanément, la résolution angulaire devient inversement proportionnelle à la *distance* entre les télescopes, et non plus au diamètre du télescope. La technique d'interférométrie permet donc d'atteindre la haute, voire très haute, résolution angulaire et de sonder, entre autres, les environnements proches des étoiles jeunes qui nous intéressent.

2.2 Le principe de l'interférométrie

2.2.1 Petit historique

Tout commence en 1803 avec l'expérience de Young mettant en évidence la nature ondulatoire de la lumière. Il regarde un objet lumineux ponctuel à travers un écran percé de deux trous et observe une image zébrée de rayons perpendiculaires à la direction des trous, c.-à-d. des franges d'interférence. Il faut attendre 1868 pour que Fizeau propose d'utiliser ce résultat

4. L'optique adaptative permet une correction réelle du front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique. L'idée consiste à envoyer le front d'onde sur un miroir déformable dont la surface possède les déformations du front d'onde, lui permettant de retrouver sa planéité.

en astronomie : il démontre comment se servir de la diminution des franges lorsque la distance entre les trous augmente pour remonter au diamètre des étoiles.

La première application de l'idée de Fizeau est effectuée par Edouard Stephan en 1873 avec la lunette de l'Observatoire de Marseille, en utilisant un écran percé de deux trous. Il n'obtient qu'une limite supérieure du diamètre des étoiles à cause de la trop petite taille de son télescope. A la fin du 19^{ème} siècle, Albert Michelson réalise les premières mesures interférométriques sur les satellites galiléens de Jupiter. Ensuite, aidé de Francis Pease, il installe une poutre portant à chaque extrémité un miroir plan de 15 centimètres sur le télescope Hooke de 2.5 mètres du Mont Wilson (États-Unis), créant ainsi une base interférométrique de 7 mètres. C'est en 1920 que Pease réalise alors la première mesure d'un diamètre stellaire : la supergéante rouge Bételgeuse de 40 mas. Cependant, l'idée est abandonnée suite au problème de turbulence de l'atmosphère sur des télescopes plus grands, rendant la mesure variable et inexploitable.

En 1970, Antoine Labeyrie reprend l'idée et démontre la possibilité d'atteindre de la haute résolution angulaire malgré l'atmosphère en enregistrant des images avec un temps de pose très court afin de figer la turbulence. Son équipe construit le premier interféromètre à deux télescopes (I2T) à l'Observatoire de Nice et il obtient en 1974 des franges d'interférence sur l'étoile Véga. Suite à ce succès, il construit ensuite un « Grand Interféromètre à deux télescopes » (GI2T), mis en service en 1987 sur le plateau de Calern (Alpes-Maritimes, France).

La volonté des astronomes d'atteindre des résolutions de plus en plus grandes entraîne le développement de l'interférométrie et il existe aujourd'hui une dizaine d'interféromètres en fonctionnement ou en cours de développement dans le monde.

2.2.2 Principe

Par analogie avec l'expérience des trous de Young, en recombinaison de manière cohérente le flux venant de plusieurs télescopes, l'interféromètre fournit des franges d'interférence et non une image directe de l'objet observé.

Le principe de l'interférométrie à deux télescopes est illustré à la figure 2.1. On observe une source d'intensité lumineuse. La source étant située à une distance lointaine, le front d'onde est plan et est échantillonné par les 2 télescopes, séparés d'une distance B , appelée base. Afin d'obtenir des franges d'interférence sans perte de cohérence, les 2 faisceaux provenant de chaque télescope doivent avoir parcouru un chemin optique égal (en réalité, la différence entre les chemins optiques doit être inférieure à la longueur de cohérence). La différence de marche (DDM) entre les 2 faisceaux est compensée par un système de ligne à retard, qui ajoute du chemin optique au faisceau en avance. Les faisceaux sont ensuite acheminés vers le laboratoire où ils sont recombinaisonnés.

2.2.3 Cohérence

La capacité d'un interféromètre à donner naissance à des interférences dépend de la cohérence spatiale et temporelle de l'onde provenant de l'objet observé⁵.

5. Il peut également exister une perte de cohérence liée à l'instrument et à la turbulence atmosphérique.

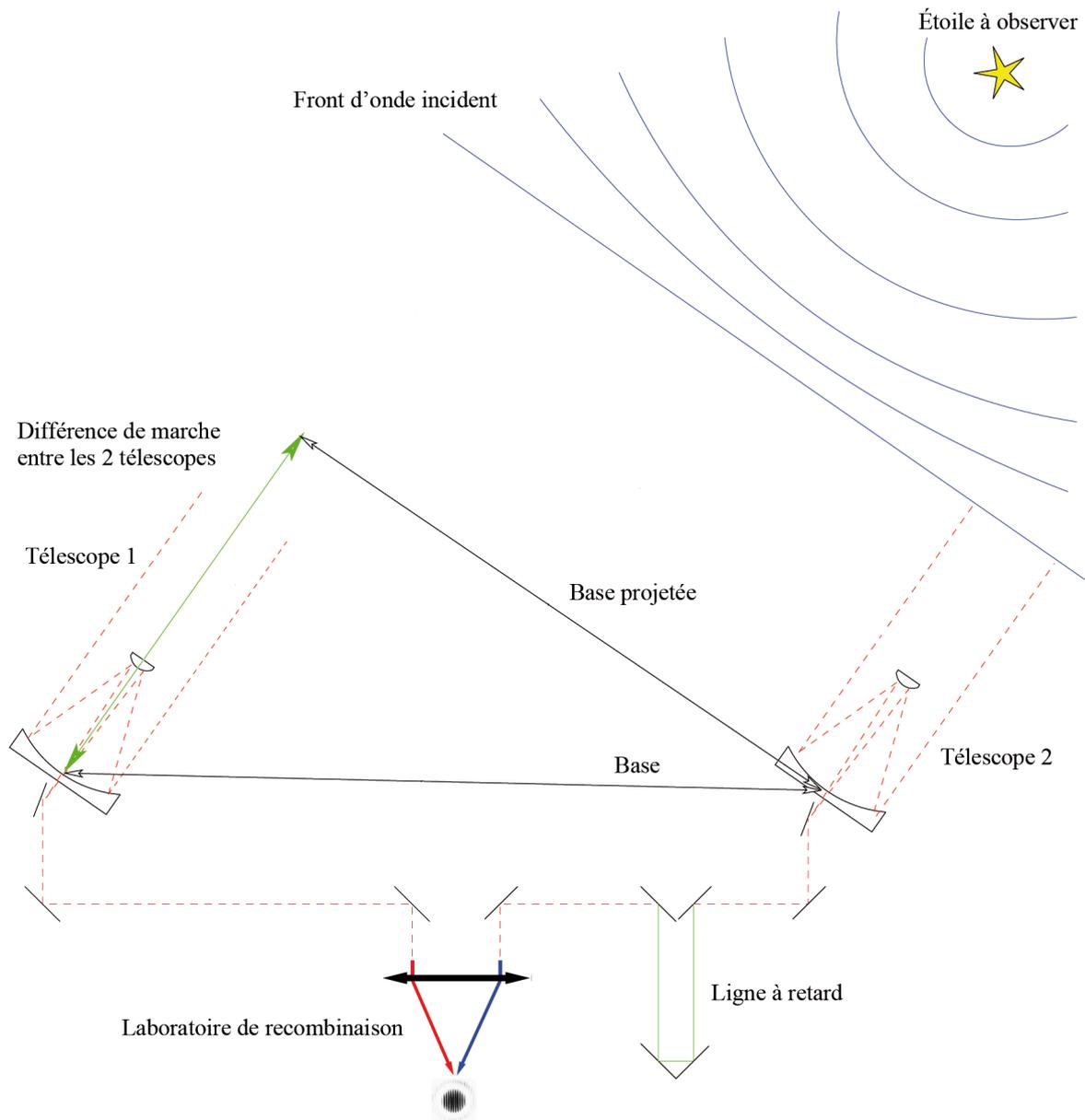


FIGURE 2.1: Principe de l'interféromètre à deux télescopes (adapté de Millour 2006).

2.2.3.1 La cohérence temporelle

La cohérence temporelle fait référence aux valeurs d'un même front d'onde à deux instants différents. Elle est liée à la largeur de bande spectrale de la source, c.-à-d. une source monochromatique (à une seule longueur d'onde) a une cohérence temporelle infinie. Afin que les faisceaux provenant des deux télescopes interfèrent sans perte de cohérence, il faut que la différence temporelle entre les deux soit inférieure à l'inverse de la largeur spectrale de la source, $\tau < \frac{1}{\Delta\nu}$. Cela implique que la différence entre les chemins suivis par l'onde doit être inférieure à une longueur $L_c = c\tau = c/\Delta\nu = \lambda^2/\Delta\lambda$, où c est la vitesse de la lumière et λ est la longueur d'onde. Cette longueur est appelée longueur de cohérence et vaut $\sim 60 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ sur l'instrument AMBER en basse résolution (13 canaux spectraux entre 1.5 et 2.5 μm , ce qui équivaut à $\Delta\lambda \sim 1 \mu\text{m}$).

2.2.3.2 La cohérence spatiale

La cohérence spatiale fait référence aux valeurs d'un même front d'onde à deux endroits différents. Si la source est étendue, il y a addition d'ondes incohérentes émises par chaque point de la source, et le contraste des franges diminue. Lorsque la distance entre les télescopes est supérieure à une certaine largeur de cohérence, la cohérence spatiale des faisceaux interférés diminue. Cette largeur de cohérence est définie par $l_c = \frac{\lambda d}{\Delta I}$, où λ est la longueur d'onde d'observation, d est la distance entre la source et l'observateur et ΔI est la largeur de la distribution d'intensité de la source. Pour une source de 1 UA de largeur située à 150 pc et observée à une longueur d'onde de 2.2 μm , la largeur de cohérence vaut à peu près 65 m.

2.2.4 Théorème de van Cittert-Zernike

Un interféromètre combine de manière cohérente le flux provenant de plusieurs télescopes simultanément et mesure le degré complexe de cohérence de la source. A partir des franges d'interférence, il enregistre une quantité complexe V , appelée visibilité complexe. Par le théorème de van Cittert-Zernike, cette visibilité complexe est reliée à la distribution d'intensité de la source $I(\alpha, \beta)$ par une transformée de Fourier (cf. Lawson 2000; Thompson et al. 2001; Goodman 1985, par exemple) :

$$V(u, v) = \frac{\int \int I(\alpha, \beta) e^{-2i\pi(\alpha u + \beta v)} d(\alpha, \beta)}{\int \int I(\alpha, \beta) d(\alpha, \beta)} = \rho e^{i\varphi} \quad (2.1)$$

où (α, β) est la position de la source dans le ciel et $(u, v) = \frac{(B_x^\perp, B_y^\perp)}{\lambda}$ (ou encore, en notation vectorielle $\mathbf{v} = \frac{B^\perp}{\lambda}$) avec λ la longueur d'onde et B^\perp la base projetée sur un plan perpendiculaire à la ligne de visée. Ces coordonnées (u, v) sont nommées les fréquences spatiales et sont représentées dans un plan, appelé le plan (u, v) . Un exemple typique d'échantillonnage du plan (u, v) par les mesures est illustré à la figure 2.2 : les tracés elliptiques sont dus à la rotation de la Terre, et donc au changement de la base projetée au cours du temps, tandis que différentes longueurs d'onde entraînent une variation radiale.

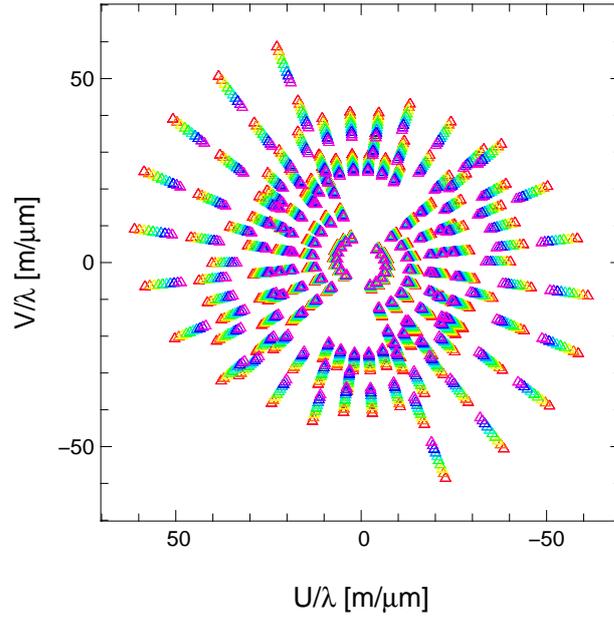


FIGURE 2.2: Exemple de plan (u, v) pour 4 configurations de 3 ATs du VLTI (E0-G0-H0 ; D0-H0-G1 ; A0-G0-H0 ; A0-K0-G1). Les couleurs correspondent à différentes longueurs d'onde (10 canaux spectraux entre 2 et 2.5 μm).

2.2.5 Différences entre interférométrie radio et infrarouge

En réalité, le milieu à travers lequel le faisceau se propage induit une modification. Cette modification est représentée par l'amplitude complexe du gain g du télescope, qui tient compte de ce que le signal subit à travers l'instrument et le milieu de propagation jusqu'au recombineur. La visibilité complexe $V_{j_1, j_2}(t)$ des franges produites par les interférences entre les télescopes j_1 et j_2 au temps t s'écrit donc comme suit :

$$V_{j_1, j_2}(t) = g_{j_1}^*(t)g_{j_2}(t)\hat{I}(\mathbf{v}_{j_1, j_2}(t)), \quad (2.2)$$

où $\hat{I}(\mathbf{v}_{j_1, j_2}(t))$ est la transformée de Fourier (TF) de la distribution d'intensité de l'objet à la fréquence spatiale $\mathbf{v}_{j_1, j_2}(t)$.

En pratique, la mesure n'est pas instantanée mais intégrée sur un temps d'observation fini. Pour simplifier les équations, les notations suivantes sont introduites pour la $m^{\text{ième}}$ mesure :

$$V_m \stackrel{\text{def}}{=} \langle V_{j_1, m, j_2, m}(t_m) \rangle_m \quad (2.3)$$

$$\mathbf{v}_m \stackrel{\text{def}}{=} \langle \mathbf{B}_{j_1, m, j_2, m}^\perp(t_m)/\lambda \rangle_m, \quad (2.4)$$

où $\langle \rangle_m$ représente la moyenne durant le temps de pose t_m . L'équation (2.2) devient alors :

$$V_m \simeq G_m \hat{I}(\mathbf{v}_m), \quad (2.5)$$

où $G_m = \langle g_{j_1, m}^*(t_m)g_{j_2, m}(t_m) \rangle_m$ s'appelle *la fonction de transfert*.

Les variations rapides de la fonction de transfert sont dues à des différences de marche (DDM) entre les faisceaux, causées essentiellement par la turbulence atmosphérique qui induit

un retard de phase aléatoire. Dans le cas de l'interférométrie à longue base, les 2 télescopes sont séparés par une distance supérieure à l'échelle de la turbulence, les DDM sont par conséquent indépendantes sur les 2 télescopes. De plus, le temps de pose est supérieur au temps d'évolution typique de la turbulence et la moyenne sur les gains peut être approximée par l'espérance du gain de chaque télescope :

$$\langle g_{j_1,m}^*(t_m) g_{j_2,m}(t_m) \rangle_m \simeq E \{ g_{j_1,m}^*(t_m) \}_m E \{ g_{j_2,m}(t_m) \}_m, \quad (2.6)$$

avec $E \{ \}_m$ l'espérance durant le temps de pose t_m . Or la phase du gain $g_{j,m}(t_m)$ peut être décomposée comme suit : $\phi_{j,m}(t_m) = \phi_{j,m} + (2\pi/\lambda)\delta_j(t)$ où $\phi_{j,m} = \langle \phi_{j,t} \rangle_m$ est l'aberration de phase statique, c.-à-d. qui ne varie pas pendant le temps de pose t_m (due à une inégalisation des chemins optiques), tandis que $\delta_j(t)$ est la DDM liée à la turbulence. [Roddiier \(1981\)](#) a montré que la DDM est une variable gaussienne avec un écart-type équivalent pour chaque télescope : $\delta_j(t) \sim \mathcal{N}(0, \sigma_\delta^2)$. Finalement, l'espérance du gain s'écrit :

$$E \{ g_{j,m}(t_m) \}_m \simeq g_{j,m} e^{-\frac{1}{2}\sigma_\phi^2}, \quad (2.7)$$

où $g_{j,m} = \tau_{j,m} e^{i\phi_{j,m}}$ avec $\tau_{j,m}$ l'amplitude du gain complexe et où $\sigma_\phi^2 = (2\pi/\lambda)^2 \sigma_\delta^2$ est la variance de la phase durant une mesure. La fonction de transfert devient alors :

$$G_m = g_{j_1,m}^* g_{j_2,m} e^{-\sigma_\phi^2}, \quad (2.8)$$

C'est dans le comportement de la fonction de transfert que l'interférométrie radio et infrarouge se différencient.

Lorsque les observations sont effectuées à grande longueur d'onde (domaine radio), la variation de la phase durant chaque temps de pose est petite, σ_ϕ^2 est donc petit et $G_m \simeq g_{j_1,m}^* g_{j_2,m} \neq 0$. Dans ce cas, les gains complexes peuvent être estimés par un moyen d'étalonnage (notamment en observant un objet de référence ponctuel, tel un quasar) et un interféromètre radio mesure directement la visibilité complexe.

Dans le cas des courtes longueurs d'onde (domaine infrarouge), les variations de phase sont supérieures à quelques radians-carrés et la fonction de transfert $G_m \simeq 0$. La visibilité complexe de l'objet est alors impossible à mesurer directement. Pour régler ce problème, il faudrait compenser les erreurs de DDM en temps réel. C'est le but d'un instrument en cours d'installation au VLTI (PRIMA, [Delplancke et al. 2003](#)) qui n'est pas encore disponible. Afin de contourner cette difficulté, d'autres observables, indépendantes de la perturbation atmosphérique, doivent être définies (*cf.* section suivante).

En plus d'une différence d'observables, les réseaux d'interféromètres radio et infrarouge ont un fonctionnement fondamentalement différent. Les réseaux de télescopes radio sont hétérodynes, c.-à-d. que le signal est interféré avec le signal d'un oscillateur local avant détection. Le signal résultant peut ensuite être amplifié et corrélé avec des signaux provenant d'autres télescopes pour en extraire la visibilité complexe. Pour les réseaux de télescopes infrarouge, il en est autrement. Ils sont dit homodynes et le signal provenant d'un télescope n'est interféré qu'avec d'autres signaux provenant d'autres télescopes. La lumière doit donc être transportée jusqu'au recombineur, sans possibilité de l'amplifier.

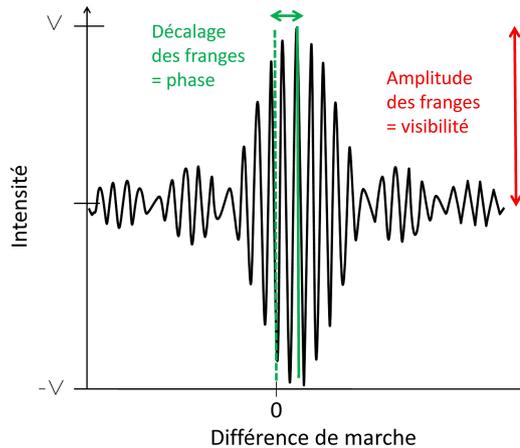


FIGURE 2.3: Franges d'interférence et observables interférométriques.

2.2.6 Les observables interférométriques dans le domaine infrarouge

A partir des franges d'interférence, dont un exemple est représentée à la figure 2.3, on mesure deux observables reliées à l'information sur l'objet.

2.2.6.1 Le spectre de puissance ou visibilité carrée

$$S_m = |V_m|^2 \simeq \tau_{j_{1,m}} \tau_{j_{2,m}} |\hat{I}(\nu_m)|^2 . \quad (2.9)$$

Cette observable se mesure à l'aide de deux télescopes et donne de l'information sur l'amplitude de la visibilité complexe $|V|$ (Lawson 2000; Monnier 2003).

Cette amplitude a la dimension d'une puissance. Cependant, elle est normalisée par rapport à la puissance totale collectée par l'interféromètre, $|V| = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$. Cette "visibilité" normalisée est sans dimension et est comprise entre 0 et 1.

Elle donne accès à l'information sur la taille de l'objet : un point source a une visibilité de 1 et elle diminue au fur et à mesure que la taille de l'objet augmente, par perte de cohérence spatiale.

La fonction de transfert $\tau_{j_{1,m}} \tau_{j_{2,m}}$ du spectre de puissance peut être estimée par calibration photométrique simultanée (en mesurant le flux venant de chaque télescope) et, pour compenser les effets statiques restants, grâce à l'observation d'une source de référence (étoile ponctuelle et invariable).

2.2.6.2 La phase de clôture

La deuxième observable est la phase φ du degré complexe de cohérence. Elle est mesurée par le déplacement du maximum du paquet de franges par rapport à une position de référence pour laquelle la différence entre les chemins optiques parcourus par les deux faisceaux de l'interféromètre est parfaitement compensée. Cette référence est appelée la différence de marche

nulle. Cette phase donne de l'information sur la position des structures de l'objet. Malheureusement, dans la plupart des cas, l'information contenue dans la phase de la visibilité complexe ne peut être utilisée. En effet, comme expliqué précédemment, celle-ci est fortement perturbée par la présence de la turbulence atmosphérique. Cette turbulence introduit un retard de phase supplémentaire et la mesure du déplacement des franges n'est plus représentative de la source observée mais des turbulences présentes dans l'atmosphère.

Une des techniques permettant de retrouver une partie de l'information de phase est la clôture de phase (Jennison 1958), premièrement introduite en interférométrie radio. Elle consiste à faire des mesures de phase sur trois bases formées par trois télescopes simultanément et de les additionner. Dans ce cas, les perturbations créées par la présence de l'atmosphère vont se soustraire, car elles sont comptées une fois positivement et une fois négativement dans la somme. En effet, considérons un retard de phase ϕ_i sur chaque télescope ($i = 1,2,3$) dû à l'atmosphère ; les phases φ_{ij} mesurées entre les télescopes i et j sont les suivantes, où ψ_{ij} est la phase intrinsèque de l'objet :

$$\begin{cases} \varphi_{12} = \psi_{12} + (\phi_2 - \phi_1) \\ \varphi_{23} = \psi_{23} + (\phi_3 - \phi_2) \\ \varphi_{31} = \psi_{31} + (\phi_1 - \phi_3) \end{cases} \quad (2.10)$$

Et la phase de clôture vaut alors :

$$\beta = \varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31} = \psi_{12} + \psi_{23} + \psi_{31} \quad (2.11)$$

qui ne dépend que de la distribution de brillance de la source et non de la perturbation atmosphérique.

Une façon équivalente pour déterminer la clôture de phase est d'utiliser le bispectre, produit des visibilités complexes obtenues sur le triplet de télescopes :

$$B_m = V_{j_{1,m},j_{2,m}} V_{j_{2,m},j_{3,m}} V_{j_{3,m},j_{1,m}} \simeq \tau_{j_{1,m}} \tau_{j_{2,m}} \tau_{j_{3,m}} \hat{I}(\mathbf{v}_{j_{1,m},j_{2,m}}) \hat{I}(\mathbf{v}_{j_{2,m},j_{3,m}}) \hat{I}(\mathbf{v}_{j_{3,m},j_{1,m}}). \quad (2.12)$$

C'est une quantité complexe dont la phase est égale à la phase de clôture. Comme dans le cas du spectre de puissance, la fonction de transfert $\tau_{j_{1,m}} \tau_{j_{2,m}} \tau_{j_{3,m}}$ peut être calibrée. Vu que cette fonction de transfert est réelle, la phase du bispectre, et donc la phase de clôture, est indépendante des perturbations. Par conséquent, elle est équivalente à celle de l'objet.

Pour N télescopes, il existe $\binom{N}{3} = \frac{N(N-1)(N-2)}{6}$ triplets. Cependant, il n'y a que $\binom{N}{2} = \frac{N(N-1)}{2}$ phases de Fourier indépendantes, toutes les phases de clôture ne peuvent donc être indépendantes. En réalité, le nombre de phases de clôture indépendantes n'est que de $\binom{N-1}{2} = \frac{(N-1)(N-2)}{2}$ ce qui correspond à considérer un télescope fixe et à former tous les triangles possibles avec ce télescope. Le nombre de phases de clôture indépendantes est donc toujours inférieur au nombre de phases que l'on essaie de déterminer. On arrive, par exemple, à retrouver 90% de l'information contenue dans la phase avec 21 télescopes ; ceci est illustré à la figure 2.4. Avec trois télescopes, 33% seulement de l'information est récupérée.

La phase de clôture permet donc de récupérer une partie de l'information de phase de Fourier mais induit une complexité supplémentaire de non-linéarité car elle est comprise entre $-\pi$ et π . D'un point de vue pratique, la phase de clôture caractérise l'asymétrie d'un objet : si un

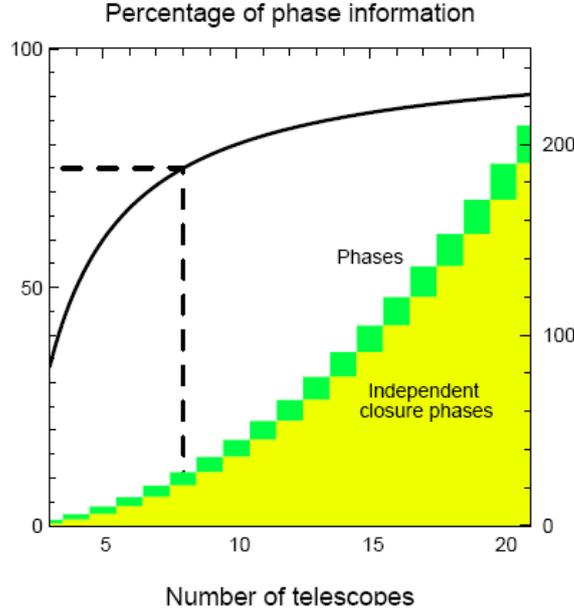


FIGURE 2.4: Pourcentage d'information retrouvé théoriquement en utilisant la clôture de phase (F. Malbet, communication privée).

objet est symétrique, il possède une signature de clôture de phases nulle. La position absolue de l'objet est cependant toujours perdue.

D'autres techniques permettent de retrouver de l'information de phase. La référence de phase (Ulvestad 1999) consiste à se servir d'un objet ponctuel et lumineux situé à une faible distance angulaire de la cible comme objet de référence pour caractériser les perturbations de l'atmosphère. En effet, cette référence étant proche de l'objet de science, elle traverse les mêmes couches atmosphériques et contient les mêmes perturbations. Il suffit de mesurer la phase instantanée de ses franges et de s'en servir pour corriger celle de la cible. Cette méthode permet de retrouver la phase absolue de l'objet, c.-à-d. l'entièreté de l'information de phase. Cependant elle est très limitative car elle nécessite la présence d'une étoile adéquate proche de la cible.

Une autre méthode consiste à mesurer la phase pour différentes longueurs d'onde et à utiliser une des longueurs d'onde comme référence. Cette méthode, appelée phase différentielle (Tatulli et al. 2007b), donne accès à la phase relative de l'objet.

Dans la suite de la thèse, seule la méthode de clôture de phase sera utilisée et, pour simplifier les équations, on considère que les observables sont corrigées des biais et calibrés, donc :

$$V_m^{\text{data}} = V_m + V_m^{\text{err}} \quad (2.13)$$

$$S_m^{\text{data}} = S_m + S_m^{\text{err}} \quad (2.14)$$

$$B_m^{\text{data}} = B_m + B_m^{\text{err}} \quad (2.15)$$

$$\beta_m^{\text{data}} = \beta_m + \beta_m^{\text{err}}, \quad (2.16)$$

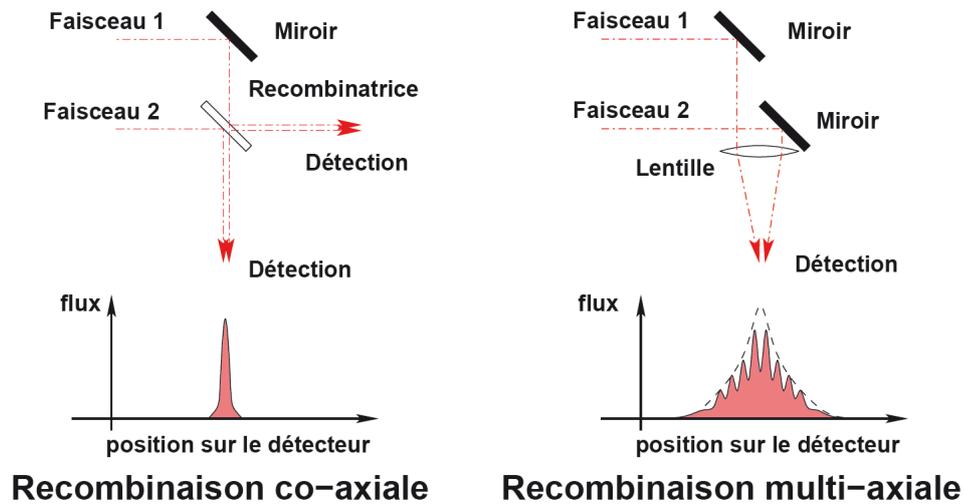


FIGURE 2.5: La recombinaison des signaux à la sortie d'un interféromètre (Haguenaer 2001).

où V_m^{err} , S_m^{err} , B_m^{err} et β_m^{err} tiennent compte des erreurs dues au bruit et aux approximations du modèle.

2.2.7 Les types de recombinaison

Il existe deux manières de recombinaison des faisceaux provenant de l'interféromètre, illustrées à la figure 2.5 :

1. La recombinaison co-axiale ou interférométrie de Michelson temporelle qui consiste à recombinaison des deux faisceaux parallèlement en utilisant une lame séparatrice (recombinatrice); les franges sont donc codées temporellement en modulant la différence de marche entre les voies de l'interféromètre.
2. La recombinaison multi-axiale ou encore interférométrie de Michelson spatiale qui consiste à superposer les images provenant des deux faisceaux d'axes optiques différents et à coder spatialement les franges ; c'est l'angle entre les faisceaux qui détermine la figure d'interférence.

2.3 Les interféromètres dans le monde

Les différents interféromètres ainsi que leurs caractéristiques principales sont illustrés à la table 2.1. Durant ma thèse, j'ai eu l'occasion d'aller observer sur l'instrument AMBER au VLTI décrit ci-après.

Nom	Nb Tel.	Taille (m)	Nb Tel. recombines	B_{\max} (m)	λ	Photos
CHARA	6	1	4	330	Visible, NIR	
ISI	3	1.65	3	85	MIR	
Keck-I	2	10	2	85	NIR, MIR	
MIRA-I.2	2	0.3	2	30	Visible	
NPOI	6	0.12	6	64	Visible, NIR	
SUSI	2	0.14	2	640	Visible	
VLTI	4-4	8 – 1.8	3	130–202	NIR, MIR	
COAST	6	0.40	3	100	Visible, NIR	
GI2T	2	1.52	2	65	Visible	
IOTA	3	0.45	3	38	NIR	
PTI	3	0.40	3	110	NIR	
BLTI	2	8.4	2	23	NIR, MIR	
MROI	10	1.4	6	340	Visible, NIR	

TABLE 2.1: Les interféromètres optiques dans le monde (d'après <http://olbin.jpl.nasa.gov/>). 1^{ère} partie : toujours en fonctionnement ; 2^{ème} partie : fermés récemment ; 3^{ème} partie : en construction.

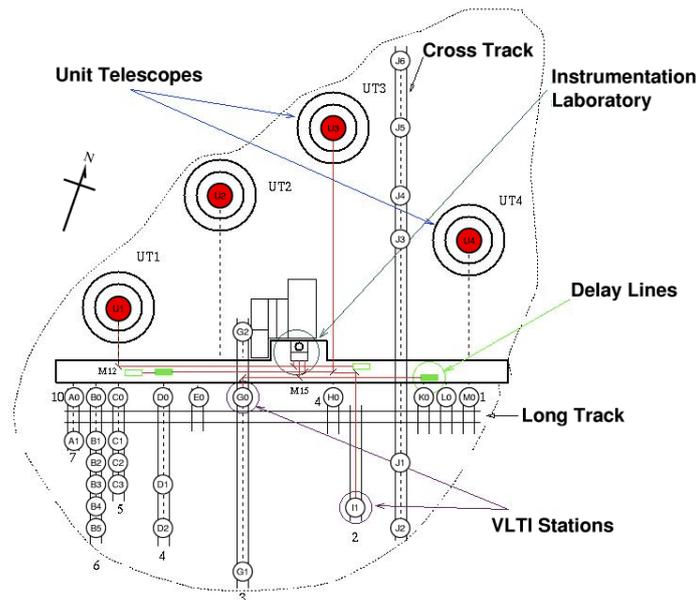


FIGURE 2.6: Le Very Large Telescope Interferometer à Paranal au Chili. Les cercles rouges représentent les UTs tandis que les cercles blancs représentent les positions possibles pour les ATs.

Le Very Large Telescope Interferometer (VLTI)

Le VLTI est construit au sommet du Cerro Paranal, dans le désert d'Atacama au nord du Chili, à une altitude de 2635 mètres.

Il est constitué de 4 télescopes principaux appelés UTs (Unit Telescope) dont le diamètre des miroirs primaires est de 8.2 mètres. Pour compléter ce réseau, aux UTs s'ajoutent 4 télescopes plus petits de 1.8 mètres, les ATs (Auxiliary Telescope), montés sur rails et déplaçables sur 30 stations. Les séparations maximales entre les télescopes est de 130 mètres pour les UTs et de 202 mètres pour les ATs (*cf.* figure 2.6).

Le VLTI est un système complexe permettant de rassembler de manière cohérente plusieurs télescopes provenant soit des UTs soit des ATs dans un « laboratoire focal » qui dispose d'instruments observant dans différents domaines de longueur d'onde :

- AMBER (Astronomical Multiple BEam Recombiner) qui recombine trois télescopes dans le proche infrarouge de 1 à 2.4 μm .
- MIDI (MID-Infrared instrument) qui recombine deux télescopes dans l'infrarouge lointain, de 7 à 14 μm .
- PRIMA (Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astronomy) permet d'appliquer la technique de référence de phase en utilisant une étoile guide hors-axe possédant une séparation angulaire maximum d'une arcminute avec la cible.

L'infrastructure du VLTI contient également un certain nombre d'instruments permettant d'augmenter les performances de cet interféromètre :

- Les 4 UTs sont équipés d'un système d'optique adaptative, appelé MACAO (Multi Application Curvature Adaptive Optic), tandis que les ATs sont équipés d'un système de

correction du *Tip-Tilt*⁶ appelé STRAP (System for Tip-tilt Removal with Avalanche Photodiodes). De plus, un senseur de Tip-Tilt (IRIS), travaillant dans l'infrarouge, est installé dans le laboratoire interférométrique.

- Des lignes à retard au nombre de 6 sont présentes pour pouvoir égaler les chemins optiques des différents faisceaux provenant des télescopes.
- Un suiveur de frange FINITO (Fringe Tracking Instrument of Nice and Torino) est installé travaillant pour trois faisceaux dans la bande *H*. Un suiveur de franges est un instrument interférométrique qui mesure avec une très grande précision la différence de chemins optiques entre les différents faisceaux qu'il détecte. Une correction est appliquée aux lignes à retard pour maintenir les franges d'interférence à leur position optimale. La présence de ce suiveur de franges permet d'avoir l'égalité des chemins optiques avec une précision typique de 250 nm en temps réel.

Le chapitre suivant est consacré aux apports de l'interférométrie dans le cadre de l'étude de l'environnement proche des étoiles jeunes.

6. Le correcteur de Tip-Tilt est un miroir à deux degrés de liberté qui permet de corriger l'inclinaison globale subie par le front d'onde à cause de la turbulence atmosphérique. Cette déformation globale constitue en un mouvement d'ensemble des points de l'image et est la plus importante, c'est pourquoi il est intéressant de séparer la correction en deux parties : celle de la déformation globale par un système Tip-Tilt et celle de la déformation locale, corrigée par un miroir déformable.

Chapitre 3

Les objets stellaires jeunes vus par l'interférométrie infrarouge

Sommaire

3.1	En infrarouge proche : le disque interne (0.1–1 UA)	32
3.1.1	Les objets de Herbig	32
3.1.2	Les objets T Tauri	35
3.1.3	Les objets FUors	36
3.2	En infrarouge moyen : le disque externe (1–10 UA)	37
3.3	Autres phénomènes sondés par l'interférométrie infrarouge	38
3.3.1	Jets et vents	38
3.3.2	Binaires et systèmes multiples	38
3.4	Interférométrie à d'autres longueurs d'onde	38
3.5	Nécessité d'aller vers des images de l'environnement proche des étoiles jeunes ?	39

L'interférométrie infrarouge est l'outil idéal pour sonder de manière directe les régions les plus internes (inférieures à 10 UA) de l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes. Cette technique a apporté des résultats surprenants et de nombreuses contraintes sur les modèles utilisés jusqu'alors. Ce chapitre, largement inspiré de l'article de revue de Millan-Gabet et al. (2007), résume les résultats apportés par l'interférométrie infrarouge dans le cadre des objets jeunes. A la suite de cette revue, j'expose les objectifs de ma thèse.

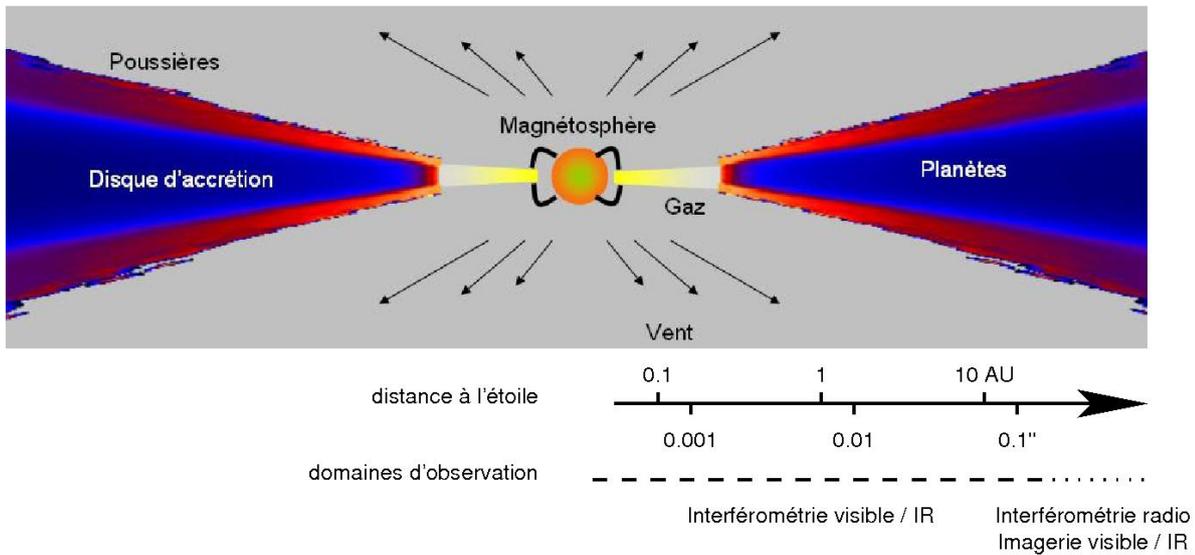


FIGURE 3.1: Schéma de l'environnement proche des étoiles jeunes (Malbet 2007).

3.1 En infrarouge proche : le disque interne (0.1–1 UA)

En infrarouge proche, l'interférométrie sonde les régions les plus chaudes, situées à moins d'une UA de l'étoile centrale. Ces régions sont appelées "disque interne" et sont illustrées à la figure 3.1. L'étoile étant non résolue par l'interféromètre, les mesures de visibilité vont donc dépendre de la taille et du profil du flux du disque interne.

Les modèles classiques de disque (*cf.* figure 3.2, en bas à droite), présentés au chapitre 1, sont des disques d'accrétion géométriquement plats, présentant du matériel optiquement épais jusqu'au rayon magnétosphérique, où les lignes de champs magnétiques de l'étoile tronquent le disque. Le disque est composé de gaz et de poussière, à l'exception de la région centrale où la température est trop élevée (supérieure à 1500 K) et où la poussière est sublimée. Dans ce modèle, les visibilités prédites sont très élevées vu que le rayon magnétosphérique ne vaut que quelques fois le rayon stellaire. Cependant, les premières mesures interférométriques avec PTI et IOTA ne suivent pas les prédictions des modèles classiques, comme décrit par la suite.

3.1.1 Les objets de Herbig

Le premier objet "normal", c.-à-d. pas de type FUors, clairement résolu par l'interférométrie en infrarouge proche est l'HAeBe AB Aur sur IOTA avec une base de 38 mètres (Millan-Gabet et al. 1999). Les mesures donnent un diamètre de la région émettrice de 0.6 UA, beaucoup plus large que ce qui est prévu par le modèle courant (~ 0.2 UA; Hillenbrand et al. 1992, par exemple). Ce résultat est confirmé par l'observation de 15 HAeBe sur IOTA où les tailles mesurées varient de 0.6 à 6 UA suivant le type spectral stellaire (Millan-Gabet et al. 2001). Ces observations ont une couverture du plan (u, v) assez limitée et laissent une ambiguïté sur la géométrie exacte de l'émission. Cependant, les objets observés avec différents angles de position des bases ne montrent aucune variation en visibilité, ce qui met en évidence une source à

symétrie circulaire, comme une enveloppe ou un disque vu de face.

Au même moment, d'autres techniques, comme le masquage de pupille⁷, sont utilisées pour étudier des objets jeunes plus massifs et donnent la première indication non ambiguë de structure de disque. L'image de MWC 349-A est clairement allongée (Danchi et al. 2001) et l'image de LkH α 101 montre que l'émission du disque est un anneau brillant asymétrique, compatible avec le point de sublimation de la poussière (Tuthill et al. 2001). Ces images ne correspondent pas aux modèles classiques et les auteurs suggèrent une cavité interne optiquement fine qui repousserait le rayon de sublimation à des rayons plus importants. Afin de confirmer l'hypothèse que les tailles mesurées en infrarouge proche correspondent à la sublimation de la poussière, Monnier & Millan-Gabet (2002) ajustent un modèle d'anneau aux mesures IOTA déjà existantes. Ils découvrent la corrélation attendue entre le rayon et la luminosité de l'étoile, $R \propto L_{\star}^{1/2}$: moins l'étoile est lumineuse, plus la poussière peut survivre proche de l'étoile dans un état solide (cf. figure 3.2 à gauche). En utilisant des propriétés réalistes de la poussière, les auteurs montrent que les mesures en infrarouge proche sont compatibles avec le rayon de sublimation de gros grains de poussières ($> 1 \mu\text{m}$), dont la température de sublimation se situe entre 1000 et 2000 K. Seuls les objets les plus lumineux, les HBe de type spectral précoce, ont des tailles en infrarouge proche compatibles avec le modèle classique, montrant que dans ce cas, le disque s'étend jusqu'à des régions plus proches de l'étoile. Monnier & Millan-Gabet (2002) expliquent ce phénomène par la présence d'un gaz à faible densité dans la cavité interne (c.-à-d. à l'intérieur du rayon de sublimation) qui diffuserait les photons stellaires et écranterait la poussière, réduisant ainsi la taille du disque observé. Suite à des observations supplémentaires, Monnier et al. (2005) constatent que toutes les HBe précoces ne sont pas en accord avec le modèle classique, ce qui leur fait dire que ces systèmes pourraient être plus évolués avec d'autres processus physiques qui entreraient en jeu.

En parallèle, Natta et al. (2001) proposent une solution pour expliquer non seulement les observations interférométriques mais également l'excès d'émission observé dans la SED des HAeBe en infrarouge proche (à $\sim 3 \mu\text{m}$). Ce modèle est ensuite revu par plusieurs auteurs pour le rendre plus réaliste (Dullemond et al. 2001; Muzerolle et al. 2004; Isella & Natta 2005). Dans leur modèle physique, la région gazeuse centrale étant optiquement fine aux photons stellaires, le bord interne du disque de poussière est directement exposé au flux stellaire et est donc plus chaud. Par conservation de l'équilibre hydrostatique, ce bord s'étend verticalement : il est "gonflé" (cf. figure 3.2, en haut à droite). Ce bord gonflé aurait une forme courbe : Isella & Natta (2005) ont étudié la dépendance de la température de sublimation de la poussière (et par conséquent le rayon) avec la densité du gaz tandis que Tannirkulam et al. (2007) ont considéré l'effet du grossissement et de la sédimentation de la poussière. Le modèle de bord gonflé reproduit la bosse en infrarouge proche à $3 \mu\text{m}$ grâce à la surface plutôt large du bord interne. Dominant l'émission en infrarouge proche, il permet également d'expliquer les visibilités résolues. Cependant, ce modèle n'est pas unique, comme montré par Vinković et al. (2006) où ils proposent un halo de poussière autour des régions internes du disque pour expliquer les observations.

7. La technique du masquage de pupille consiste à observer avec un seul télescope et à placer un masque à trou dans le faisceau optique afin de ne permettre à la lumière que de passer à travers certaines sous-ouvertures et à faire interférer ces différents "sous-télescopes", comme avec un interféromètre multi-télescopes.

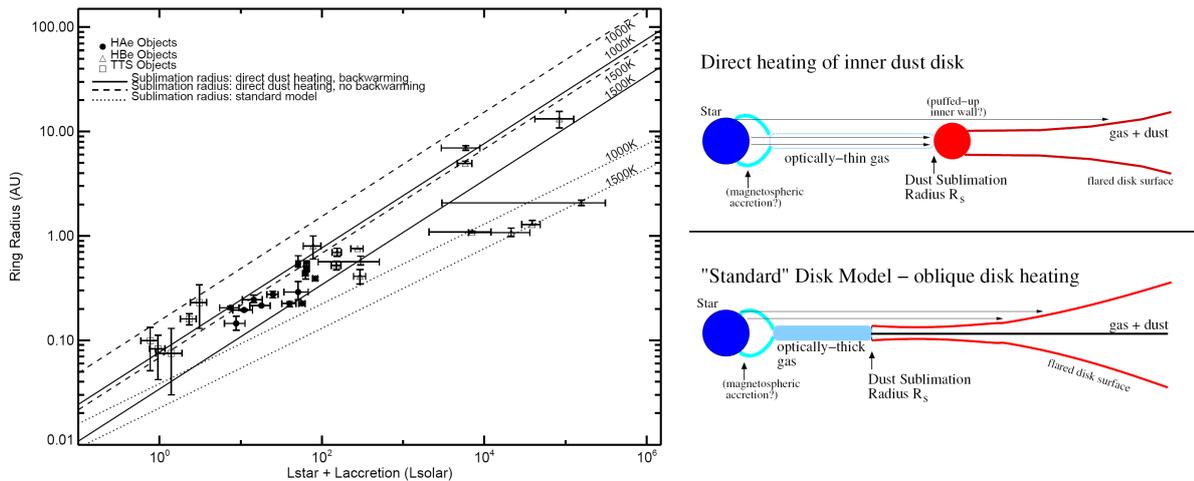


FIGURE 3.2: A gauche : tailles mesurées des HAeBe et T Tauri en fonction de leur luminosité. A droite : modèle "classique" (en bas) et modèle de bord "gonflé" (en haut) (Millan-Gabet et al. 2007).

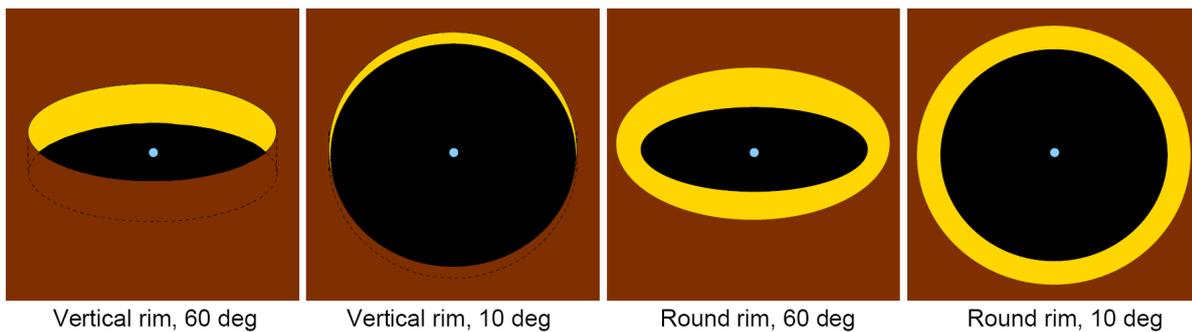


FIGURE 3.3: Effet de l'inclinaison sur la perception du disque pour un modèle de bord gonflé vertical et arrondi (Dullemond & Monnier 2010).

Des observations obtenues avec de plus grandes bases révèlent l'asymétrie attendue des disques inclinés (Eisner et al. 2004). Cette inclinaison permettrait également d'expliquer la dispersion résiduelle dans la relation taille-luminosité pour les étoiles HAe et HBe (Monnier et al. 2005). Avec l'interféromètre IOTA, Monnier et al. (2006) réalisent une étude de la clôture de phases (CP), et donc de l'asymétrie, des objets HAeBe. Leurs données sont compatibles avec le modèle du bord gonflé et courbé, le bord vertical entraînant une signature de CP trop forte vis-à-vis des résultats. En effet, comme illustré à la figure 3.3, le bord vertical possède une signature très asymétrique, et donc des CP très élevées, contrairement au bord arrondi où l'éloignement d'un objet centro-symétrique n'apparaît que pour de très fortes inclinaisons.

Plus récemment, grâce à l'obtention de données spectralement résolues, il s'est avéré que les modèles de bord gonflé ou classique ne suffisaient plus à interpréter les nouvelles données interférométriques. Les nouvelles mesures mettent en évidence la présence de matériel à l'intérieur du rayon de sublimation de la poussière (Eisner et al. 2007; Kraus et al. 2008b; Isella et al. 2008; Tannirkulam et al. 2008; Benisty et al. 2010).

La présence d'un disque de gaz optiquement épais à l'intérieur du rayon de sublimation de la poussière avait déjà été invoqué pour expliquer les données interférométriques des étoiles HBe les plus lumineuses. Grâce à l'arrivée d'instruments interférométriques possédant de la résolution spectrale, de nouvelles indications de la présence d'un disque de gaz chaud sont obtenues. [Eisner et al. \(2007\)](#) montrent que l'émission de la poussière seule ne peut reproduire les variations spectrales à travers la bande *K* sur un échantillon d'étoiles HAe. [Kraus et al. \(2008b\)](#) combinent pour la première fois des données interférométriques obtenues en infrarouge proche et en infrarouge lointain (de 2 à 13 μm) afin de contraindre la structure spatiale du gaz et de la poussière dans l'environnement proche d'une étoile de Herbig, MWC 147. Ils montrent que les mesures ne peuvent être reproduites qu'en insérant un disque gazeux actif optiquement épais à l'intérieur du rayon de sublimation du disque de poussière. [Isella et al. \(2008\)](#) trouvent que, pour l'étoile MWC 758, la source dominante en bande *K* provient du disque de poussière tandis que celle en bande *H* proviendrait d'un disque gazeux interne. Finalement, [Tannirkulam et al. \(2008\)](#), grâce à des données à très haute résolution (1.5 mas) sur CHARA, assurent la présence d'une composante interne comprenant un pourcentage important du flux total du système pour les HAeBe MWC 275 et AB Aur. Grâce à des données supplémentaires sur MWC 275, [Benisty et al. \(2010\)](#) interprètent leurs observations par une composante interne à l'intérieur du disque de sublimation, en accord avec l'étude précédente. Vu l'absence de raies spectrales du gaz, cette composante est identifiée non pas gazeuse mais faite de grains plus réfractaires que le silicate, qui survivraient à une distance plus proche de l'étoile et généreraient un signal en infrarouge proche.

Avec la possibilité d'utiliser une résolution spectrale plus importante, d'autres indicateurs du gaz, comme les raies d'hydrogène, sont observables par interférométrie et montrent qu'ils sont vraisemblablement émises par de la matière accrétée ou éjectée du système ([Malbet et al. 2007](#); [Tatulli et al. 2007a](#); [Kraus et al. 2008a](#); [Eisner 2007](#); [Eisner et al. 2009](#)) et non pas du disque gazeux lui-même. Seul un cas, des observations dans la raie du CO de Oph 51, a confirmé l'origine de la raie dans le disque de gaz interne, à une distance inférieure au rayon de sublimation de la poussière ([Tatulli et al. 2008](#)). Plus récemment, [Eisner et al. \(2010\)](#) ont étudié la raie d'hydrogène Bry dans 16 systèmes jeunes. Ils découvrent également une compatibilité avec des phénomènes d'accrétion et d'éjection et identifient l'origine de l'émission aux colonnes d'accrétion magnétosphériques et/ou à des vents du système étoile/disque.

La vision actuelle de l'environnement proche des étoiles jeunes est illustrée à la figure 3.4, détaillant les différentes composantes principales telles que vues actuellement par les modèles.

3.1.2 Les objets T Tauri

Bien que ne concernant qu'un petit échantillon car seuls les T Tauri les plus brillantes sont observables en interférométrie infrarouge, les premières observations de T Tauri sur PTI par [Akeson et al. \(2000, 2002\)](#) montrent également des rayons de disque plus larges que ceux prédits par les modèles de SED ([Malbet & Bertout 1995](#)). Les mesures en interférométrie infrarouge sont donc compatibles avec le rayon de sublimation de la poussière et non avec le rayon magnétique. Ces mesures prédisent des rayons encore plus larges que si on extrapolait la relation pour les étoiles HAe, car les T Tauri possèdent un disque d'accrétion plus actif et la luminosité d'accrétion doit être prise en compte dans le cas où elle devient comparable à celle de l'étoile.

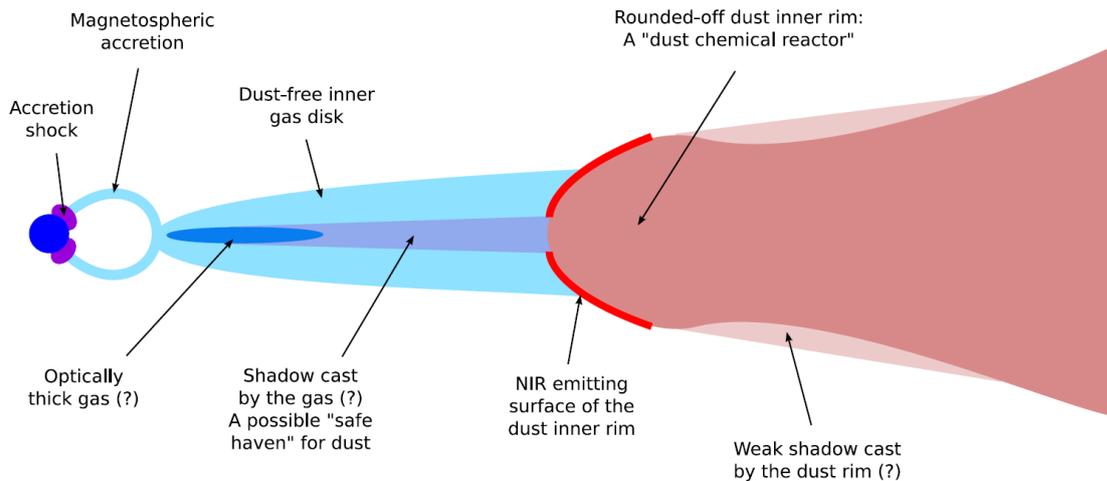


FIGURE 3.4: Représentation de la région interne des disques jusqu'à quelques UA telle que décrite par les modèles actuels (Dullemond & Monnier 2010).

Lachaume et al. (2003) sont les premiers à ajuster à la fois les données en interférométrie infrarouge et les SED par un modèle physique réaliste à deux couches, où la température du plan médian est dominée par l'accrétion tandis que le flux émis est dominé par les photons stellaires diffusés.

Avec l'arrivée de nouveaux interféromètres à large ouverture, l'échantillon de T Tauri observables s'agrandit et Akeson et al. (2005) ont besoin d'introduire d'autres processus physiques (gaz interne optiquement épais, structure étendue) pour tenir compte des nouvelles données. Eisner et al. (2005), de leur côté, montrent un meilleur accord avec le modèle du bord "gonflé" par rapport au modèle classique. Cependant, les T Tauri à faible luminosité sont très variables et leurs mesures possèdent de larges erreurs. Des instruments plus performants sont donc requis pour approfondir leur étude.

3.1.3 Les objets FUors

La première observation d'un objet jeune par interférométrie infrarouge est réalisée sur FU Ori, le prototype de la classe, et montre une taille en accord avec le modèle classique (Maltbet et al. 1998, 2005). Ces mesures démontrent que les objets FUors se rapprochent d'une T Tauri entourée d'un disque avec une accrétion massive et ne requièrent aucune composante additionnelle comme une enveloppe de poussière (Hartmann & Kenyon 1996).

Lorsque, quelques années plus tard, trois autres objets FUors sont observés (V1057 Cyg, V151 Cyg et Z CMa-SE), ils s'avèrent également plus larges que ce que prédit le modèle classique et une simple loi de puissance ne parvient pas à ajuster la SED et les visibilitées (Millan-Gabet et al. 2006a). Les auteurs prônent une présence d'émission à plus grande échelle due à la diffusion par une enveloppe de poussière dense.

Les objets FUors semblent donc plus complexes qu'imaginé au départ et des données à différentes bases ainsi qu'à différentes longueurs d'onde sont nécessaires pour distinguer entre

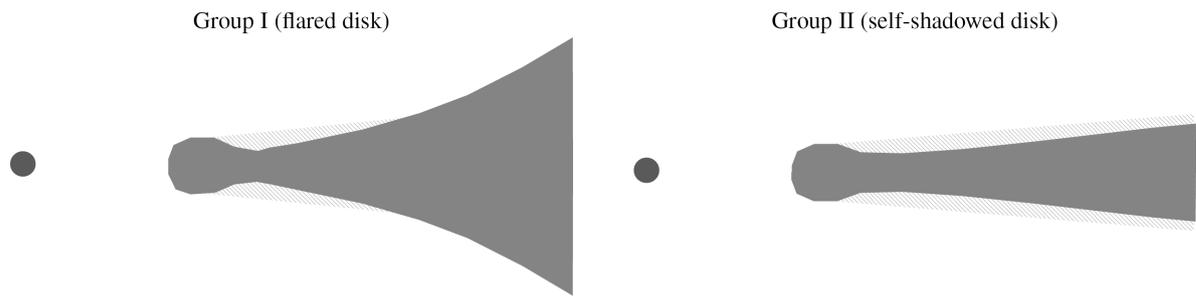


FIGURE 3.5: Modèles du disque évasé et du disque auto-ombragé (Dullemond & Dominik 2004).

les différents modèles proposés.

3.2 En infrarouge moyen : le disque externe (1–10 UA)

En observant dans l’infrarouge moyen, nous avons accès à la région des disques allant de 1 à 10 UA. Cette région permet de faire le lien entre la poussière la plus chaude dans les régions proches de l’étoile au disque froid, observé en interférométrie millimétrique (Dutrey et al. 2007) et par imagerie en lumière diffuse (Watson et al. 2007).

La géométrie des disques est importante pour mieux comprendre l’évolution, la dissipation et la formation planétaire dans les disques. La composition de la poussière dans les couches supérieures joue un rôle crucial, car les photons ultraviolets et optiques de l’étoile centrale y sont absorbés. Cette absorption détermine la température locale du disque et son échelle de hauteur. Or, l’échelle de hauteur du disque joue un rôle pivot dans le processus d’agrégation et de sédimentation de la poussière, ainsi que dans la formation de corps larges qui peuvent engendrer des structures telles que des vagues ou des déplétions.

La majorité des observations en infrarouge moyen ont été effectuées avec l’instrument MIDI au VLTI sur des étoiles de type Herbig Ae/Be. Les mesures spectralement résolues de MIDI permettent de distinguer entre la géométrie globale du disque et la composition des poussières dans l’atmosphère du disque, deux facteurs qui déterminent le signal interférométrique en infrarouge moyen.

Les premières mesures sur MIDI ont été réalisées par Leinert et al. (2004) et ont montré des tailles caractéristiques de la région émettrice en corrélation avec la pente de la SED : plus la SED est plate, plus l’objet est large. Ces mesures sont en accord avec le classement basé sur la SED fait par Meeus et al. (2001) et Dullemond & Dominik (2004) : les disques peuvent être fortement évasés, avec un large rayon en infrarouge moyen, ou auto-ombragés par le bord interne gonflé (*cf.* figure 3.5). En effet, le bord interne projette une ombre sur le disque, qui peut entièrement cacher celui-ci au rayonnement stellaire. Le disque est donc plus froid et possède un faible flux en infrarouge moyen. Cependant des exceptions à ce classement apparaissent suite à l’extension de l’échantillon (Preibisch et al. 2006). Cette classification montre néanmoins la performance de l’interférométrie infrarouge qui permet de sonder non seulement les tailles caractéristiques mais également la structure verticale du disque.

En plus des mesures des échelles physiques du disque, l'interférométrie en infrarouge moyen permet de faire de la spectroscopie et de déterminer la taille des grains dans les couches supérieures du disque. Cette région contient la raie caractéristique des silicates à $10\ \mu\text{m}$. L'étude minéralogique sur 3 HAeBe, réalisée par [van Boekel et al. \(2004\)](#) en bande *N* sur MIDI, démontre que la partie interne (2 AU) des disques ont des grains de silicate plus larges et plus cristallins que les régions externes. Ce résultat est compatible avec les modèles d'équilibre chimique contenant du brassage radial de la poussière et montre que le silicate se cristallise avant la formation planétaire. Du côté des T Tauri, [Ratzka et al. \(2007\)](#) ont observé TW Hya et ont montré que la plupart des grains cristallins se situent dans la partie interne à ~ 1 UA.

3.3 Autres phénomènes sondés par l'interférométrie infrarouge

3.3.1 Jets et vents

Comme brièvement discuté à la section 3.1, les mesures interférométriques résolues spectralement permettent d'étudier les éjections de matière, sous forme de jet ou de vent, et donc de sonder les conditions physique et cinématique des composants gazeux à travers les raies d'émission et d'absorption, comme Bry et H₂. A ce jour, l'échantillon est trop limité pour pouvoir en retirer une tendance générale de l'origine des vents et des jets (stellaire ou disque), mais il semble que tous les scénarios soient possibles ([Malbet et al. 2007](#); [Tatulli et al. 2007a](#); [Eisner 2007](#)).

3.3.2 Binaires et systèmes multiples

Dû au processus de la formation stellaire, beaucoup d'étoiles jeunes sont membres d'un système multiple. Une des méthodes directes pour mesurer les masses stellaires est de mesurer les orbites physiques des différentes étoiles qui composent un système. Grâce à des mesures par interférométrie, la détermination précise de l'orbite pour des binaires séparées d'1 mas est devenue possible ([Boden et al. 2005](#)). Combinées à des données en vitesse radiale, ces mesures permettent de déterminer les masses des étoiles jeunes. L'interférométrie permet donc d'augmenter l'échantillon d'étoiles jeunes dont la masse est connue et de réaliser de la statistique sur la fraction de multiplicité, la séparation, les propriétés stellaires ou encore le status d'évolution de ces étoiles.

3.4 Interférométrie à d'autres longueurs d'onde

L'interférométrie millimétrique et sub-millimétrique sonde les régions externes du disque. Ces régions sont froides et ne peuvent être caractérisées qu'à travers des molécules possédant des raies rotationnelles à faibles niveaux d'énergie, telles que le CO. La majorité des observations proviennent du SMA (SubMillimeter-Array, [Ho et al. 2004](#)) et du PdBI (Plateau de Bure

Interferometer, [Guilloteau et al. 1992](#)) et ont permis de déterminer plusieurs propriétés des disques protoplanétaires ([Dutrey et al. 2007](#)). Les images en CO ont montré des disques larges (le rayon externe du CO se situe entre ~ 200 et 1000 UA) et ont permis de contraindre l'inclinaison des disques. Tous les disques sont apparus en rotation képlérienne (excepté AB Aur) et sont en accord avec le modèle de disque évasé. Ils possèdent une structure thermique, avec un gradient de température radial mais également vertical, le plan du disque étant plus froid que les surfaces de CO.

Plus récemment, l'étude des étoiles jeunes en interférométrie visible a donné ses premiers résultats. [Perraut et al. \(2010\)](#) ont observé l'HAeBe AB Aur avec le spectrographe VEGA ([Mourard et al. 2009](#)) installé sur l'interféromètre CHARA. Ces observations ont permis d'étudier l'émission $H\alpha$ de l'objet et d'écarter une géométrie sphérique du vent d'AB Aur, bien que la morphologie exacte du vent soit difficile à déterminer tant qu'à présent.

Toujours dans le visible, l'interférométrie des travelures consiste à enregistrer des images avec un temps de pose très court afin de figer l'atmosphère et atteindre la limite de diffraction (λ/D) ([Labeyrie 1970](#)). [Devaney et al. \(1995\)](#) ont observé l'émission $H\alpha$ de l'objet jeune T Tauri, la prototype de la classe du même nom, et, grâce à cette technique, ils ont pu étudier la zone de formation/focalisation du jet. Ils concluent que cette émission provient soit d'une interaction entre un vent collimaté et le disque évasé, soit de la base du jet observé à grande échelle. En utilisant la même technique, [Thiébaud et al. \(1995\)](#) ont étudié l'objet binaire Z CMa et détecté son compagnon dit "infrarouge" dans le visible. En combinant la SED en visible et en infrarouge, ils affinent le modèle du compagnon : il est caché par une enveloppe asymétrique de poussière qui domine le système dans l'infrarouge proche et l'excès de flux visible est dû à de la lumière diffusée.

3.5 Nécessité d'aller vers des images de l'environnement proche des étoiles jeunes ?

Les progrès de la technique d'interférométrie ont permis d'apporter de nombreuses contraintes sur les modèles des disques autour d'étoiles jeunes déjà existants. Comme illustré à la figure 3.4, beaucoup de questions restent encore sans réponses, telles que la géométrie exacte du bord de sublimation de la poussière (gonflé ?), la nature de l'émission interne (gaz ? poussière ?) ou encore la dynamique du système avec la présence éventuelle de jets de matière. Les modèles actuels paraissent bien plus simples que la complexité qui semble se dégager de ces régions. De plus, d'autres phénomènes jouant un rôle important n'ont pas été pris en compte, tels que la présence d'une ou plusieurs planètes en formation (cf. [Klahr & Kley 2006](#), par exemple), un point chaud dans le disque (cf. [Malbet et al. 2005](#); [Millan-Gabet et al. 2006b](#), par exemple) ou encore la formation de bras spiraux (cf. [Nelson & Papaloizou 2003](#), par exemple). Les modèles devenant de plus en plus complexes, l'imagerie, qui ne requiert pas l'utilisation d'a priori forts sur l'objet observé, devient un outil nécessaire pour trancher entre les différents modèles.

Dans ce cadre, le but de ma thèse est d'utiliser des images reconstruites à partir des données interférométriques pour faciliter leur interprétation, une image étant plus évidente et plus directe à analyser. Cette technique permet également de ne plus être limité par un modèle simple,

choisi a priori, mais de pouvoir reconstruire un objet aussi complexe que nécessaire, sans idée au préalable. Plusieurs images ont déjà été reconstruites à partir de données en interférométrie infrarouge : des surfaces stellaires (par exemple, Monnier et al. 2007; Haubois et al. 2009; Zhao et al. 2009), des binaires (par exemple, Baldwin et al. 1996; Benson et al. 1997; Zhao et al. 2008; Kraus et al. 2009) ou encore des enveloppes circumstellaires autour d'étoiles évoluées (par exemple, Young et al. 2000; Le Bouquin et al. 2009). Cependant, toutes ces images ont été réalisées pour des objets plus brillants que la plus brillante des étoiles jeunes et plus résolus.

Grâce à l'adaptation d'un algorithme permettant de reconstruire des images à partir de données interférométriques en infrarouge (MiRA, développé par Éric Thiébaud), le but de ma thèse est de reconstruire les premières images de l'environnement proche des étoiles jeunes, afin d'apporter de nouvelles contraintes sur les modèles utilisés jusqu'alors. Les questions à répondre sont : la vision actuelle du disque est-elle correcte ? Existe-t-il des composantes majeures supplémentaires à prendre en compte dans les modèles ? En repérant directement l'émission, l'image dévoile la morphologie des étoiles jeunes et apporte de l'information sur les phénomènes importants se déroulant dans leur environnement proche.

Deuxième partie

La reconstruction d'images en interférométrie infrarouge

Chapitre 4

Principe de la reconstruction d'images en interférométrie

Sommaire

4.1	Introduction : comment analyser des données interférométriques ?	44
4.2	Modèle de l'image et des données	45
4.3	Approche inverse	49
4.3.1	Le terme de vraisemblance f_{data}	50
4.3.2	Le terme de régularisation f_{prior}	52
4.4	Algorithmes de reconstruction d'images	56
4.4.1	Interférométrie radio	59
4.4.2	Interférométrie infrarouge	61

L'interférométrie est la technique qui permet d'obtenir la meilleure résolution angulaire dans l'infrarouge à ce jour. Cependant, la mesure obtenue par un interféromètre n'est pas une image directe de l'objet. C'est pourquoi la reconstruction d'images est un outil nécessaire pour analyser les résultats obtenus par interférométrie. Dans ce chapitre, largement inspiré de Thiébaud (2009), j'en expose le principe : la reconstruction d'images est envisagée comme un problème inverse, c.-à-d. qu'à partir des données interférométriques, elle tente de remonter à la connaissance de l'objet, lui-même à l'origine de ces données. Elle doit faire face à deux difficultés principales : premièrement, à cause de la pauvre couverture du plan (u, v) , les données seules ne sont pas suffisantes pour définir une solution stable et unique. Des contraintes supplémentaires doivent être ajoutées au problème afin de choisir parmi toutes les solutions possibles celle qui est la plus probable. Deuxièmement, dans le cas du domaine infrarouge, la perte des phases de Fourier entraîne l'utilisation d'autres observables et le développement d'algorithmes spécifiques à ce problème.

4.1 Introduction : comment analyser des données interférométriques ?

De manière générale, afin d'analyser les données, il est nécessaire de développer une notion de distance : à quel point le modèle de mon objet est-il proche des mesures ?

Jusqu'il y a peu, les données interférométriques étaient essentiellement analysées par ajustement de modèle (cf. Tallon-Bosc et al. 2007, par exemple). Cette méthode nécessite le choix d'une représentation géométrique de l'objet. Typiquement, dans un cas simple pour un objet stellaire jeune, le modèle est constitué d'une étoile et d'un disque. Afin de caractériser ce modèle, il est nécessaire d'en déterminer ses paramètres : le rapport de flux entre l'étoile et le disque et la taille, l'orientation et l'angle de position du disque. Nous avons donc un modèle contenant peu de degrés de liberté, au nombre de 4. Cette approche est appelée *approche paramétrique*.

Mais comment détermine-t-on les paramètres optimaux du modèle choisi ? Dans le cadre d'une statistique gaussienne, la méthode la plus souvent employée est celle du χ^2 . Elle permet d'établir une distance entre le modèle de l'objet et les mesures obtenues sur cet objet et s'écrit comme suit :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - m_{i,p})^2}{\sigma_i^2} \quad (4.1)$$

où les y_i sont les données, les m_i le modèle avec p ses paramètres, et les σ_i les erreurs sur les données. On constate que cette méthode tient compte de l'erreur estimée sur les mesures : plus l'erreur sur une mesure est grande, moins la valeur de cette mesure est certaine et donc moins la distance entre le point mesuré et son modèle est importante.

L'ajustement du modèle est acceptable lorsque le $\chi^2 \approx N - M$ où N est le nombre de données et M le nombre de paramètres ajustés par le modèle. Le χ^2 normalisé (ou réduit) est divisé par cette quantité $N - M$ et doit donc être le plus proche possible de 1.

Cette métrique est très utile pour déterminer les paramètres optimaux du modèle, soit en explorant tous les valeurs possibles pour les paramètres et en prenant le χ^2 minimum global, soit en utilisant une méthode de minimisation locale, comme celle de Levenberg-Marquardt par exemple (Press 2002).

Les objets jeunes étant dans un environnement complexe, le modèle peut rapidement devenir plus compliqué afin de représenter au mieux les données. Dans le modèle simple constitué d'une étoile et d'un disque, on peut par exemple ajouter une modification de la distribution du flux dans le disque (une partie du disque paraît-elle plus lumineuse qu'une autre ?) ou de disposition (est-il centré par rapport à l'étoile ?). Il est possible également de compléter le modèle par d'autres composantes : la présence de flux à l'intérieur du disque, d'un compagnon stellaire, d'une planète, etc. Plus les modèles deviennent complexes, plus leur nombre de degrés de liberté augmente et il en ressort une grande ambiguïté : par exemple, comment peut-on savoir si l'asymétrie dans le disque provient plutôt de la présence d'un point chaud ou d'une impression de décentrage du disque par rapport à l'étoile ? Finalement, plus l'objet devient complexe et plus il y a des solutions possibles qui sont en accord avec les données. Dans ce cas, on se trouve face à un problème dit non convexe : on ne trouve plus un seul χ^2 minimum mais plusieurs

minima et il n'y a aucun moyen de choisir parmi les différentes solutions possibles.

De plus, comme il est nécessaire de déterminer un modèle a priori de l'objet observé, il devient assez difficile de penser à toutes les solutions possibles. Mais pourquoi se limiter à une représentation de l'objet à choisir a priori ? Si on pousse la logique de la modélisation paramétrique à l'extrême, il est possible de modéliser toute source par une somme de sources ponctuelles. Dans le cas de l'interférométrie, la transformée de Fourier d'une somme étant simplement la somme des transformées de Fourier, il s'agit donc d'ajuster une somme d'exponentielles complexes. On peut penser à un modèle très simple qui est une grille carrée de sources ponctuelles d'intensités différentes, appelée *image*. C'est le but de la reconstruction d'images : déterminer une représentation de l'objet où chaque élément de l'image, appelé pixel, a une valeur propre. Dans ce cas, chaque pixel est une inconnue et généralement le nombre total de pixels est bien plus élevé que le nombre de mesures, contrairement au cas paramétrique. On a ce qu'on appelle un problème mal posé : il y a plus d'inconnues que de données. Les données seules ne peuvent donc pas déterminer une solution unique : il existe une infinité de solutions qui satisfont les données. Afin de choisir parmi cette infinité de solutions, des contraintes supplémentaires sont ajoutées au problème. Ces contraintes sont appelées des *régularisations* et sont basées sur des connaissances très générales de l'objet, dites a priori : l'objet est lisse, positif, compact, etc. Finalement, pour déterminer les paramètres de l'image, il faut donc minimiser une sorte de χ^2 modifié : réduire à la fois la distance entre l'image et les données, mais également la distance entre l'image et les a priori. Le but de l'imagerie est donc d'aider l'analyse des données grâce à une représentation plus naturelle de l'objet, mais les interprétations physiques se font toujours via un modèle paramétrique.

Dans la suite de ce chapitre, j'expose les outils mathématiques de la reconstruction d'images et les différents algorithmes existant actuellement.

4.2 Modèle de l'image et des données

Comme décrit précédemment, on essaye directement d'interpréter les données comme une image qui est une représentation paramétrique de la distribution d'intensité de l'objet :

$$I(\boldsymbol{\theta}) = \sum_{n=1}^N x_n b_n(\boldsymbol{\theta}), \quad (4.2)$$

avec N le nombre de paramètres de l'image, $\mathbf{x} = \{x_n\}_{n=1}^N$ les paramètres de l'image et $\{b_n(\boldsymbol{\theta})\}_{n=1}^N$ une base choisie de fonctions. La reconstruction d'images tente ensuite d'estimer les paramètres $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^N$ étant donné les mesures interférométriques.

Nous avons choisi x_n proportionnel à la valeur du $n^{\text{ième}}$ pixel de l'image échantillonnée et $b_n(\boldsymbol{\theta}) = b(\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}_n)$ avec $b(\boldsymbol{\theta})$ la forme des pixels et $\boldsymbol{\theta}_n$ la position du $n^{\text{ième}}$ pixel ; donc :

$$x_n \stackrel{\text{def}}{=} \alpha I(\boldsymbol{\theta}_n), \quad (4.3)$$

avec $\alpha > 0$ un facteur de normalisation tel que $\sum_n x_n = 1$ (car la transformée de Fourier de l'image à la fréquence spatiale 0 est requise égale à 1 par le format des données interférométriques).

Avec ce modèle, la TF exacte de la distribution d'intensité s'écrit :

$$\hat{I}(\mathbf{v}) = \sum_n x_n \hat{b}_n(\mathbf{v}) = \hat{b}(\mathbf{v}) \sum_n x_n e^{-i2\pi\theta_n \cdot \mathbf{v}}, \quad (4.4)$$

avec $\mathbf{v} = \frac{\mathbf{B}^\perp}{\lambda}$ la fréquence spatiale et $\hat{b}_n(\mathbf{v})$ et $\hat{b}(\mathbf{v})$ la TF des fonctions de la base et de la forme du pixel.

Le modèle de la $m^{\text{ième}}$ visibilité complexe est linéaire et s'écrit :

$$\hat{I}_m = \hat{I}(\mathbf{v}_m) = \sum_n T_{m,n} x_n = (\mathbf{T} \cdot \mathbf{x})_m, \quad (4.5)$$

avec \mathbf{T} une matrice de coefficients complexes :

$$T_{m,n} = \hat{b}_n(\mathbf{v}_m) = \hat{b}(\mathbf{v}_m) e^{-i2\pi\theta_n \cdot \mathbf{v}_m}. \quad (4.6)$$

Cette matrice réalise une transformation linéaire de données non equi-espacées, une opération très coûteuse. Un problème similaire se retrouve également dans d'autres domaines, tels que la cristallographie et l'imagerie médicale, et des algorithmes rapides ont été développés pour approximer cette opération (Potts et al. 2001).

Or, dans le chapitre 2, on a montré que $V_m \simeq G_m \hat{I}(\mathbf{v}_m)$ (équation (2.5)) et que $V_m^{\text{data}} = V_m + V_m^{\text{err}}$ (équation (2.13)). En combinant ces deux équations avec l'équation (4.5), le modèle direct des données s'écrit :

$$\mathbf{y} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} + \mathbf{e}, \quad (4.7)$$

où \mathbf{y} représente le vecteur des visibilité complexes mesurées, \mathbf{e} le vecteur des erreurs et $\mathbf{A} = \mathbf{G} \cdot \mathbf{T}$ un opérateur linéaire, avec \mathbf{G} une matrice diagonale dont les coefficients sont égaux à $g_{j_1,m}^* g_{j_2,m}$ si la fréquence spatiale correspondante est mesurée et 0 sinon.

En appliquant simplement la pseudo-inverse⁸ \mathbf{T}^+ de \mathbf{T} aux données, l'image obtenue, appelée *dirty image*, n'est pas satisfaisante (cf. figure 4.1 en bas à droite). En effet, elle consiste à prendre la TF inverse des visibilité complexes mesurées en mettant à zéro celles non mesurées. Or, ce n'est pas parce qu'une fréquence spatiale n'a pas été mesurée qu'elle vaut zéro ; une solution plus acceptable serait d'interpoler ces fréquences non mesurées. La *dirty image* est en fait la convolution⁹ de l'image par le *dirty beam*, la TF du plan (u, v) et donc l'équivalent de la PSF¹⁰ (cf. figure 4.1 en bas à gauche). La reconstruction d'images de données interférométriques peut donc être vue comme un problème d'interpolation entre les fréquences spatiales manquantes ou encore comme un problème de déconvolution¹¹ de la *dirty image* par le *dirty beam*.

8. La notion de pseudo-inverse généralise celle d'inverse d'une matrice au cas singulier.

9. L'image d'un objet est le produit de convolution entre l'objet réel et la fonction de transfert du système. Lorsque toutes les quantités sont connues, il suffit de déconvoluer l'image par la fonction de transfert afin de retrouver la distribution d'intensité de l'objet. Dans notre cas, en se plaçant dans l'espace des fréquences spatiales, G_m joue le rôle de fonction de transfert qui multiplie fréquence à fréquence la TF de l'image recherchée.

10. La fonction d'étalement du point (PSF pour Point Spread Function) est la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle.

11. La déconvolution est l'opération inverse de la convolution.

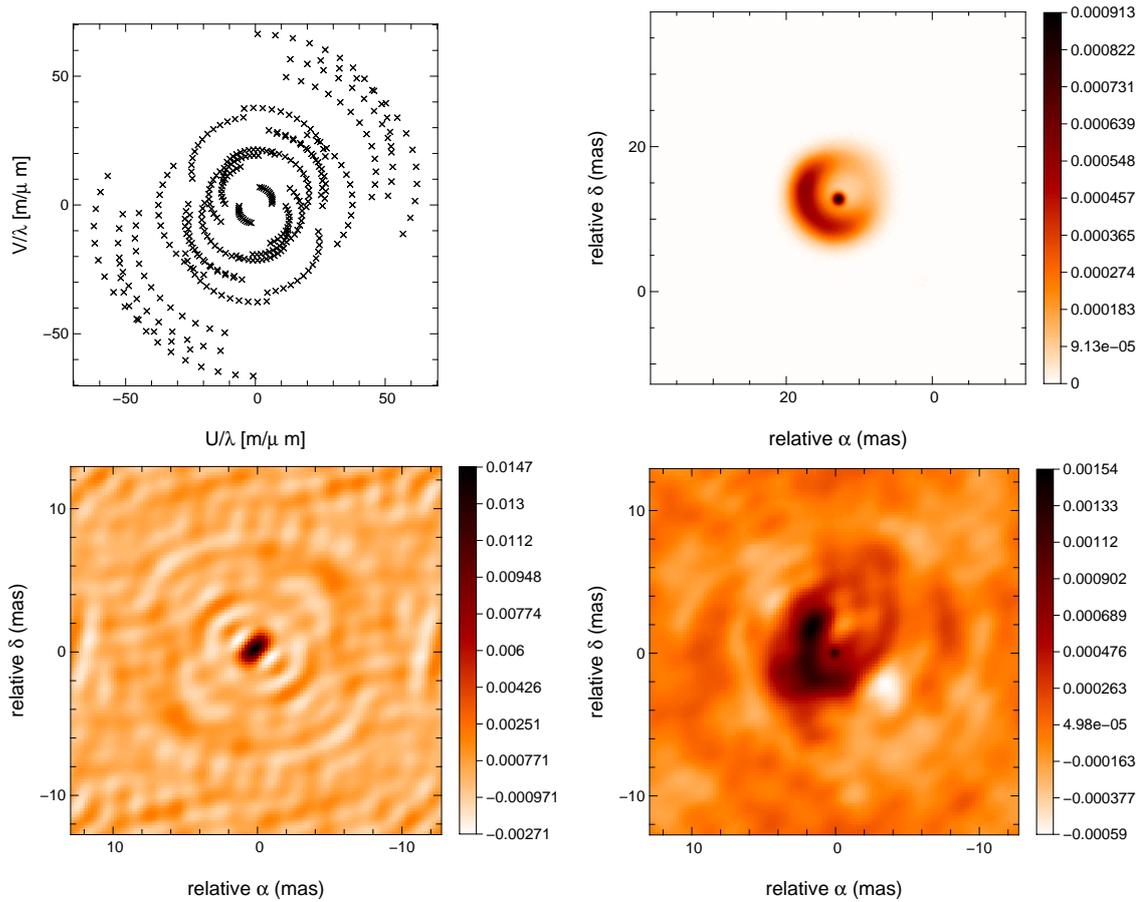


FIGURE 4.1: De gauche à droite et de haut en bas : le plan (u, v) , l'image réelle de l'objet, le dirty beam du plan (u, v) illustré et la dirty image reconstruite à partir de l'image réelle avec le plan (u, v) donné.

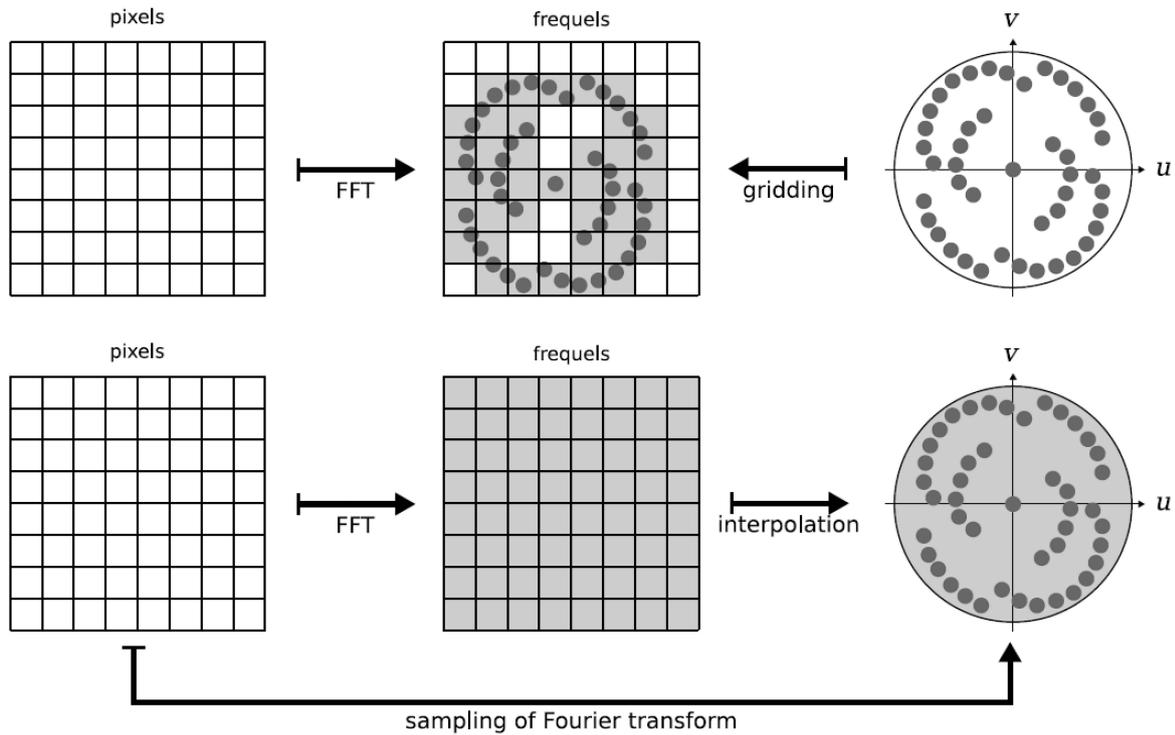


FIGURE 4.2: Ré-échantillonnage des données (en haut) et interpolation de Fourier (en bas) (Thiébaud 2008). Le frequel est l'équivalent du pixel en termes de fréquences spatiales.

La TF utilisée dans les équations ci-dessus est une TF exacte. Elle peut également être approximée par une TF discrète rapide (FFT). Dans ce cas, les fréquences spatiales discrètes ne coïncident plus forcément avec celles mesurées et il faut les interpoler. L'interpolation étant une opération linéaire et, à condition d'adapter l'expression des coefficients de \mathbf{T} , le modèle linéaire de la visibilité complexe échantillonnée donnée par l'équation (4.5) reste toutefois valable.

Dans le cas de la radio interférométrie, une technique différente est utilisée, le *gridding* ou *ré-échantillonnage* (Sramek & Schwab 1989), qui consiste à interpoler les données, et non pas le modèle, sur la grille de fréquences discrètes (cf. figure 4.2). L'avantage est d'accélérer le processus lorsque le nombre de données est important. Les inconvénients de la technique sont, premièrement, qu'elle modifie la statistique de mesures et notamment les corrélations entre celles-ci, et, deuxièmement, qu'elle n'est pas applicable à des estimateurs non linéaires comme le spectre de puissance ou le bispectre. Cette technique n'est donc pas applicable en interférométrie infrarouge.

D'un point de vue pratique, la taille du champ de vue synthétique et la résolution de l'image doivent être choisies prudemment à partir de l'extension de l'objet observé et de la résolution de l'interféromètre (cf. Lannes et al. 1997, par exemple). Pour éviter de sous-échantillonner le signal et donc de le dégrader suite à une approximation trop grossière, le pas d'échantillonnage $\delta\theta$ doit être suffisamment petit, c.-à-d. inférieur au critère de Shannon, limite dépendant de la

base maximale :

$$\delta\theta \leq \frac{\lambda}{2B_{\max}}, \quad (4.8)$$

où B_{\max} est la longueur de la base interférométrique projetée maximale. Pour éviter le repliement du champ (dans le cas de la FFT) et la troncature de l'image, le champ de vue doit être choisi suffisamment large, typiquement 2 à 4 fois plus large que l'objet lui-même.

4.3 Approche inverse

Le but de la reconstruction d'images est de retrouver numériquement une approximation de la vraie distribution d'intensité de l'objet étant donné les mesures interférométriques. Pour tenir compte des données, la TF de l'image recherchée doit ajuster les visibilités mesurées. Cependant, suite à la faible couverture du plan (u, v) , la reconstruction d'images est un problème mal posé vu qu'il y a plus d'inconnues, c.-à-d. les pixels de l'image, que de données. Les données seules sont donc insuffisantes pour déterminer une solution stable et unique. Des contraintes additionnelles, dites *de régularisation*, doivent donc être ajoutées au problème pour outrepasser cette difficulté.

La reconstruction d'images peut être envisagée comme la résolution d'un problème inverse (Tarantola 2005; Thiébaud 2005). Comme décrit à la section 4.1, elle tente de minimiser un χ^2 modifié :

$$\mathbf{x}^+ = \arg \min_x \left[f_{\text{data}}(\mathbf{x}) + \mu f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) \right], \quad (4.9)$$

où la notation " $\dots = \arg \min_x \dots$ " signifie que le membre de gauche de l'équation est égal à la valeur de \mathbf{x} qui minimise le membre de droite. Il faut donc minimiser un critère, appelé *fonction de pénalisation* $f(\mathbf{x})$, qui est la somme de deux termes :

1. Le terme de *vraisemblance* f_{data} qui mesure une distance entre l'image et les données.
2. Le terme de *régularisation* f_{prior} qui mesure une distance entre l'image et les contraintes supplémentaires, basées sur des connaissances a priori générales de l'objet (positivité du flux, contour, etc.).

Quant au scalaire $\mu > 0$, appelé hyperparamètre, il sert à ajuster le rapport de poids entre les deux termes : plus μ est petit, plus le poids est mis sur l'accord avec les données ; plus μ est grand, plus le poids est mis sur l'accord avec les régularisations. Il existe bien sûr un ajustement optimal de l'hyperparamètre μ .

Nous allons maintenant définir les deux termes apparaissant dans la fonction de pénalisation $f(\mathbf{x})$.

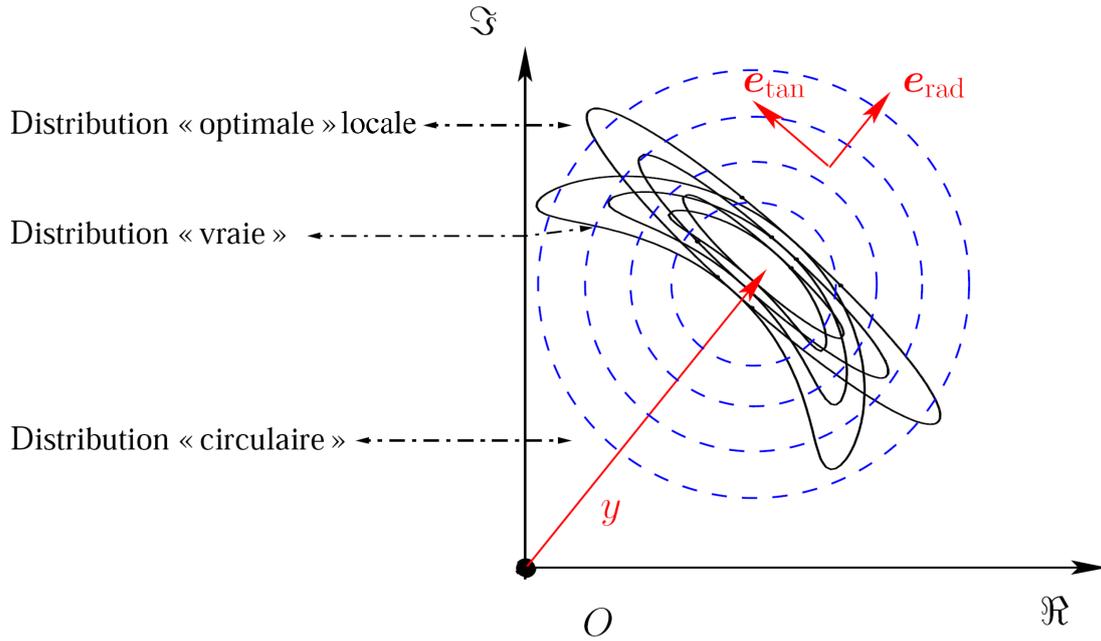


FIGURE 4.3: Représentation graphique du terme de vraisemblance f_{data} dans un système complexe (Meimon 2005). En trait plein : isocontours de f_{data} pour des données complexes dont l'amplitude et la phase sont indépendantes (distribution vraie) et isocontours de l'approximation quadratique locale (distribution optimale locale, Meimon et al. 2005). En tirets bleu : distribution circulaire de Goodman (1985).

4.3.1 Le terme de vraisemblance f_{data}

4.3.1.1 Visibilités complexes

Le terme de vraisemblance se définit suivant la statistique du bruit. Dans le cas d'une statistique gaussienne, il est équivalent à un χ^2 :

$$f_{\text{data}}(\mathbf{x}) = \sum_m w_m |y - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{x})_m|^2. \quad (4.10)$$

Dans le cas de l'approximation de Goodman (1985), couramment employée en interférométrie radio, les poids sont donnés par :

$$w_m = \text{Var}(\text{Re}(y_m))^{-1} = \text{Var}(\text{Im}(y_m))^{-1}. \quad (4.11)$$

Les données réelles peuvent cependant avoir une statistique différente. Par exemple, le format d'échange des données interférométriques en infrarouge (Pauls et al. 2005), appelé *OIFITS*, suppose que les visibilités complexes sont sous forme polaire et que l'amplitude et la phase sont indépendantes. Dans ce cas, le terme de vraisemblance forme un profil non convexe (c.-à-d. qui ne possède pas qu'un seul minimum) dans le plan complexe (cf. figure 4.3 : Distribution "vraie"). Si on suppose une statistique de Goodman (1985) pour le rendre convexe, l'approximation a une forme circulaire et est loin du critère réel (cf. figure 4.3 en tirets bleu :

Distribution "circulaire"). Pour améliorer cette approximation, Meimon et al. (2005) proposent une approximation quadratique convexe locale (cf. figure 4.3 : Distribution "optimale" locale) :

$$f_{\text{data}}(\mathbf{x}) = \sum_m \left\{ \left(\frac{r_{//,m}(\mathbf{x})}{\sigma_{//,m}} \right)^2 + \left(\frac{r_{\perp,m}(\mathbf{x})}{\sigma_{\perp,m}} \right)^2 \right\}, \quad (4.12)$$

où $r_m(\mathbf{x}) = y_m - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{x})_m$ est le résidu complexe et $r_{//,m}(\mathbf{x})$ et $r_{\perp,m}(\mathbf{x})$ les deux composantes du résidu complexe respectivement aligné et orthogonal à la visibilité complexe mesurée :

$$r_{//,m}(\mathbf{x}) = \text{Re} \left(r_m(\mathbf{x}) e^{-i\varphi_m} \right) = \varrho_m - \text{Re} \left((\mathbf{A} \cdot \mathbf{x})_m e^{-i\varphi_m} \right) \quad (4.13)$$

$$r_{\perp,m}(\mathbf{x}) = \text{Im} \left(r_m(\mathbf{x}) e^{-i\varphi_m} \right) = -\text{Im} \left((\mathbf{A} \cdot \mathbf{x})_m e^{-i\varphi_m} \right), \quad (4.14)$$

où ϱ_m et φ_m sont l'amplitude et la phase de la visibilité complexe mesurée $y_m = \varrho_m e^{i\varphi_m}$. Étant donné les barres d'erreur $\sigma_{\varrho,m}$ et $\sigma_{\varphi,m}$ de l'amplitude et de la phase de la visibilité complexe, les écart-types des composantes du résidu complexe sont (Pauls et al. 2005) :

$$\sigma_{//,m} = \sigma_{\varrho,m} \quad (4.15)$$

$$\sigma_{\perp,m} = \varrho_m \sigma_{\varphi,m}. \quad (4.16)$$

L'approximation de Goodman est retrouvée lorsque $\text{Var}(\sigma_{//,m}) = \text{Var}(\sigma_{\perp,m})$ donc lorsque

$$\text{Var}(\varrho_m) = \varrho_m^2 \text{Var}(\varphi_m). \quad (4.17)$$

4.3.1.2 Visibilités carrées et phases de clôture

Lorsque les mesures ne sont plus des visibilités complexes mais des visibilités carrées et des phases de clôture, le terme de vraisemblance f_{data} n'est plus convexe par rapport aux paramètres \mathbf{x} , même si une approximation gaussienne des erreurs est utilisée. Le modèle direct des données est maintenant non-linéaire et des expressions spécifiques de f_{data} doivent être codées.

Le spectre de puissance, le bispectre et la phase de clôture ont des statistiques non gaussiennes : le spectre de puissance est une quantité positive, la phase de clôture est comprise dans le domaine $(-\pi, +\pi]$, etc. Néanmoins, la plupart des algorithmes utilisent une expression quadratique de f_{data} qui implique une statistique gaussienne dans le cadre bayésien¹². Sous cette hypothèse, le terme de vraisemblance f_{data} du spectre de puissance s'écrit :

$$f_{\text{data}}^{\text{ps}}(\mathbf{x}) = \sum_{m, j_1 < j_2} \frac{\left(S_{j_1, m, j_2, m}^{\text{data}} - S_{j_1, m, j_2, m}^{\text{model}}(\mathbf{x}) \right)^2}{\text{Var} \left(S_{j_1, m, j_2, m}^{\text{data}} \right)}, \quad (4.18)$$

avec $S_{j_1, m, j_2, m}^{\text{model}}(\mathbf{x}) = |\hat{I}(\mathbf{v}_{j_1, m, j_2, m})|^2$ le modèle du spectre de puissance.

Pour le terme de vraisemblance par rapport au bispectre, il y a une difficulté supplémentaire dans le fait de manipuler des quantités complexes. En se basant sur l'approximation de Goodman (1985), on obtient :

$$f_{\text{data}}^{\text{bisp}}(\mathbf{x}) = \sum_{m, j_1 < j_2 < j_3} w_{j_1, m, j_2, m, j_3, m}^{\text{bisp}} \left| B_{j_1, m, j_2, m, j_3, m}^{\text{data}} - B_{j_1, m, j_2, m, j_3, m}^{\text{model}}(\mathbf{x}) \right|^2, \quad (4.19)$$

12. Le terme "bayésien" qualifie des méthodes d'inférences statistiques fondées sur une évaluation des probabilités des hypothèses.

avec $B_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{model}}(\mathbf{x}) = \hat{I}(\mathbf{v}_{j_1,m,j_2,m})\hat{I}(\mathbf{v}_{j_2,m,j_3,m})\hat{I}(\mathbf{v}_{j_3,m,j_1,m})$ le modèle du bispectre et où les poids $w_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{bisp}}$ sont dérivés de la variance du bispectre.

Pour tenir compte du repliement de phase, Haniff (1991) propose de définir la pénalité par rapport à la CP comme suit :

$$f_{\text{data}}^{\text{cp}}(\mathbf{x}) = \sum_{m,j_1 < j_2 < j_3} \frac{\text{arc}^2\left(\beta_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{data}} - \beta_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{model}}(\mathbf{x})\right)}{\text{Var}\left(\beta_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{data}}\right)}, \quad (4.20)$$

avec $\beta_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{model}} = \varphi(\mathbf{v}_{j_1,m,j_2,m}) + \varphi(\mathbf{v}_{j_2,m,j_3,m}) + \varphi(\mathbf{v}_{j_3,m,j_1,m})$ le modèle de la CP et où la fonction $\text{arc}()$ replie la phase pour qu'elle soit comprise entre $-\pi$ et π . Cependant, cette expression n'est pas continuellement différentiable par rapport à \mathbf{x} . Pour contourner la difficulté, on utilise les phaseurs complexes (Thiébaud 2008) :

$$f_{\text{data}}^{\text{cp}}(\mathbf{x}) = \sum_{m,j_1 < j_2 < j_3} \frac{|e^{j\beta_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{data}}} - e^{j\beta_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{model}}(\mathbf{x})}|^2}{\text{Var}\left(\beta_{j_1,m,j_2,m,j_3,m}^{\text{data}}\right)}, \quad (4.21)$$

qui est équivalent à l'équation précédente dans la limite des petites erreurs des CP.

De plus, les mesures sont généralement supposées indépendantes, rendant le terme de vraisemblance séparable : le terme de vraisemblance total est égal à la somme des termes de vraisemblance des données utilisées.

4.3.2 Le terme de régularisation f_{prior}

Le terme de régularisation permet de choisir parmi toutes les solutions compatibles avec les données celle la plus proche d'un certain a priori. Comme expliqué à la section 4.2, la mise à zéro des fréquences spatiales non mesurées reconstruit une image non satisfaisante appelée dirty image. Afin de converger vers une solution plus acceptable, une bonne régularisation doit interpoler entre les fréquences spatiales de façon continue et lisse afin de combler les trous dans le plan (u, v) .

Il existe plusieurs termes de régularisation. Les principales, celles dont j'ai eu l'occasion d'utiliser dans ma thèse, sont décrites ci-après.

4.3.2.1 Positivité et normalisation de la solution

Dans le cadre de l'astronomie, le flux négatif dans une image n'a aucun sens. C'est pourquoi la contrainte de positivité est généralement imposée. De plus, la normalisation de la solution est imposée par le format des données interférométriques. On obtient donc le problème d'optimisation suivant :

$$\mathbf{x}^+ = \arg \min_{\mathbf{x}} f(\mathbf{x}) \quad \text{soumis aux contraintes} \quad \mathbf{x} \geq 0 \text{ et } \sum_n \mathbf{x}_n = 1, \quad (4.22)$$

avec

$$f(\mathbf{x}) = f_{\text{data}}(\mathbf{x}) + \mu f_{\text{prior}}(\mathbf{x}). \quad (4.23)$$

Ces contraintes sont imposées directement dans l'optimiseur de l'algorithme. Par exemple, la positivité peut être imposée en forçant à zéro tous les pixels négatifs à chaque itération de l'algorithme. En ce qui concerne la normalisation, le terme de régularisation ne doit dépendre que de la forme de l'image et non de sa normalisation particulière. Il est possible d'écrire le terme de vraisemblance afin qu'il en soit indépendant également (cf. Thiébaud 2002, pour plus de détails).

4.3.2.2 Lissage

La régularisation de lissage favorise une image lisse qui permet d'éviter de prendre en compte les hautes fréquences spatiales non mesurées. Elle est implantée comme suit :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \|\mathbf{x} - \mathbf{S} \cdot \mathbf{x}\|^2, \quad (4.24)$$

où \mathbf{S} est un opérateur de lissage, qui lisse l'image par une simple convolution à 3 éléments¹³. Plus l'image est lisse, plus la différence entre l'image et une version lissée d'elle-même est petite. Vu que le but est de minimiser le terme de régularisation, celui-ci tente de lisser l'image. Une représentation visuelle de cette régularisation est présentée à la figure 4.4 (2^{ème} ligne), pour 3 objets différents, et montre sur quelles parties de l'image la régularisation a tendance à agir. On constate bien que plus l'objet est lisse, moins il y a de régularisation.

4.3.2.3 Compacité

La contrainte de compacité (Le Besnerais et al. 2008) favorise des images compactes et donc un lissage dans le plan de Fourier :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \sum_n w_n^{\text{prior}} \mathbf{x}_n^2, \quad (4.25)$$

où les poids $w_n^{\text{prior}} > 0$ augmentent avec la distance au centre de l'image. Donc, plus l'image contient des pixels loin du centre, plus le terme de régularisation est élevé et ce d'autant plus que la valeur du pixel éloigné est élevée (cf. figure 4.4, 3^{ème} ligne, pour une représentation visuelle). Cette régularisation favorise donc une image compacte et centrée.

4.3.2.4 Variation Totale

Définie par Rudin et al. (1992) et étudiée par Strong & Chan (2003), elle tente de minimiser le gradient total de l'image :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \sum_{n_1, n_2} \sqrt{\|\nabla x_{n_1, n_2}\|^2 + \epsilon^2}, \quad (4.26)$$

où

$$\|\nabla x_{n_1, n_2}\|^2 = (x_{n_1+1, n_2} - x_{n_1, n_2})^2 + (x_{n_1, n_2+1} - x_{n_1, n_2})^2$$

13. A une dimension, $S(x)(i) = \frac{1}{2}x(i) + \frac{1}{4}[x(i-1) + x(i+1)]$, excepté au bord où $S(x)(1) = \frac{3}{4}x(1) + \frac{1}{4}x(2)$ et $S(x)(n) = \frac{3}{4}x(n) + \frac{1}{4}x(n-1)$.

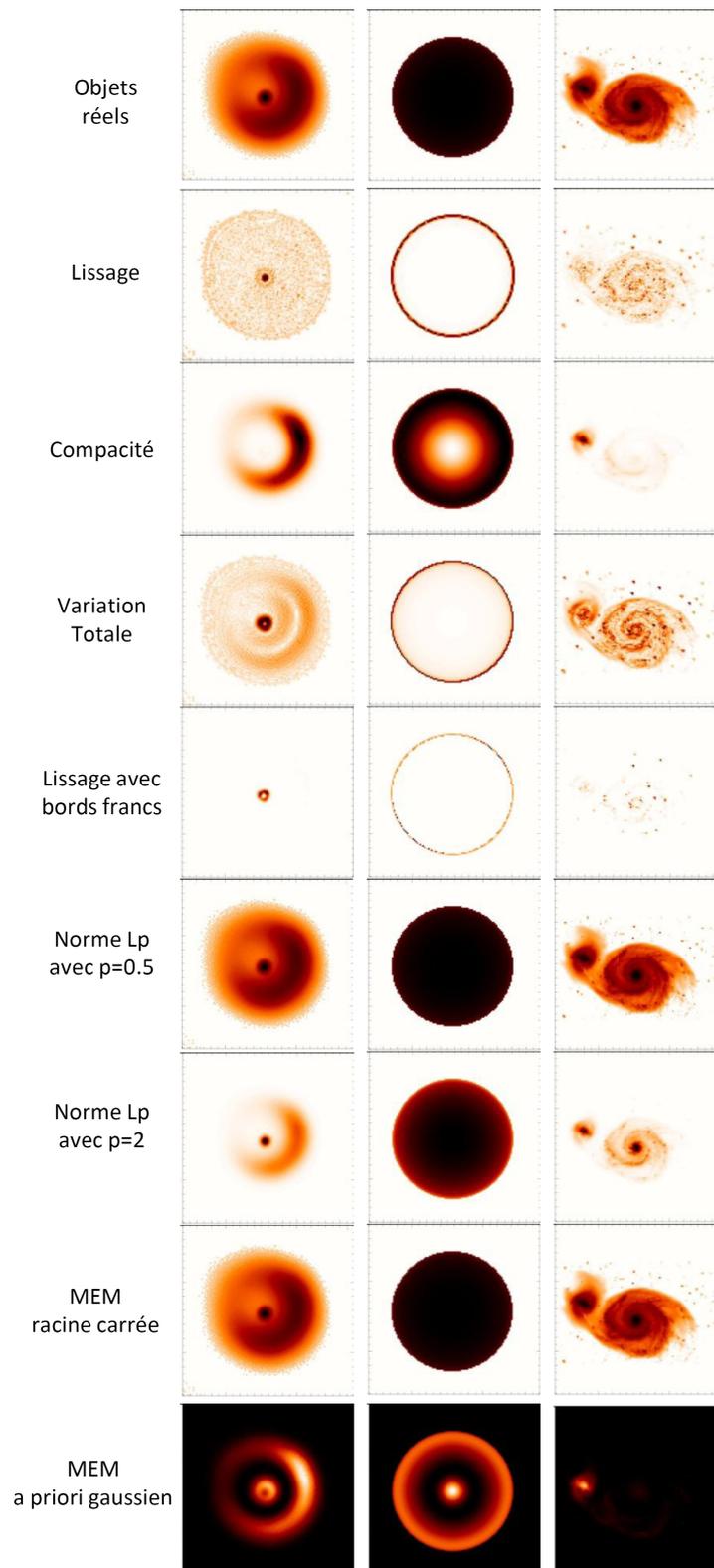


FIGURE 4.4: Illustration des termes de régularisation sous forme d'images, c.-à-d. pour les équations détaillées à la section 4.3.2 mais sans faire la somme sur les pixels. Ils sont illustrés pour 3 objets différents, présentés à la première ligne : un modèle de l'objet jeune LkH α (à gauche) qui montre un pic d'intensité et une enveloppe plutôt lisse, une étoile avec assombrissement centre bord (au milieu) qui a un centre très lisse et des bords francs, et l'image d'une galaxie (à droite) qui présente des structures lisses (le gaz) et ponctuelles (les étoiles).

est la magnitude au carré du gradient spatial de l'image, $\epsilon > 0$ est un petit nombre servant de seuil afin d'éviter la discontinuité en zéro et $(n_1, n_2) \sim n$ sont les indices du $n^{\text{ième}}$ pixel dans les deux dimensions. Dans l'image, cette régularisation favorise des zones uniformes avec des changements d'intensité brusques et locaux. A la figure 4.4, 4^{ème} ligne, on constate bien que les parties que la régularisation tente de minimiser sont celles qui possèdent un gradient non nul.

4.3.2.5 Lissage avec conservation de bord franc

Cette régularisation a été proposée à l'origine par Green (1990) et s'écrit comme suit :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \tau^2 \sum_{n_1, n_2} \psi(\|\Delta x_{n_1, n_2}\|/\tau), \quad (4.27)$$

où $\psi(z) = z - \log(1 + z)$ est une norme ℓ_2 - ℓ_1 et $\tau > 0$ un niveau de seuil. Lorsque l'opérateur laplacien est bien plus petit que le seuil : $\tau^2 \psi(\|\Delta x_{n_1, n_2}\|/\tau) \approx 1/2 \|\Delta x_{n_1, n_2}\|^2$; tandis que lorsque l'opérateur laplacien est plus grand que le niveau de seuil : $\tau^2 \psi(\|\Delta x_{n_1, n_2}\|/\tau) \approx \tau \|\Delta x_{n_1, n_2}\|$. Cette régularisation tente donc de lisser fortement les endroits à faible gradient et faiblement ceux à fort gradient (Charbonnier et al. 1997; Mugnier et al. 2001, 2004). Elle est donc très utile pour un objet étendu avec des bords francs (cf. figure 4.4, 5^{ème} ligne, où l'étoile avec assombrissement centre bord est moins pénalisée par cette régularisation que par celle de variation totale qui tente de lisser plus fortement ses bords francs). La régularisation de variation totale (cf. équation (4.26)) est une régularisation du même type dès lors que ϵ n'est plus négligeable.

4.3.2.6 Norme ℓ_p

La régularisation de norme ℓ_p est définie comme suit :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \left[\sum_n |x_n|^p \right]^{1/p} \approx \left[\sum_n (x_n^2 + \epsilon^2)^{p/2} \right]^{1/p}, \quad (4.28)$$

où $\epsilon > 0$ est une petite valeur introduite pour éviter la singularité en zéro lorsque $p \leq 1$. Si on compare les valeurs de ce f_{prior} pour deux cas extrêmes, c.-à-d. lorsque le flux est réparti uniformément sur les pixels et lorsque le flux est contenu dans un seul pixel, on constate que la régularisation a un comportement différent suivant la valeur de p :

- lorsque $p < 1$, le cas favorisé est celui où le flux est contenu dans un seul pixel. La régularisation de norme ℓ_p lorsque $p < 1$ favorise donc une image parcimonieuse. Elle est par conséquent principalement intéressante pour des images constituées de points sources ou d'objets compacts (cf. figure 4.4, 6^{ème} ligne, où tous les pixels avec du flux contribuent au terme de régularisation).
- Lorsque $p > 1$, le cas favorisé est celui où le flux est réparti uniformément. La régularisation de norme ℓ_p pour $p > 1$ produit donc une image lisse car elle tente de réduire la variance des pixels (cf. figure 4.4, 7^{ème} ligne, où ce sont les parties de l'image avec fort gradient qui comptent dans la régularisation).
- Lorsque $p = 1$, les deux cas sont équivalents.

4.3.2.7 Régularisation entropique (MEM)

La régularisation entropique (Gull & Skilling 1984; Narayan & Nityananda 1986) tente d'obtenir une image avec un minimum d'information compatible avec les données. Le critère de régularisation s'écrit :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = - \sum_n h(x_n; x_n^{\text{prior}}), \quad (4.29)$$

où n représente les pixels et où l'entropie $\sum_n h$ mesure le contenu en information de l'image \mathbf{x} . Différentes expressions peuvent être utilisées pour l'entropie de l'image, telles que :

$$h(x; x^{\text{prior}}) = \sqrt{x}; \quad (4.30)$$

$$h(x; x^{\text{prior}}) = \log(x); \quad (4.31)$$

$$h(x; x^{\text{prior}}) = x - x^{\text{prior}} - x \log(x/x^{\text{prior}}). \quad (4.32)$$

où x^{prior} est une image choisie a priori et correspond à celle qui serait retrouvée en l'absence de données. Dans les deux premiers cas, la fonction de régularisation est minimale lorsque tous les pixels de l'image sont à zéro. Elle tente donc de reconstruire une image dont le flux se répartit sur un minimum de pixels (cf. figure 4.4, 8^{ème} ligne, où tous les pixels avec du flux contribuent au terme de régularisation). Dans le troisième cas, plus l'image sera proche de x^{prior} , plus le terme de régularisation sera petit (cf. figure 4.4, 9^{ème} ligne, où x^{prior} est une gaussienne ; plus l'image s'éloigne de x^{prior} , plus elle a une régularisation élevée).

En résumé, la solution est un compromis entre l'exigence de fidélité aux données et celle aux contraintes a priori sur l'objet. Mais il reste plusieurs questions en suspend :

- Quelles sont les termes de régularisation adéquats ? En effet, comme illustré à la figure 4.5, l'image reconstruite peut être assez différente suivant le terme de régularisation utilisé.
- Quelle valeur doit prendre l'hyperparamètre μ qui règle la balance entre le terme de vraisemblance et celui de régularisation ? Son influence sur l'image est illustrée sur un exemple à la figure 4.6.
- Quelle quantité et quelle qualité de données sont nécessaires pour reconstruire une image acceptable ?

Pour répondre à ces différentes questions, des tests systématiques sur un algorithme de reconstruction d'images ont été réalisés et sont exposés en détail dans le chapitre suivant.

Avant de passer à cette partie de la thèse, les différents algorithmes dédiés à la reconstruction d'images sont exposés ci-après.

4.4 Algorithmes de reconstruction d'images

Maintenant que le problème général de la reconstruction d'images a été défini, nous passons à la description des différentes méthodes employées pour le résoudre.

La reconstruction d'images s'est d'abord développée dans le domaine radio et voilà maintenant plus de 30 ans que les données interférométriques en radio sont analysées par cette technique. Dans le domaine infrarouge, la technique de reconstruction d'images n'en est qu'à ses

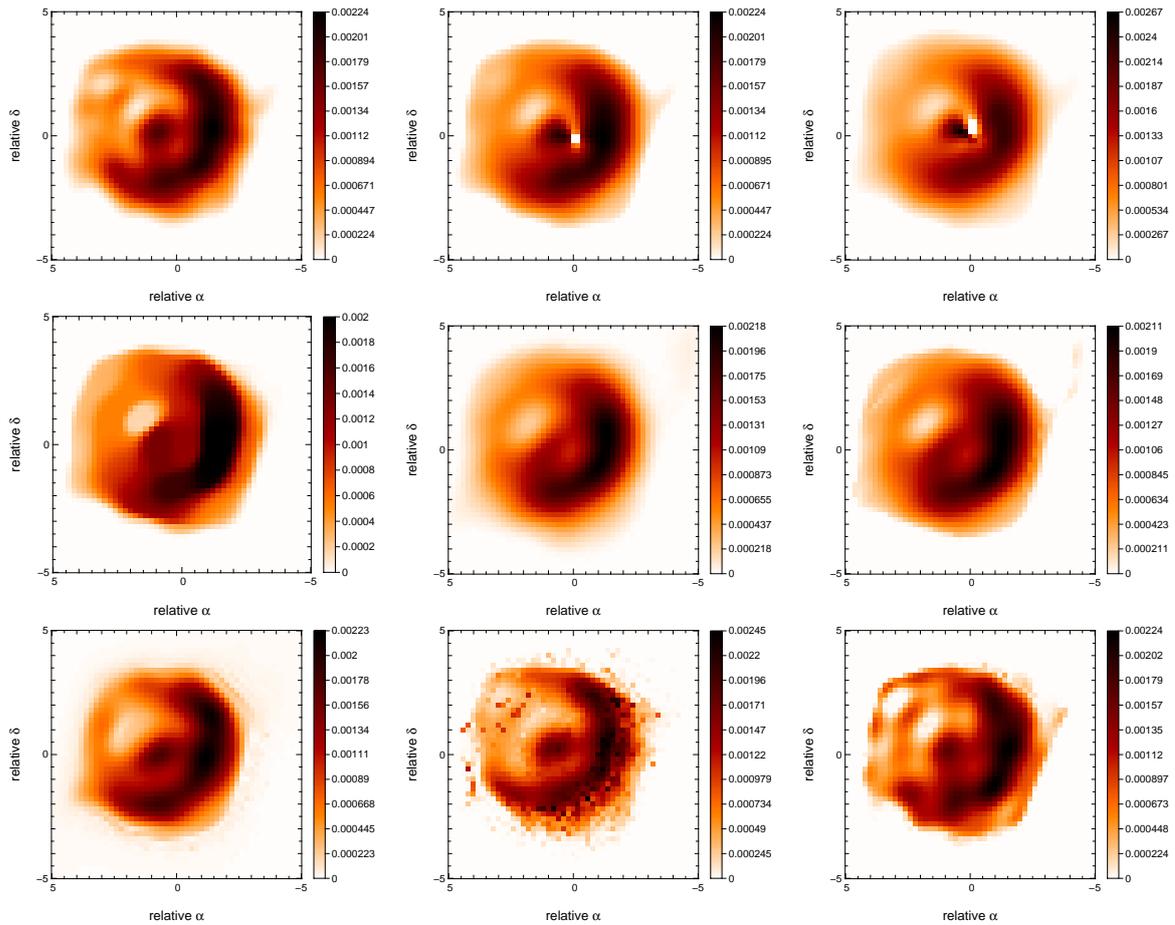


FIGURE 4.5: Reconstruction d'images effectuées avec l'algorithme MiRA en utilisant différentes régularisations. De gauche à droite et de haut en bas : lissage, compacité avec poids en θ^2 , compacité avec poids en θ^3 , variation totale, norme ℓ_p avec $p = 1.5$, norme ℓ_p avec $p = 2$, MEM avec entropie en racine carrée (cf. équation (4.30)), MEM logarithmique (cf. équation (4.31)), MEM logarithmique avec a priori gaussien (cf. équation (4.32)).

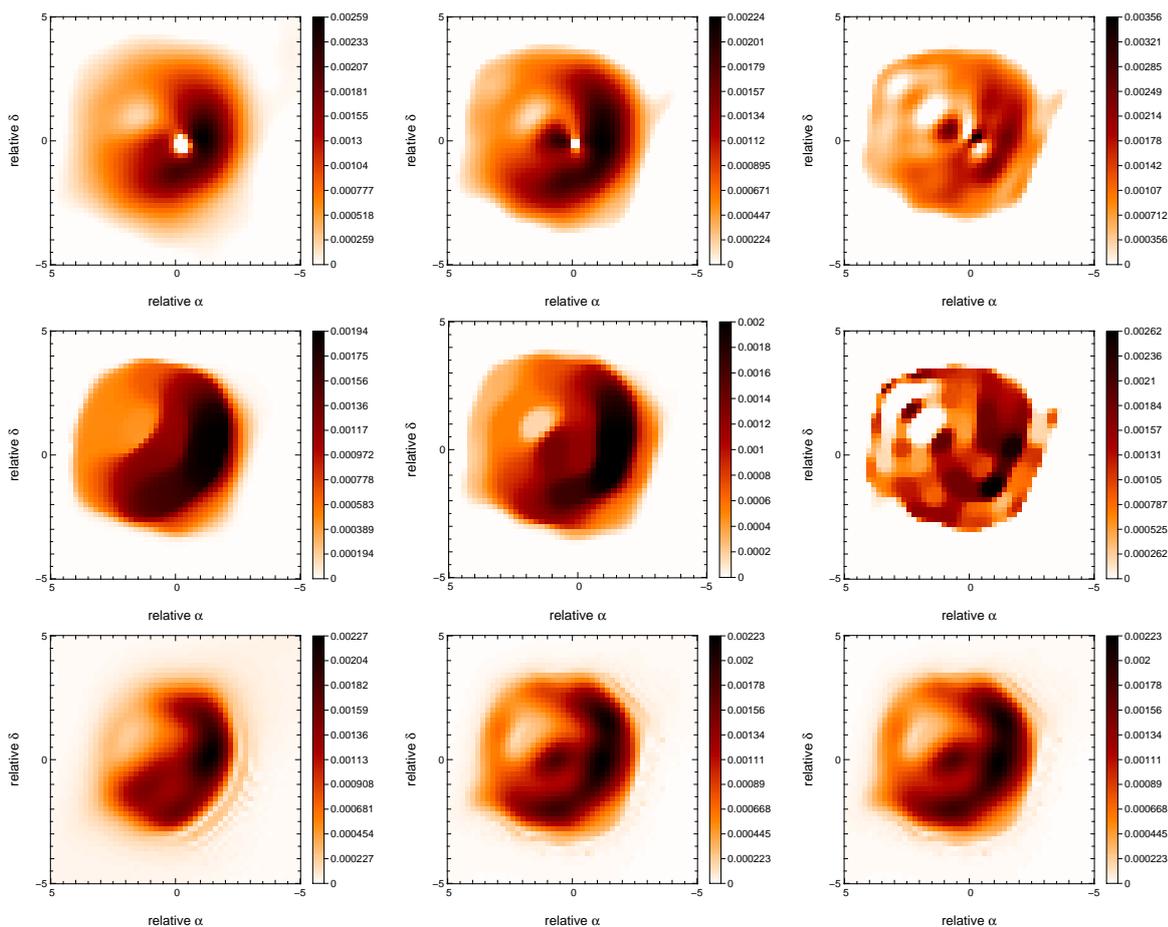


FIGURE 4.6: Reconstruction d'images effectuées avec l'algorithme MiRA pour différents hyperparamètres μ . Chaque ligne correspond à une régularisation (de haut en bas : compacité avec poids en θ^2 , variation totale, MEM avec entropie en racine carrée) et la valeur de μ diminue de gauche à droite.

débuts car elle possède des spécificités et des difficultés supplémentaires. Par conséquent, les méthodes de reconstruction développées en radio-astronomie ne sont pas applicables directement.

4.4.1 Interférométrie radio

Dans le chapitre 2, on a vu que lorsque les observations sont effectuées à grande longueur d'onde (domaine radio), la variation de la phase durant chaque temps de pose est petite, σ_ϕ^2 est donc petit et $G_m \simeq g_{j_1,m}^* g_{j_2,m} \neq 0$. Dans ce cas, si les gains peuvent être estimés par un moyen d'étalonnage, seule la distribution d'intensité de l'objet est inconnue et la reconstruction d'images se rapporte à une déconvolution. Si les gains ne peuvent être calibrés, la méthode dite d'*auto-étalonnage* permet d'estimer simultanément la distribution d'intensité de l'objet et la fonction de transfert.

4.4.1.1 CLEAN

Dans le cadre de l'algorithme CLEAN, le but est de reconstruire une image avec un nombre limité de pixels significatifs. Idéalement, il s'agit donc de rechercher l'image de moindre norme ℓ_0 ¹⁴, compatible avec les données :

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{x}) = \|\mathbf{x}\|_0. \quad (4.33)$$

Cependant, le nombre de paramètres est très important et une minimisation globale est trop difficile à résoudre directement. CLEAN (Fomalont 1973; Högbom 1974) emploie donc une stratégie dite de *matching pursuit* (Mallat & Zhang 1993) pour trouver ce genre de solution.

La méthode employée est une méthode itérative :

1. recherche du point source le plus brillant expliquant au mieux les données via la dirty image ;
2. ajout de la composante trouvée au point 1 dans l'image du modèle, avec une fraction de l'intensité totale ;
3. soustraire à la dirty image la fraction de composante trouvée au point 2, multipliée par le dirty beam ; retour au point 1.

La procédure est répétée pour la nouvelle dirty image résiduelle et s'arrête lorsque le niveau du résidu est inférieur à un certain seuil du niveau de bruit. L'image du modèle est ensuite ajustée à la résolution des mesures, c.-à-d. l'extension du plan (u, v) . Cette ajustement se fait par convolution d'une PSF, appelée *clean beam*, de forme généralement gaussienne. Quand la plupart des points sources sont supprimés, l'image résiduelle est essentiellement due à des sources étendues qui sont suffisamment lisses pour ne pas être influencées par la convolution par le clean beam. Cette image résiduelle est donc ajoutée à l'image précédente pour produire l'image finale, constituée de sources compactes (convoluées par le clean beam) et de composantes étendues lisses.

14. La norme ℓ_0 est le nombre d'éléments de l'image différent de zéro

L'algorithme CLEAN fonctionne généralement bien pour des sources ponctuelles et étendues et reste la méthode favorite en interférométrie radio.

4.4.1.2 Autres méthodes dans le domaine radio

- CLEAN multi-résolution (Wakker & Schwarz 1988) qui reconstruit des images à différentes échelles spatiales ;
- WIPE (Lannes et al. 1997) qui réalise un ajustement régularisé des données interférométriques sous contraintes de positivité et de support ;
- Méthode bi-modèle (Giovannelli & Coulais 2005) qui reconstruit une image faite de deux composantes : des points et des sources étendues.

4.4.1.3 Méthode d'auto-étalonnage

Lorsque la fonction de transfert $G_{j_1, j_2, m} \neq 0$ n'est pas connue, le problème consiste à déterminer les paramètres \mathbf{x} de l'image mais également les gains \mathbf{g} des télescopes.

Comme il n'existe aucune corrélation entre ces gains et l'objet observé, le problème inverse à résoudre peut s'écrire comme suit :

$$(\mathbf{x}, \mathbf{g}) = \arg \min_{\mathbf{x} \in \mathcal{X}, \mathbf{g}} \left\{ f_{\text{data}}(\mathbf{x}, \mathbf{g}) + \mu_{\text{img}} f_{\text{prior}}^{\text{img}}(\mathbf{x}) + \mu_{\text{gain}} f_{\text{prior}}^{\text{gain}}(\mathbf{g}) \right\}, \quad (4.34)$$

avec $\mu_{\text{img}} f_{\text{prior}}^{\text{img}}(\mathbf{x})$ et $\mu_{\text{gain}} f_{\text{prior}}^{\text{gain}}(\mathbf{g})$ les termes de régularisation pour les paramètres de l'image et les gains complexes respectivement. Le terme de régularisation pour le gain peut être déterminé par la statistique a priori de la turbulence. En principe, une optimisation globale est nécessaire pour minimiser le critère non convexe de l'équation (4.34). Une stratégie simple, basée sur la minimisation alternée par rapport à \mathbf{x} et puis par rapport à \mathbf{g} , est cependant possible. Cette méthode s'appelle l'*auto-étalonnage* car elle utilise l'estimation courante de l'image comme source de référence pour calibrer les gains. Cette méthode a été proposée initialement par Readhead & Wilkinson (1978) et a été améliorée par Cotton (1979).

L'algorithme commence avec une image de départ $\mathbf{x}^{[0]}$ et répète jusqu'à convergence les étapes suivantes (qui commencent avec $n = 1$ et incrémente le n à chaque itération) :

1. Étape d'auto-étalonnage : étant donné l'image $\mathbf{x}^{[n-1]}$, trouver le meilleur gain complexe $\mathbf{g}^{[n]}$ en résolvant

$$\mathbf{g}^{[n]} = \arg \min_{\mathbf{g}} \left\{ f_{\text{data}}(\mathbf{x}^{[n-1]}, \mathbf{g}) + \mu_{\text{gain}} f_{\text{prior}}^{\text{gain}}(\mathbf{g}) \right\}. \quad (4.35)$$

2. Étape de reconstruction d'images : appliquer l'algorithme de reconstruction d'images pour retrouver une nouvelle image estimée à partir des données et des gains complexes

$$\mathbf{x}^{[n]} = \arg \min_{\mathbf{x}} \left\{ f_{\text{data}}(\mathbf{x}, \mathbf{g}^{[n]}) + \mu_{\text{img}} f_{\text{prior}}^{\text{img}}(\mathbf{x}) \right\}. \quad (4.36)$$

A noter que la technique d'auto-étalonnage peut être employée avec n'importe quelle méthode de reconstruction d'images (utilisée à l'étape 2).

4.4.2 Interférométrie infrarouge

Comme vu précédemment, les mesures en interférométrie infrarouge ne sont pas identiques à celles en radio, conduisant à un modèle direct des données non-linéaire. C'est pourquoi les méthodes précédentes ne peuvent être appliquées directement. La reconstruction en interférométrie infrarouge nécessite une adaptation des méthodes du domaine radio ou la création de nouvelles méthodes.

Plusieurs algorithmes de reconstruction d'images ont été développés pour les données d'interférométrie infrarouge. Les différentes approches se différencient par l'approximation de la statistique des données, le type de régularisation, la stratégie d'optimisation et la manière, implicite ou explicite, de tenir compte des phases de Fourier manquantes.

4.4.2.1 BSMEM

L'algorithme BSMEM (BiSpectrum Maximum Entropy Method, [Baron & Young 2008](#)), comme son nom l'indique, utilise la MEM pour régulariser le problème de restauration d'une image à partir de mesures du bispectre.

Comme terme de vraisemblance, BSMEM suppose une statistique de bruit gaussienne et indépendante pour l'amplitude et la phase du bispectre mesuré et, comme terme de régularisation, l'entropie définie par [Gull & Skilling \(1984\)](#) (cf. équation (4.32)). L'image a priori est soit une gaussienne, soit un disque uniforme, soit un Dirac centré.

L'optimiseur est MEMSYS qui implémente la stratégie proposée par [Skilling & Bryan \(1984\)](#) et trouve automatiquement la valeur optimale pour l'hyperparamètre μ . La force de BSMEM réside dans le fait de ne pas tenter de convertir directement les données du bispectre en visibilité complexe, ce qui permet de pouvoir charger n'importe quel type de données, même si celles-ci sont incomplètes.

4.4.2.2 Building Block Method

L'algorithme Building Block Method ([Hofmann & Weigelt 1993](#)) est similaire à CLEAN, adapté pour reconstruire des images à partir de données de bispectre. Il fonctionne de manière itérative pour réduire le terme de vraisemblance $f_{\text{data}}^{\text{bisp}}$. La minimisation est réalisée par un algorithme de type matching pursuit qui impose une solution parcimonieuse.

4.4.2.3 MACIM

L'algorithme MACIM (MARkov Chain IMager, [Ireland et al. 2006](#)) maximise la probabilité a posteriori de

$$\Pr(\mathbf{x}|\mathbf{y}) \propto \exp\left(-\frac{1}{2}f_{\text{data}}(\mathbf{x}) - \frac{\mu}{2}f_{\text{prior}}(\mathbf{x})\right). \quad (4.37)$$

Cet algorithme utilise les méthodes dites MCMC (Markov Chain Monte-Carlo) qui manipulent directement la probabilité a posteriori.

Deux régularisations sont codées dans MACIM : MEM et une régularisation spécifique favorisant les larges régions noires autour de régions brillantes.

4.4.2.4 MiRA

L'algorithme MiRA (Multi-aperture image Reconstruction Algorithm, [Thiébaud 2008](#)) résout un problème similaire à celui de l'équation (4.22) en utilisant un algorithme d'optimisation non linéaire ([Thiébaud 2002](#)). Comme la méthode ne permet pas une optimisation globale mais locale, le résultat dépend de l'image de départ.

MiRA a deux avantages principaux :

- Il peut gérer les différents types de données obtenues par un interféromètre infrarouge (visibilité complexe via l'équation (4.12), visibilité carrée via l'équation (4.18), phase de clôture via l'équation (4.21)). Lorsqu'une partie de l'information de phase est manquante suite à l'atmosphère turbulente, l'algorithme MiRA ajuste directement les observables interférométriques sans reconstruire explicitement les phases manquantes.
- Différents types de régularisations y sont codés afin de choisir la plus efficace et vérifier l'effet de la régularisation sur l'image reconstruite.

4.4.2.5 WISARD

L'algorithme WISARD (Weak-phase Interferometric Sample Alternating Reconstruction Device, [Meimon et al. 2009](#)) permet de retrouver une image à partir du spectre de puissance et des phases de clôture. Il possède une approche similaire à la technique d'auto-étalonnage afin de retrouver les phases manquantes à partir de l'estimation courante de l'image. WISARD reconstruit donc de manière implicite les visibilités complexes en ajoutant les phase de Fourier synthétiques déterminées par auto-étalonnage à la racine carrée du spectre de puissance. Ces données en visibilité complexe sont ensuite ajustées par l'étape de reconstruction d'images. Pour réaliser cette étape, plusieurs termes de régularisation sont implémentés.

L'étape de reconstruction d'images a une solution unique mais celle d'auto-étalonnage n'est pas strictement convexe. Le problème global est donc multi-modal et, au moins dans les cas difficiles, la solution finale dépend de l'image de départ.

Tous ces algorithmes ont été comparés lors de l'organisation des Beauty Contest ([Lawson et al. 2004, 2006](#); [Cotton et al. 2008](#); [Malbet et al. 2010](#)) qui consistent à reconstruire une image à l'aveugle, c.-à-d. sans connaissance de l'objet. L'algorithme BSMEM a gagné trois fois le concours (en 2004, 2006 et 2010) et l'algorithme MiRA l'a gagné une fois (en 2008). Cependant, s'ils sont utilisés avec des paramètres semblables, les algorithmes semblent obtenir des solutions sans grande différence. Lors des derniers Beauty Contest en 2008 et 2010, deux nouveaux algorithmes, toujours en cours de développement, ont fait leur apparition : RPR par Sridharan Rengaswamy (ESO) et SQUEEZE, le successeur de MACIM, par Fabien Baron et John Monnier (Université de Michigan).

Parmi les différents algorithmes, c'est l'algorithme MiRA qui est utilisé dans la suite de la thèse. Premièrement, sa liberté dans le choix du type des données permet d'effectuer des tests à la fois dans le domaine convexe (visibilités complexes) et dans le domaine réel (visibilités carrées et phases de clôture). Cet aspect peut s'avérer également très utile lorsque que l'on souhaite sélectionner une partie des données, sans devoir pour autant supprimer le jeu complet (en particulier pour les CP). Deuxièmement, la possibilité d'utiliser plusieurs régularisations est nécessaire vu les tests systématiques sur ce terme qui sont effectués dans le chapitre suivant. Les études présentées dans cette thèse pourraient être effectuées avec d'autres logiciels mais comme tous les algorithmes ont tendance à trouver des solutions similaires on s'attend globalement à peu de différence.

Chapitre 5

Analyse du terme de régularisation

Sommaire

5.1 Paramètres des tests systématiques	66
5.1.1 Type de problème à résoudre	66
5.1.2 Paramètres des données simulées	68
5.1.3 Paramètres de la reconstruction	70
5.2 Critère de qualité	71
5.2.1 Définition du critère	71
5.2.2 Analyse du critère de qualité	72
5.3 Discussion	75
5.3.1 Limite sur la couverture du plan (u, v) et sur le RSB	77
5.3.2 Analyse du f_{prior} : bonnes et mauvaises régularisations	79
5.3.3 L'hyperparamètre μ	80
5.3.4 Influence de la réalisation du bruit	81
5.3.5 La résolution effective	81
5.3.6 Réglage du niveau de régularisation	84
5.4 Conclusions	87

Comme expliqué dans le chapitre précédent, la reconstruction d'images est un problème mal posé suite à la pauvre couverture du plan (u, v) et nécessite l'introduction de contraintes additionnelles, dites de régularisation, pour converger vers une solution stable et unique. Il existe donc deux paramètres principaux à définir pour reconstruire une image : le type de régularisation à utiliser et le réglage de la régularisation, qui s'effectue à travers l'hyperparamètre μ qui fixe le poids entre le terme de vraisemblance et celui de régularisation. Dans ce chapitre, une étude est réalisée pour déterminer les paramètres optimaux à employer pour reconstruire une image d'un objet astrophysique. Pour atteindre ces objectifs, j'ai réalisé des tests systématiques sur l'algorithme MiRA (Renard et al., in prep).

5.1 Paramètres des tests systématiques

Dans cette section sont décrits tous les paramètres choisis pour les tests : le type de problème à résoudre, les paramètres des données simulées ainsi que ceux de la reconstruction.

5.1.1 Type de problème à résoudre

Les tests sont effectués sur l'algorithme MiRA, présenté à la section 4.4.2.4. Cet algorithme résout un problème similaire à l'équation (4.22). La formulation des termes de vraisemblance et de régularisation est détaillée ci-après.

5.1.1.1 Terme de vraisemblance f_{data}

L'étude se focalisant sur le choix et le réglage de la régularisation, les tests sont réalisés avec des visibilitées complexes (et non des visibilitées carrées et phases de clôture) afin d'éviter de complexifier le problème par la présence de minima locaux.

Les données étant sous le format OI-Fits, les visibilitées complexes sont enregistrées en coordonnées polaires avec des barres d'erreur indépendantes :

$$\varrho_m = \sqrt{\text{Re}(V_m)^2 + \text{Im}(V_m)^2} + \delta\varrho_m \quad (5.1)$$

$$\varphi_m = \arctan\left(\frac{\text{Im}(V_m)}{\text{Re}(V_m)}\right) + \delta\varphi_m \quad (5.2)$$

avec ϱ_m et φ_m l'amplitude et la phase mesurées de la $m^{\text{ième}}$ visibilité complexe V_m , et $\delta\varrho_m$ et $\delta\varphi_m$ les termes de bruit. Ces termes de bruit ont une statistique gaussienne indépendante telle que :

$$\text{Var}(\delta\varrho_m) = \langle \varrho_m \rangle^2 \text{Var}(\varphi_m), \quad (5.3)$$

avec $\langle \varrho_m \rangle = \sqrt{\text{Re}(V_m)^2 + \text{Im}(V_m)^2}$ la valeur attendue de l'amplitude, calculée à partir de la visibilité complexe de la vraie image. Ce choix particulier suit à peu près le modèle de [Goodman \(1985\)](#).

Dans ce contexte, le terme de vraisemblance f_{data} a été rendu convexe par l'approximation locale de [Meimon et al. \(2005\)](#) (cf. section 4.3.1, équation (4.12)).

5.1.1.2 Terme de régularisation f_{prior}

L'étude systématique ayant pour but de déterminer quels sont les termes de régularisation adéquats pour la reconstruction d'images d'objets astrophysiques, onze termes de régularisation, couramment cités et employés dans la littérature, sont testés. Ces termes de régularisation ont été décrits à la section 4.3.2 et sont rappelés ci-après :

1. Le **lissage quadratique** : cf. équation (4.24).
2. La **compacité en θ^2** : cf. équation (4.25) où $w_n^{\text{prior}} = |\theta_n|^2$ avec $|\theta_n|$ la distance entre le $n^{\text{ième}}$ pixel et le centre de l'image.

3. La **compacité en θ^3** : cf. équation (4.25) où $w_n^{\text{prior}} = |\theta_n|^3$.
4. La **variation totale isotrope** : cf. équation (4.26) ;
5. Le **lissage ℓ_1** : cf. équation (4.27) avec un facteur τ très petit par rapport au gradient spatial ($\tau = 10^{-6} I_{\text{max}}$).
- 6-8. La **norme ℓ_p** avec $p = 1.5$, $p = 2$ et $p = 3$ (cf. équation (4.28)). Ces valeurs ont été choisies afin de tester différents cas réalisables. En effet, la norme ℓ_p pour $p = 1$ est inutile car la norme ℓ_1 de \mathbf{x} est constante vu les contraintes de normalisation et de positivité, imposées dans toutes les reconstructions. De plus, lorsque $p < 1$, la régularisation n'est plus convexe et le problème d'optimisation devient très difficile à résoudre au fur et à mesure que p se rapproche de 0.
- 9-11. La **MEM** (cf. équation (4.29)). Les 3 différentes expressions de l'entropie de l'image présentées aux équations (4.30), (4.31) et (4.32) ont été testées, nommées respectivement *MEM-sqrt*, *MEM-log* et *MEM-prior*. Pour l'équation (4.32), l'image x^{prior} est une gaussienne ajustée sur les amplitudes des visibilités complexes mesurées.

Le comportement attendu des régularisations testées est le suivant : en imposant la positivité et la normalisation de la solution, la reconstruction tente de trouver une solution de type parcimonieuse car la régularisation est une norme ℓ_1 . Or, la plupart des images astrophysiques étant lisses et compactes, on s'attend à ce que les régularisations entraînant un comportement de lissage ou de compacité, telles que le lissage (quadratique ou ℓ_1), la compacité ou encore la variation totale, possèdent un taux de réussite élevé. En ce qui concerne la norme ℓ_p , lorsque $p = 2$ (et par extension pour $p > 1$ car la régularisation a un comportement similaire), la régularisation a tendance à mettre à zéro les fréquences spatiales non mesurées (par le théorème de Parseval, la norme ℓ_2 de \mathbf{x} est équivalente à la norme ℓ_2 de la TF de \mathbf{x}). Or, comme décrit au chapitre précédent, une bonne régularisation doit interpoler correctement les données non mesurées, on s'attend donc à ce que la norme ℓ_p n'ait pas un taux de réussite exceptionnel dans les cas où l'interpolation des données est cruciale, comme dans un plan (u, v) très clairsemé. Finalement, parmi les régularisations de type MEM, la MEM-sqrt et la MEM-log favorisent une image parcimonieuse, comme la normalisation et la positivité l'imposent déjà. Elles ne vont donc pas aider outre mesure la reconstruction d'une image lisse et compacte. La MEM-prior aura très probablement de meilleurs résultats que les autres régularisations entropiques, car, en plus d'être une régularisation plus informative, la présence d'un a priori x^{prior} gaussien introduit de la compacité dans l'image. Bien que toutes les régularisations entraînent des corrélations entre les pixels car elles tentent de réduire la variance entre ceux-ci, seules les régularisations de lissage et de variation totale introduisent des corrélations entre pixels voisins et cette propriété a tendance à donner de bons résultats car les pixels voisins sont naturellement davantage corrélés.

Avant de vérifier si les régularisations se comportent bien comme théoriquement attendu, les différents paramètres nécessaires à la réalisation des jeux de données sont décrits ci-après.

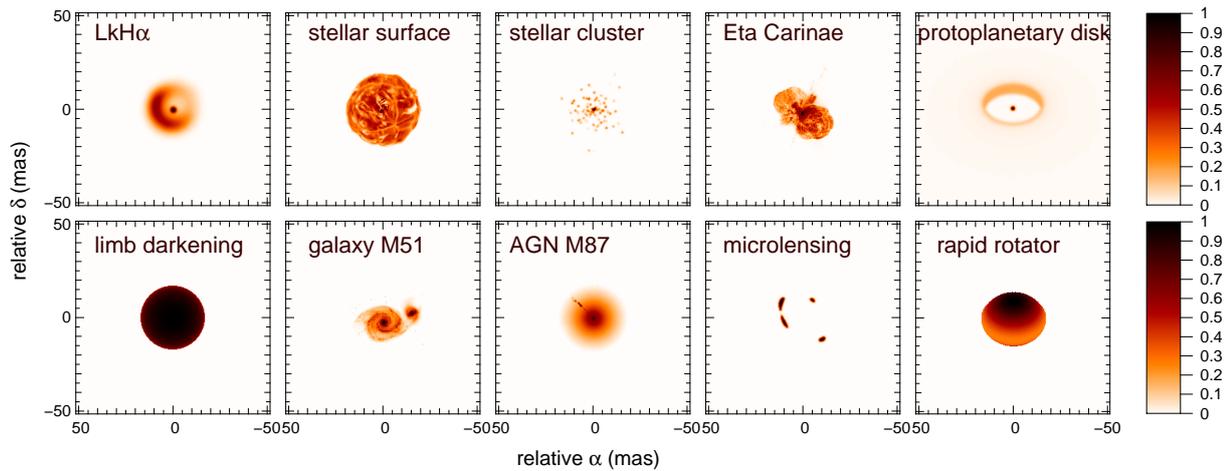


FIGURE 5.1: Objets astrophysiques utilisés pour les tests systématiques sur l’algorithme MiRA.

5.1.2 Paramètres des données simulées

Afin de réaliser les jeux de données, il est nécessaire de déterminer les objets astrophysiques, les couvertures du plan (u, v) et les rapports signal-à-bruit.

5.1.2.1 Objets astrophysiques

Dix objets astrophysiques sont considérés lors des tests systématiques. Ces objets se différencient par leur morphologie et la taille typique de leurs structures (*cf.* figure 5.1) :

1. **LkH α** : le modèle de l’objet jeune LkH α présente un objet compact avec un pic d’intensité et une enveloppe lisse. Il provient de l’International Imaging Beauty Contest de 2004 organisé par P. Lawson (Lawson et al. 2004).
2. **Une surface stellaire** : le modèle représente l’étoile super-géante α Ori et montre des cellules convectives, créant de petites structures sur un fond lisse. Ce modèle a été réalisé par A. Chiavassa pour le Workshop on Interferometry Imaging, organisé par J.-P. Berger et F. Malbet (Berger et al., in prep.).
3. **Un amas d’étoiles** : le modèle est composé d’une centaine de points sources. La position et la brillance des sources suivent une loi normale.
4. **Eta Carinae** : l’image d’Eta Carinae présente différentes structures à différentes échelles spatiales, tels que du gaz (source étendue) et des étoiles (sources ponctuelles). Cette image provient du site de l’Hubble Space Telescope (HST). Quelques traitements lui ont été appliqués : une moyenne des trois couleurs pour produire une image grise et une coupure des basses intensités pour obtenir un fond nul.
5. **Un disque protoplanétaire** : le modèle représente une étoile de type Herbig Ae/Be, composé d’un point source (l’étoile) et d’une structure étendue (le disque). Ce modèle a été réalisé par J.-P. Berger pour l’étude de phase A de l’instrument VSI (Filho et al. 2008).
6. **Une étoile avec assombrissement centre-bord** : cette image a été réalisée à partir du modèle en loi de puissance de Hestroffer (1997) avec un exposant $\alpha = 0.3$. L’image présente un coeur très lisse avec des bords francs.

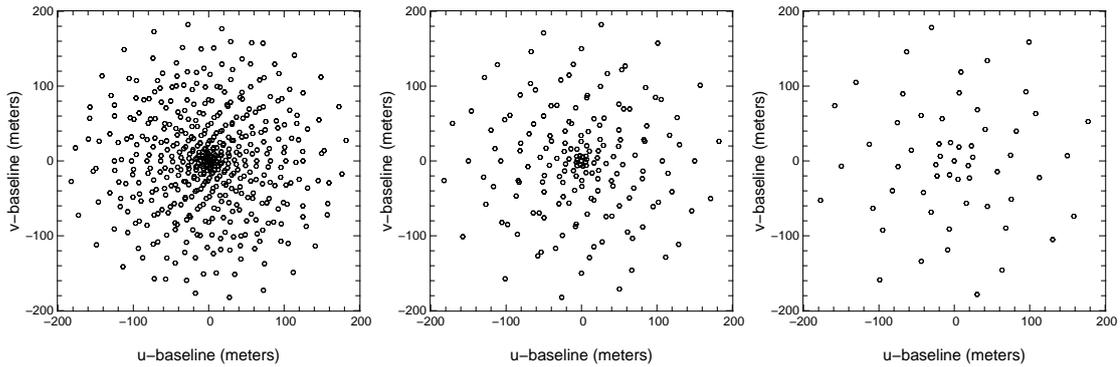


FIGURE 5.2: Couvertures (u, v) utilisées dans les simulations. De gauche à droite : *riche* (245 fréquences spatiales), *moyen* (88 fréquences spatiales) et *pauvre* (31 fréquences spatiales).

7. **La galaxie M51 :** l'image de M51 présente des structures très différentes, comme Eta Carinae (gaz, étoiles, bras spiraux). L'image provient du site du HST et a subi les mêmes traitements que celle d'Eta Carinae.
8. **Le noyau actif de galaxie M87 :** cet AGN (pour Active Galactic Nucleus) possède un jet qui donne une structure étroite entourée d'un fond lisse, dû au gaz. L'image provient également du site du HST et a subi les mêmes traitements qu'Eta Carinae.
9. **Un mirage gravitationnel :** le mirage gravitationnel est un phénomène astrophysique dû à l'effet de lentille gravitationnelle. Lorsqu'une étoile ou un quasar distant s'aligne avec un objet compact massif d'avant-plan, le flux lumineux de l'objet d'arrière-plan se courbe à cause du champ gravitationnel et ce phénomène donne lieu à la création de deux images distordues. L'image utilisée pour les tests présente quatre structures très compactes. Ce modèle a été réalisé par J. Surdej pour la phase A de VSI (Filho et al. 2008).
10. **Un rotateur rapide :** la rotation rapide des étoiles affecte leur forme et leur flux local émis. Le modèle de Domiciano de Souza et al. (2002) avec $D = 0.78$ et $T_p = 35000$ K a été utilisé pour réaliser l'image et la distribution d'intensité qui en résulte a été projetée sur un plan d'inclinaison $i = 45^\circ$.

L'intérêt des tests étant de déterminer l'influence du type d'objet sur la reconstruction d'images, tous les objets sont supposés de la même taille (34 mas).

5.1.2.2 Couvertures du plan (u, v)

Afin d'étudier l'influence de la configuration instrumentale, trois couvertures de plan (u, v) sont considérées (cf. figure 5.2). Elles vont permettre d'analyser la capacité de la régularisation à interpoler entre les données existantes et donc à remplir les trous dans le plan (u, v) .

Afin de rester non spécifique à un interféromètre donné, les points dans les différentes couvertures (u, v) sont répartis le plus uniformément possible, tout en évitant les symétries. Chaque configuration est composée d'anneaux concentriques, modulés par une sinusoïde le long de l'anneau. Afin d'éviter les symétries, les phases des modulations sinusoïdales sont choisies telles que la distance entre les points des anneaux adjacents soit maximale. La concentration des an-

neaux est plus importante aux petites bases qu'aux grandes pour assurer un bon échantillonnage des basses fréquences spatiales, indispensables à la reconstruction d'images.

Les trois plan (u, v) diffèrent par leur nombre de mesures et sont appelés *riche* (245 fréquences spatiales), *moyen* (88 fréquences spatiales) et *pauvre* (31 fréquences spatiales).

5.1.2.3 Rapports signal-à-bruit

Les écart-types suivants ont été utilisés dans les simulations :

$$\sigma_{\varrho,m} = \gamma \langle \varrho_m \rangle, \quad (5.4)$$

$$\sigma_{\varphi,m} = \gamma, \quad (5.5)$$

où γ est un facteur de rapport signal-à-bruit (RSB ou SNR pour Signal-to-Noise Ratio). Avec ces paramètres, les barres d'erreur deviennent :

$$\sigma_{//,m} = \sigma_{\perp,m} = \gamma \langle \varrho_m \rangle. \quad (5.6)$$

Afin de tester l'influence du RSB sur les reconstructions, trois valeurs de γ sont testées : 1% (RSB *élevé*), 5% (RSB *intermédiaire*) et 10% (RSB *faible*).

Un objet, une couverture (u, v) et un RSB permettent de créer un jeu de données. Les 90 jeux de données sont écrits en format OI-Fits (Pauls et al. 2005). Avant de réaliser les simulations, il reste à déterminer les paramètres de la reconstruction.

5.1.3 Paramètres de la reconstruction

5.1.3.1 Caractéristiques des images

Comme vu à la section 4.2, la résolution et le champ de vue de l'image reconstruite doivent être choisis avec précaution.

D'un côté, le champ de vue doit être suffisamment grand pour éviter le repliement du champ dû à l'utilisation de la TF rapide. L'image reconstruite est donc prise trois fois plus grande que l'objet lui-même. Tous les objets étant approximativement compris dans un carré de 85×85 pixels, les images reconstruites ont une taille de 256×256 pixels.

D'un autre côté, la taille du pixel doit être suffisamment petite pour échantillonner proprement les hautes fréquences spatiales. La règle de Shannon détermine la taille de pixel minimale suivante : $\Delta\theta \leq \lambda/(2B_{\max})$ avec B_{\max} la longueur maximale des bases mesurées et λ la longueur d'onde. Dans les simulations, la taille du pixel a été choisie trois fois plus petite que cette limite. Ce sur-échantillonnage permet de déterminer si la reconstruction d'images est capable d'atteindre un degré de super-résolution, c.-à-d. d'avoir dans l'image une résolution supérieure à celle des données. La base maximale étant de 190 m et la longueur d'onde de $2.2 \mu\text{m}$, la taille du pixel $\Delta\theta$ est donc de 0.4 mas.

5.1.3.2 Stratégie de reconstruction

Le problème à résoudre étant convexe (grâce à l'utilisation des visibilité complexes et de régularisations convexes), il ne possède qu'un seul minimum et donc qu'une seule solution, indépendante du point de départ de l'algorithme. Pour réduire le temps de calcul, le point de départ est choisi aussi proche de la réalité que possible, c.-à-d. la vraie image.

A partir des données (déterminées par l'objet, le plan (u, v) et le RSB) et de la régularisation, une séquence de reconstructions d'images est réalisée pour différentes valeurs de l'hyperparamètre μ afin d'en déterminer sa valeur optimale. La séquence de reconstructions commence par la valeur de μ la plus élevée avec comme point de départ la vraie image. La valeur de μ est ensuite progressivement diminuée et l'image obtenue à l'étape précédente est utilisée comme point de départ. Ce même schéma est employé jusqu'à ce que la dernière valeur de μ soit atteinte.

Chaque reconstruction est un processus itératif qui s'arrête lorsque la norme du gradient de la fonction de pénalisation $f(\mathbf{x})$ descend en dessous d'un certain seuil, c.-à-d. lorsque le pas de l'algorithme est inférieur à un certain seuil. Ce seuil est obtenu à partir de la vraie image, comme suit :

$$\|\nabla f(\mathbf{x}^{\text{rec}})\| \leq 10^{-5} |f_{\mu}(\mathbf{x}^{\text{ref}})| \quad (5.7)$$

avec $f_{\mu}(\mathbf{x}^{\text{ref}})$ la fonction de pénalisation calculée pour la vraie image et pour un poids de la régularisation égal à μ .

Vu le nombre de paramètres différents, de nombreuses reconstructions ont dû être effectuées. En effet, onze régularisations à différents niveaux (valeur de μ) sont testées pour 10 objets astrophysiques, 3 plan (u, v) et 3 RSB, ce qui donne environ 24 000 tests. Maintenant que tous les paramètres ont été définis, passons à l'analyse des résultats.

5.2 Critère de qualité

Dans un premier temps, je définis le critère employé pour caractériser la qualité des reconstructions. Ensuite, une analyse de ce critère est réalisée pour en déterminer sa pertinence.

5.2.1 Définition du critère

Dans les simulations, l'image de départ est normalisée avec la même taille de pixel que l'image reconstruite. La comparaison entre l'image reconstruite \mathbf{x}^{rec} et la vraie image \mathbf{x}^{ref} peut donc simplement se faire à l'aide d'une erreur quadratique moyenne (EQM ou MSE pour Mean-Squared Error) qui calcule une "distance" entre les deux images :

$$\text{EQM} = \frac{1}{N} \sum_n (x_n^{\text{rec}} - x_n^{\text{ref}})^2 \quad (5.8)$$

$$= \frac{1}{N} \|\mathbf{x}^{\text{rec}} - \mathbf{x}^{\text{ref}}\|^2, \quad (5.9)$$

où N est le nombre total de pixels. Vu que les données sont sous forme de visibilités complexes et que tous les a priori (excepté celui de compacité) sont invariants par translation, l'image reconstruite est correctement centrée et il n'y a pas besoin de compenser les erreurs de position éventuelles.

5.2.2 Analyse du critère de qualité

5.2.2.1 Détermination de l'hyperparamètre optimal

Pour chaque objet, chaque plan (u, v) , chaque RSB et chaque régularisation, une série d'images ont été reconstruites pour différentes valeurs de l'hyperparamètre μ . L'hyperparamètre optimal μ^+ est défini comme celui qui reconstruit l'image avec la plus petite EQM :

$$\mu^+ = \arg \min_{\mu} \|\mathbf{x}_{\mu}^{\text{rec}} - \mathbf{x}^{\text{ref}}\|^2, \quad (5.10)$$

où $\mathbf{x}_{\mu}^{\text{rec}}$ est l'image reconstruite avec l'hyperparamètre fixé à la valeur μ . La figure 5.3 (à gauche) est un exemple de l'allure de la courbe de EQM en fonction de μ . Le minimum de la courbe définit l'hyperparamètre optimal. Vu que ce minimum est plutôt plat, la valeur optimale de μ n'est donc pas définie avec précision mais peut varier d'un facteur 2 ou 3 sans influence importante sur l'image.

La EQM est en effet un bon critère quantitatif de qualité de la reconstruction car elle permet de classer correctement les reconstructions et donc de déterminer l'hyperparamètre optimal, comme illustré à la figure 5.3 (à droite) où la rangée supérieure d'images montre l'effet du poids μ sur l'image. Pour un μ trop petit, l'image sous-régularisée (notée *A*) possède beaucoup d'artéfacts. A l'inverse, pour un μ trop élevé, l'image sur-régularisée (notée *C*) est floue et certaines structures sont perdues. La comparaison visuelle de ces images avec celle obtenue pour un μ optimum (notée *B*) confirme que la EQM est un bon critère pour fixer correctement l'hyperparamètre.

Il faut noter que cette procédure n'est pas faisable en pratique car l'image vraie est évidemment inconnue. Cependant, elle permet de définir la meilleure image qui peut être reconstruite au sens de la EQM étant donné les données et le type de régularisation. La première action dans l'analyse des résultats consiste à déterminer la meilleure image (et donc le meilleur μ) pour chaque cas (objet, plan (u, v) , RSB et régularisation). *Dans la suite de la discussion, les images reconstruites sont celles obtenues avec le facteur μ optimal.*

5.2.2.2 Dépendance de la EQM

Afin de pouvoir séparer les bonnes et les mauvaises reconstructions, on souhaite obtenir un critère de qualité absolu, c.-à-d. indépendant du type d'objet à reconstruire. Pour cela, à la figure 5.4, chaque μ optimal est indiqué en fonction de la EQM correspondante, sous forme de nuage de points et d'histogrammes. En haut, les différentes couleurs représentent les différents objets et semblent être alignées verticalement. On en conclut donc que la EQM dépend avant tout du type d'objet et de ses structures.

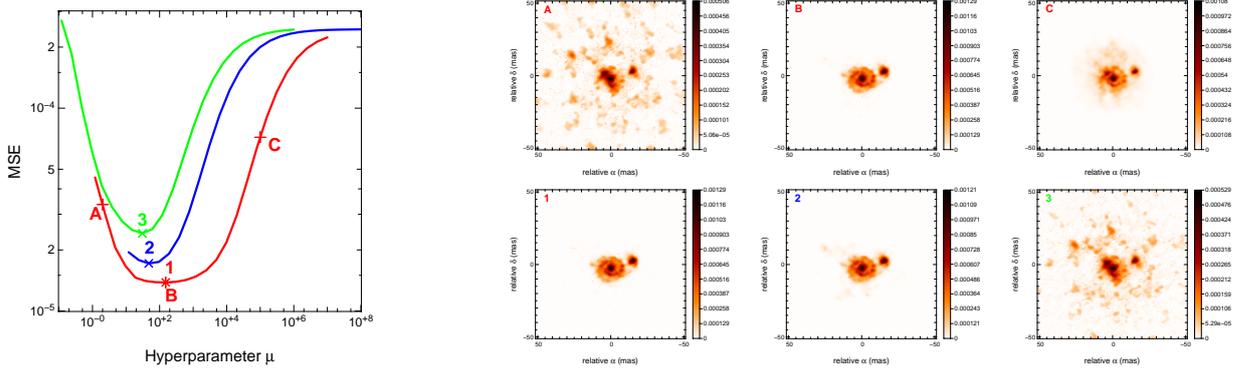


FIGURE 5.3: A gauche : graphique de l'erreur quadratique moyenne (MSE) en fonction de l'hyperparamètre μ . Les trois couleurs correspondent à trois niveaux de RSB (*rouge* : élevé, *bleu* : intermédiaire, *vert* : faible). Pour chaque courbe, la valeur optimale μ^+ est étiquetée par un nombre (1, 2 et 3). Les images reconstruites correspondantes sont illustrées à droite, rangée inférieure. La rangée supérieure illustre trois images reconstruites avec 3 valeurs de μ différentes, étiquetées par une lettre sur la courbe rouge à gauche (A : image sous-régularisée, B : image optimale, C : image sur-régularisée). Toutes ces images ont été réalisées avec la régularisation MEM avec a priori gaussien et la couverture (u, v) moyenne.

Plus précisément, lorsqu'on trace l'histogramme total de la EQM (tout objet confondu), deux pics peuvent être distingués dans la distribution (*cf.* figure 5.5 à gauche, courbe *noire* étiquetée A) correspondant grossièrement à 2 classes d'objets :

- les objets avec des structures très compactes, c.-à-d. l'amas d'étoiles, le disque protoplanétaire et le mirage gravitationnel (courbe *bleue* étiquetée B) ;
- les objets avec des structures étendues (courbe *rouge* étiquetée C).

La EQM est systématiquement supérieure pour les objets de la première classe.

En suivant ces observations, on a essayé de trouver un moyen de normaliser la EQM, c.-à-d. de la rendre indépendante des objets. Deux tentatives de normalisation ont été effectuées :

1. Vu que la différence au carré entre l'image réelle et une version lissée de l'image réelle pour des images avec structures très compactes est supérieure à celle pour les images lisses, on a calculé une EQM normalisée comme suit :

$$\text{EQM}_{\text{norm.,1}} = \frac{\sum_n (x_n^{\text{rec}} - x_n^{\text{ref}})^2}{\sum_n ((\mathbf{S} \cdot \mathbf{x}_n^{\text{ref}})_n - x_n^{\text{ref}})^2} \quad (5.11)$$

où \mathbf{S} est un opérateur de lissage. La distribution de cette EQM normalisée est montrée à la figure 5.5 (au milieu) : la distribution est plus étroite mais les deux classes d'objets restent distinctes malgré la normalisation.

2. La deuxième normalisation s'effectue par rapport à la norme de l'image de référence :

$$\text{EQM}_{\text{norm.,2}} = \frac{\sum_n (x_n^{\text{rec}} - x_n^{\text{ref}})^2}{\sum_n (x_n^{\text{ref}})^2} \quad (5.12)$$

Cette normalisation, illustrée à la figure 5.5 (à droite), semble meilleure que la précédente dans un premier temps, vu qu'elle permet de joindre les courbes. Cependant, sa

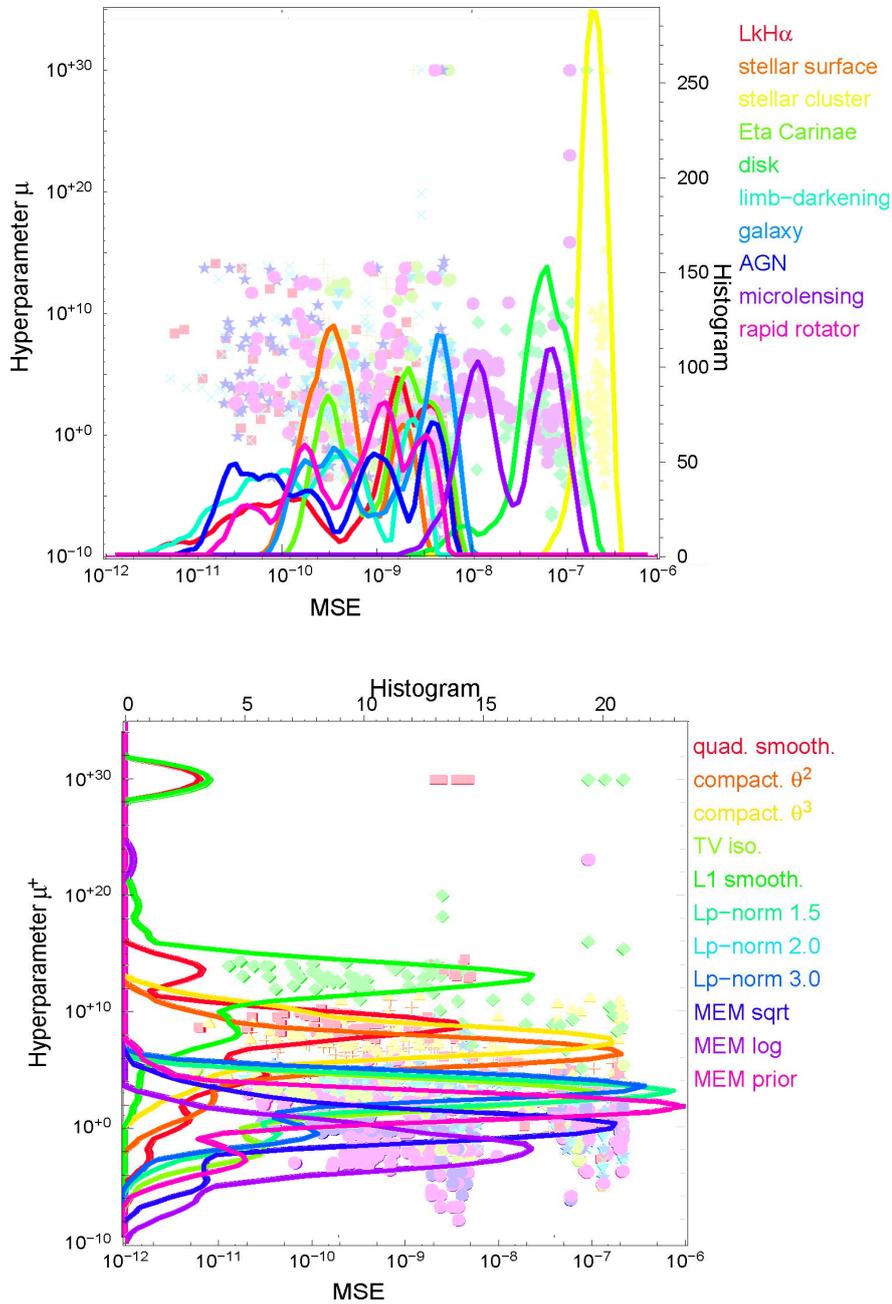


FIGURE 5.4: EQM en fonction du μ optimal sous forme de nuage de points et d'histogrammes correspondants. En haut : les différentes couleurs et les différents symboles correspondent à différents objets. En bas : les différentes couleurs et les différents symboles correspondent à différentes régularisations.

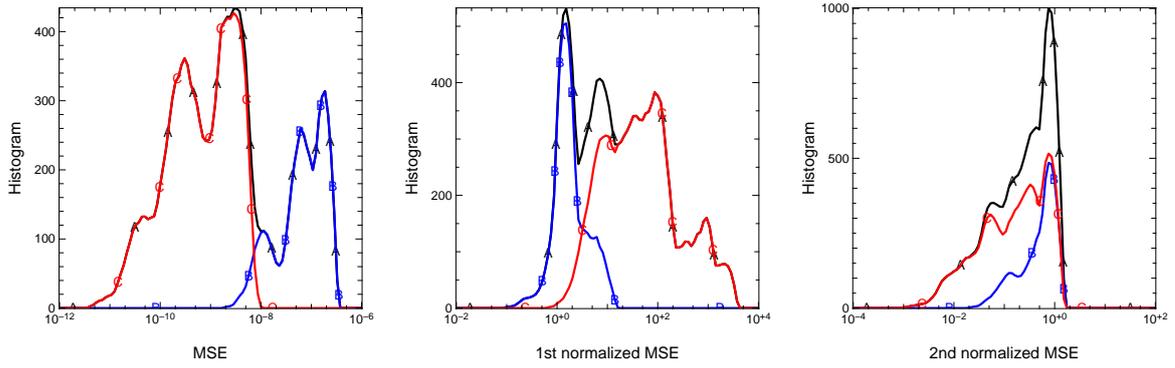


FIGURE 5.5: Distribution de la EQM. De gauche à droite : EQM, $EQM_{\text{norm},1}$, $EQM_{\text{norm},2}$. Les couleurs représentent deux classes d’objets : les objets possédant des structures très compactes sont en *bleu* (courbe étiquetée *B*), les autres en *rouge* (courbe étiquetée *C*) et la distribution pour tous les objets confondus en *noire* (courbe étiquetée *A*).

distribution est unimodale et ne permet pas de distinguer les bonnes reconstructions des mauvaises et n’aide donc pas l’analyse des résultats.

Finalement, pour utiliser un critère indépendant de l’objet et permettre de distinguer les bons cas des mauvais cas, un nouveau critère est défini :

$$EQM_k^+ = \frac{EQM_k}{EQM_{\min,k}} \quad (5.13)$$

où l’indice k représente un objet et $EQM_{\min,k}$ est la plus petite EQM pour chaque objet k , toutes régularisations et configurations (plan (u, v) et RSB) confondues. Toutes les images pour un même objet sont donc comparées à la meilleure reconstruction de cet objet. Comme attendu, une telle normalisation permet de rejoindre les courbes et donc d’enlever la dépendance de la EQM avec la structure de l’objet (*cf.* figure 5.6). Plus intéressant encore, deux pics distincts apparaissent dans la distribution de la EQM^+ : celui de gauche représente les bonnes reconstructions et celui de droite les mauvaises. Un exemple typique d’une image reconstruite dans chaque cas est illustré en bas de la figure 5.6. Comme montré à la figure 5.7 (à gauche), chaque objet participe bien globalement à chacun des pics.

Par inspection visuelle, on a vérifié que la valeur de la EQM permet de classer correctement les images reconstruites pour un objet donné lorsque les autres paramètres (qualité des données, type de régularisation, etc.) changent : plus la EQM est faible, meilleure est l’image. Or, pour un objet donné, ce classement ne dépend pas du choix de la normalisation de la EQM. Pour ces raisons, nous avons utilisé la EQM^+ comme une métrique afin de comparer les différentes images dans les sections suivantes.

5.3 Discussion

Une fois le critère de qualité déterminé, la discussion des différents paramètres peut commencer :

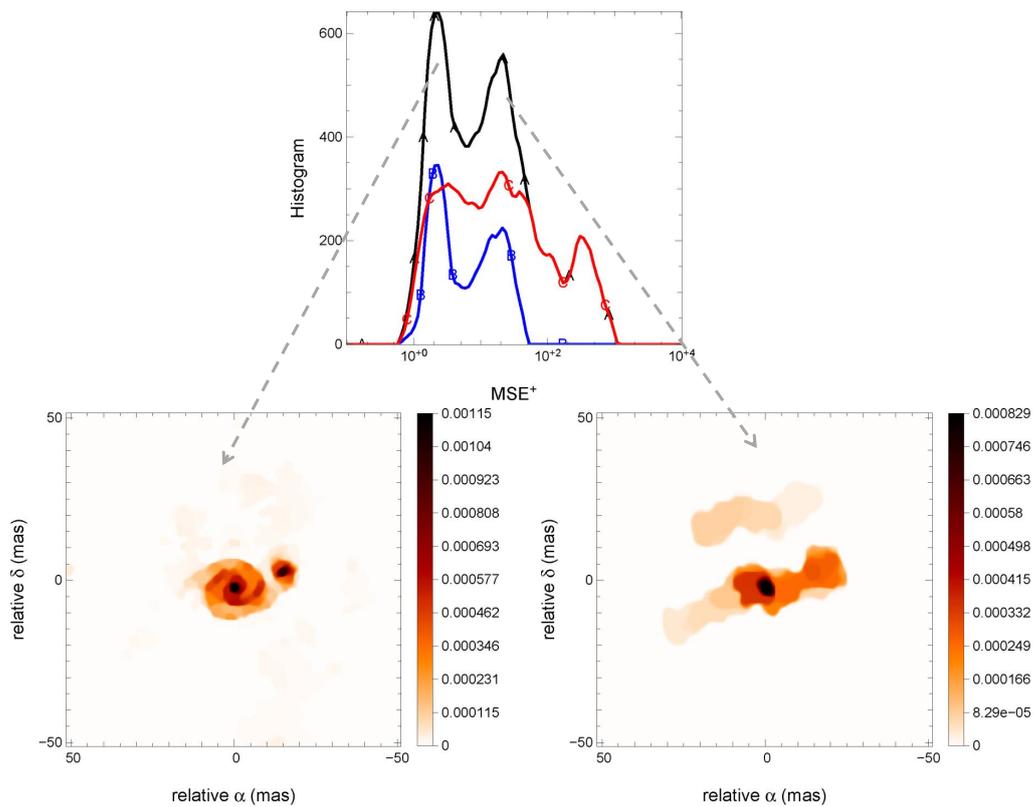


FIGURE 5.6: En haut : distribution de la EQM^+ . Les couleurs représentent deux classes d'objets : les objets possédant des structures très compactes sont en *bleu* (courbe étiquetée *B*), les autres en *rouge* (courbe étiquetée *C*) et la distribution pour tous les objets confondus en *noire* (courbe étiquetée *A*). En bas : exemple d'images reconstruites avec la régularisation de variation totale pour le pic des bonnes reconstructions (à gauche) et celui des mauvaises (à droite).

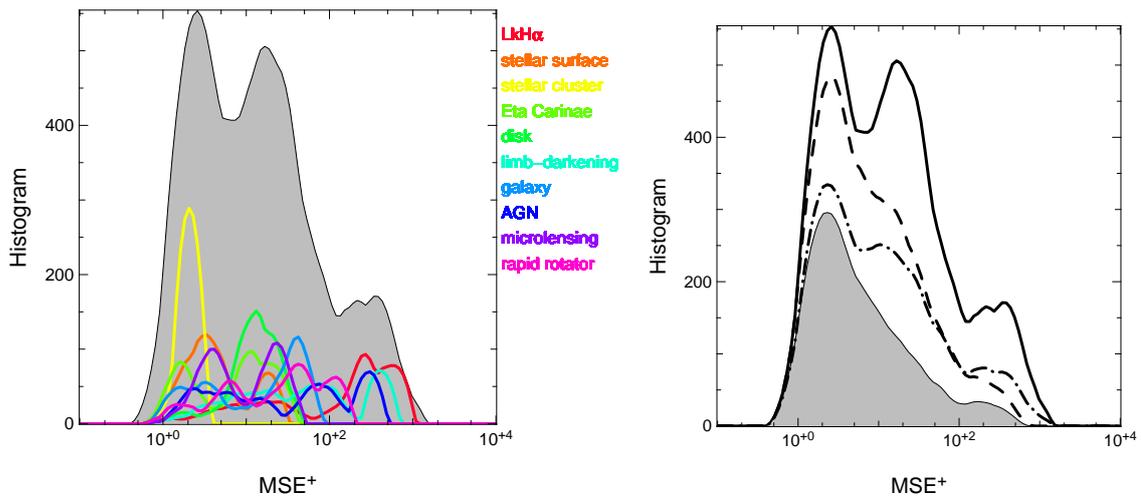


FIGURE 5.7: Distribution de la EQM^+ . A gauche : histogrammes de EQM^+ pour différents objets en différentes couleurs ; la surface grisée correspond à la distribution totale, tous objets confondus. A droite : toutes les configurations et toutes les régularisations (trait plein) ; élimination du plan (u, v) pauvre (tiret) ; distribution pour tous les cas sauf les mauvaises régularisations (point-tiret) ; élimination de la couverture (u, v) pauvre et des mauvaises régularisations (surface grisée).

1. **la couverture du plan (u, v) et le RSB** : quelles sont le nombre et la qualité des données nécessaires à la reconstruction d'une image ?
2. **le terme de régularisation** : quelles sont les régularisations adaptées à notre problème ?
3. **l'hyperparamètre μ** : quel est sa valeur optimale ? Avec quels paramètres varie-t-il ?
4. **la résolution effective** : quel degré de super-résolution peut être atteint par la reconstruction d'images ?
5. **le réglage de la régularisation** : peut-on utiliser un autre réglage que l'hyperparamètre μ ?

5.3.1 Limite sur la couverture du plan (u, v) et sur le RSB

Dans cette section, les configurations, c.-à-d. la paire [plan (u, v) – RSB], sont classées sur base de la EQM^+ . Pour chaque objet et chaque régularisation, les configurations ont été classées suivant la EQM^+ qu'elles obtenaient, en attribuant le rang 1 à la configuration ayant obtenu la plus petite EQM^+ (la meilleure) jusqu'au rang 9 à celle ayant la plus grande EQM^+ (la moins bonne).

La figure 5.8 (à gauche) donne la distribution cumulée des rangs atteints par chaque configuration. Cette courbe permet de voir combien de fois une configuration donnée a atteint au moins le rang 1, au moins le rang 2, etc. Les meilleures configurations sont donc celles dans la partie supérieure gauche du graphique.

Cette courbe montre clairement que la couverture (u, v) de type pauvre ne permet pas de reconstruire une image correcte, quelque soit les objets et les régularisations. Au contraire, des

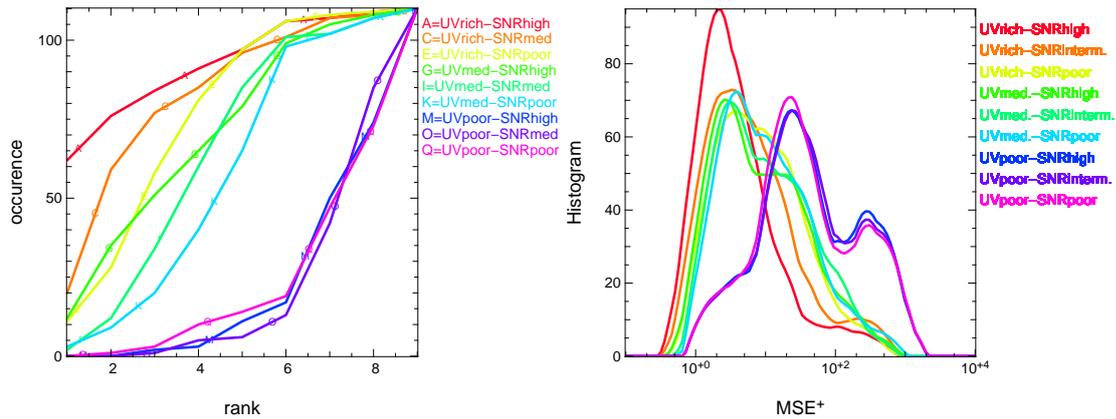


FIGURE 5.8: A gauche : distribution cumulée des rangs atteints pour une configuration donnée. A droite : distribution de la EQM^+ pour différentes configurations [plan (u, v) –RSB].

images acceptables peuvent être reconstruites quel que soit la valeur du RSB à condition qu’il y ait suffisamment de points dans le plan (u, v) . En supprimant cette faible couverture (u, v) , on constate que le second pic dans la distribution de la EQM^+ a largement diminué (cf. figure 5.7 à droite en tiret). Il reste néanmoins une légère bosse, due à de mauvaises régularisations (cf. section suivante).

Le fait que la réussite d’une reconstruction est plus influencée par le plan (u, v) que par le RSB est confirmé à la figure 5.8 (à droite) : la EQM^+ est meilleure pour une couverture riche avec un RSB intermédiaire que pour une couverture moyenne avec un RSB élevé. Pour un temps d’observation T_{obs} donné, vu que $RSB \propto \sqrt{T_{exp}} = \sqrt{\frac{T_{obs}}{N_{data}}}$, il est préférable de diminuer le temps d’exposition T_{exp} pour augmenter le nombre de données N_{data} et donc la couverture du plan (u, v) ¹⁵. De plus, il est beaucoup moins coûteux en termes de temps d’observation d’augmenter la couverture du plan (u, v) que d’augmenter le RSB. En effet, pour passer d’une couverture moyenne (88 fréquences spatiales) à une couverture riche (245 fréquences spatiales), il est nécessaire de multiplier par 3 le temps d’observation, tandis que, pour passer d’un RSB intermédiaire ($\gamma = 5\%$) à un RSB élevé ($\gamma = 1\%$), il faudrait le multiplier par 25.

Une couverture du plan (u, v) minimale est donc nécessaire pour reconstruire une image, située entre 31 et 88 mesures. Une telle limite n’existe pas pour le RSB mais, lorsque le nombre de données nécessaires est garanti, plus le RSB est élevé, meilleure sera l’image. Ceci est illustré à la figure 5.3 où la rangée inférieure montre comment la qualité visuelle de l’image dépend du RSB.

A noter que toutes les couvertures testées sont homogènes et qu’il faudrait tester l’influence de l’inhomogénéité du plan (u, v) . On s’attend à ce qu’elle soit critique pour la reconstruction. Il faut donc probablement à la fois un plan (u, v) avec un nombre de données minimales mais également réparties le plus uniformément possible.

15. A noter que ce raisonnement est correct à fort flux mais dans le cas de faible flux, il faut prendre également en compte le bruit de lecture.

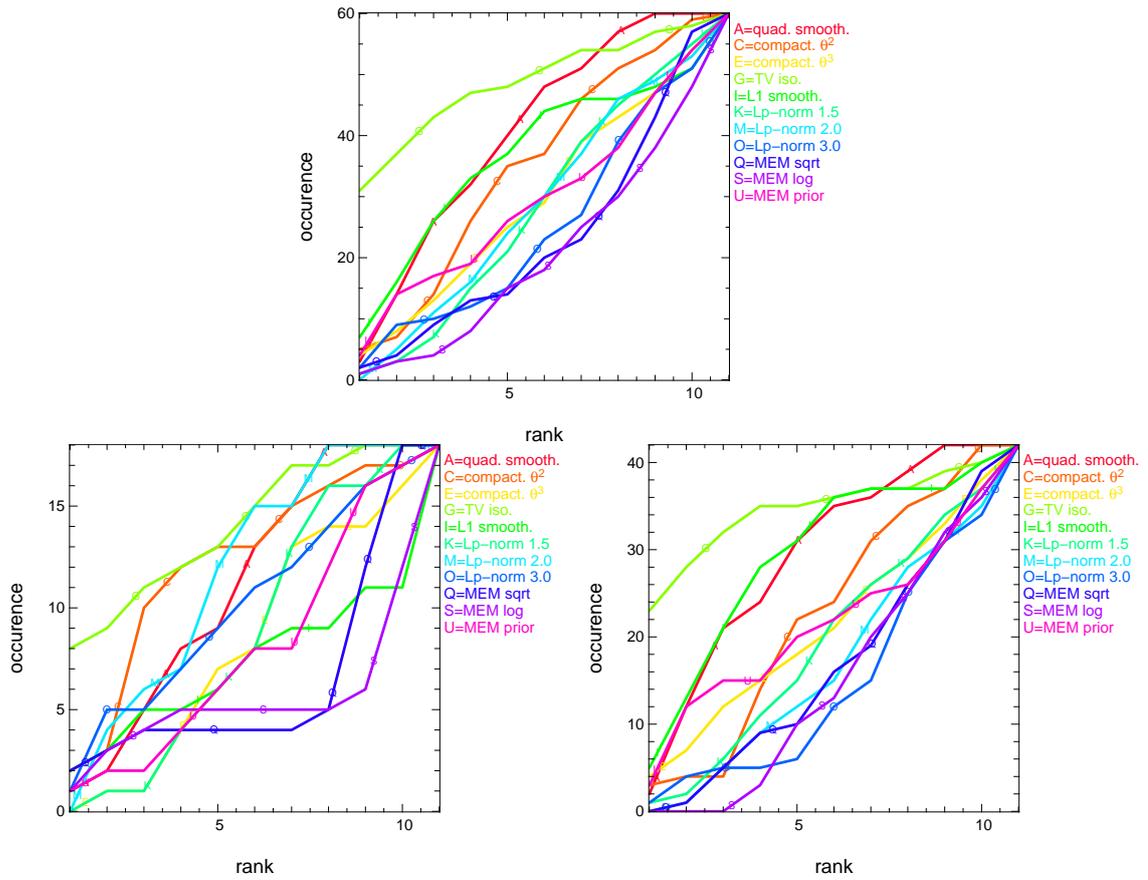


FIGURE 5.9: Distribution cumulée des rangs atteints pour les différentes régularisations. En haut : tous les objets ; en bas à gauche : objets avec structures très compactes ; en bas à droite : objets lisses.

5.3.2 Analyse du f_{prior} : bonnes et mauvaises régularisations

Utilisant le même type de graphique que celui décrit à la section précédente, les EQM⁺ sont maintenant classées pour les différentes régularisations. Pour chaque jeu de données (combinaison unique d'un objet, d'un plan (u, v) et d'un RSB), les régularisations ont été classées suivant la EQM⁺ qu'elles obtenaient, en attribuant le rang 1 à la régularisation ayant obtenu la plus petite EQM⁺ et le rang 11 à celle ayant la plus grande EQM⁺. La courbe cumulée est présentée à la figure 5.9, pour les différentes classes d'objets.

La variation totale isotrope semble avoir largement le meilleur rendement. La régularisation de compacité en θ^2 est le deuxième meilleur choix dans le cas des objets avec structures très compactes. Les régularisations les moins bonnes sont la norme ℓ_p et la MEM sans a priori (MEM-sqrt et MEM-log), comme attendu et expliqué à la section 5.1.1.2. Des exemples de reconstructions pour des régularisations bonnes et mauvaises sont illustrées à la figure 5.10.

La distribution de la EQM⁺, après élimination des mauvaises régularisations uniquement, montre encore un pic de mauvais cas (*cf.* figure 5.7 à droite en tiret-point). Il faut donc à la fois éliminer les mauvaises régularisations et la mauvaise couverture du plan (u, v) pour obtenir

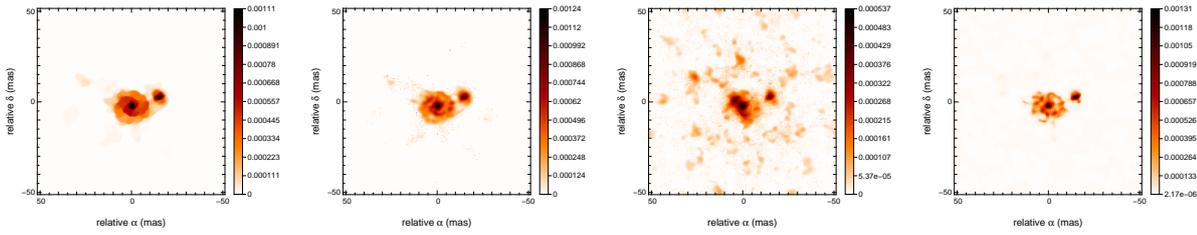


FIGURE 5.10: Exemple d’images reconstruites pour différentes régularisations. De gauche à droite : variation totale, compacité en θ^2 , norme ℓ_p avec $p = 2$ et MEM-log. Les images ont été obtenues avec l’objet représentant la galaxie, un plan (u, v) moyen et un RSB intermédiaire.

un jeu de reconstructions correctes. Dans la suite de la discussion, afin de ne pas contaminer l’échantillon par de mauvaises reconstructions, seuls les cas permettant d’obtenir une image acceptable ont été conservés : le lissage quadratique, la compacité, la variation totale, le lissage ℓ_1 et la MEM avec a priori pour les régularisations et les configurations riche et moyenne du plan (u, v) . Tous les RSB sont conservés.

5.3.3 L’hyperparamètre μ

Les bruits sur les données et la variabilité de l’objet étant indépendants, on s’attend à ce que le terme f_{prior} ne dépende pas des données (Tarantola 2005). Il en résulte que la valeur optimale de μ doit être la même quelque soit le RSB et la couverture du plan (u, v) . Par analyse des tests, on constate que l’hyperparamètre μ^+ dépend essentiellement de la régularisation. En effet, à la figure 5.4 (en bas), les pics des histogrammes de μ^+ se distinguent suivant les couleurs, qui représentent les régularisations. De plus, l’hyperparamètre μ^+ semble être indépendant de la couverture du plan (u, v) et de la valeur du RSB : s’il existe encore une variation de μ^+ , elle est due au type d’objet et non à la configuration instrumentale. Ceci est illustré à la figure 5.11 où sont tracés les histogrammes de μ pour différentes régularisations. Toutes les courbes ont leur pic principal centré sur un μ identique, à l’exception de la présence de pics secondaires, essentiellement pour les régularisations de lissage et variation totale. Ces décalages sont dus aux structures dans les objets : en effet, lorsque les couleurs représentent les configurations (cf. figure 5.11 en bas), toutes les couleurs se confondent dans les pics secondaires. Lorsque les couleurs représentent les objets (cf. figure 5.11 en haut), seules une ou deux couleurs sont présentes dans les pics secondaires, démontrant qu’ils sont dus uniquement aux structures dans les objets.

En regardant de plus près la variation de μ avec la configuration instrumentale, on constate qu’il existe quand même une petite variation d’un facteur 2–3. L’indépendance de μ en fonction du plan (u, v) et du RSB n’est en effet valable que dans un cadre complètement bayésien, c.-à-d. lorsque la probabilité a priori de l’objet est vraie et donc que l’objet est un tirage aléatoire des conditions a priori. Cependant, nous ne sommes pas vraiment dans un cadre bayésien vu que la régularisation est obtenue via des considérations générales qui doivent aider à résoudre les dégénérescences du problème et non via des statistiques sur la distribution d’intensité des objets observés. Vu que la plupart des dégénérescences du problème sont dues aux trous dans le plan (u, v) , les paramètres observationnels peuvent avoir des influences sur le réglage du poids de la

TABLE 5.1: Valeurs optimales de l'hyperparamètre μ pour chaque régularisation.

Régularisations	μ optimal
Lissage quadratique	10^9
Compacité en θ^2	10^7
Compacité en θ^3	10^7
Variation totale isotrope	10^3
Lissage ℓ_1	10^{13}
MEM-prior	10^2

régularisation. C'est pourquoi on constate que la valeur de μ varie légèrement avec le plan (u, v) et le RSB mais d'un facteur suffisamment petit pour ne pas avoir de conséquences visibles sur l'image reconstruite.

Vu que la valeur de μ^+ est essentiellement dépendante du type de régularisation, on peut relier chaque régularisation à une valeur de μ quasi optimale (cf. table 5.1). Cette valeur est une estimation qui peut varier suivant la structure de l'objet à reconstruire ou suite à un changement de la taille du pixel, c.-à-d. du nombre de pixels utilisés pour reproduire l'objet. Cependant, le domaine de variation de μ étant très important, la valeur déduite des simulations donne au moins un point de départ plus précis pour l'utilisateur.

5.3.4 Influence de la réalisation du bruit

Dans toutes les simulations, pour ne pas influencer la classification des résultats, la même réalisation du bruit est employée pour calculer les données bruitées. Pour étudier l'influence de la réalisation du bruit sur la EQM, 100 réalisations différentes ont été testées pour chaque régularisation sur l'objet représentant la galaxie, avec une couverture (u, v) moyenne et un RSB intermédiaire.

La figure 5.12 illustre les interquartiles¹⁶ des courbes de la EQM en fonction de l'hyperparamètre μ pour les 100 réalisations. On constate que la EQM ne varie pas beaucoup avec la réalisation du bruit et, par conséquent, que l'image reconstruite non plus, comme montré à la figure 5.13. Quant à la valeur optimale de μ , elle varie bien moins qu'un ordre de grandeur.

5.3.5 La résolution effective

Afin de déterminer si oui ou non la reconstruction d'images est capable de faire de la super-résolution et de quantifier en quelle quantité, la résolution effective de l'image est également estimée. Elle est définie comme étant la largeur à mi-hauteur (FWHM pour Full Width at Half Maximum) de la gaussienne qui obtient la plus petite EQM entre l'image reconstruite et l'image vraie lissée à cette gaussienne :

$$\text{FWHM} = \arg \min_w \left\| \mathbf{x}^{\text{rec}} - \mathbf{G}(w) \cdot \mathbf{x}^{\text{ref}} \right\|^2, \quad (5.14)$$

16. Les interquartiles divisent les données en 4 groupes contenant exactement le même nombre d'observations.

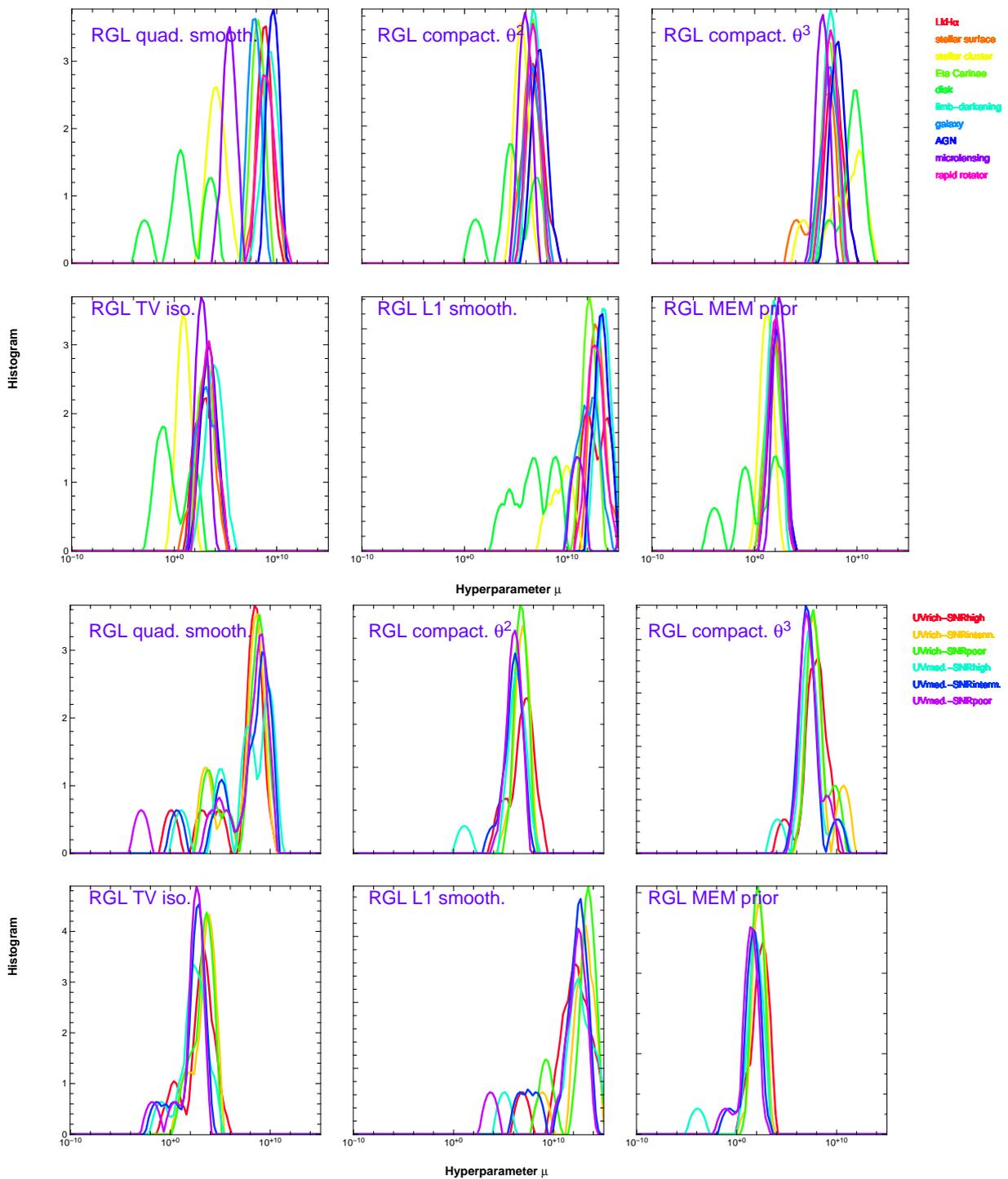


FIGURE 5.11: Histogramme de la valeur de μ optimale. En haut : les couleurs et les symboles correspondent à différents objets. En bas : les couleurs et les symboles correspondent à différentes configurations [plan (u, v) –RSB].

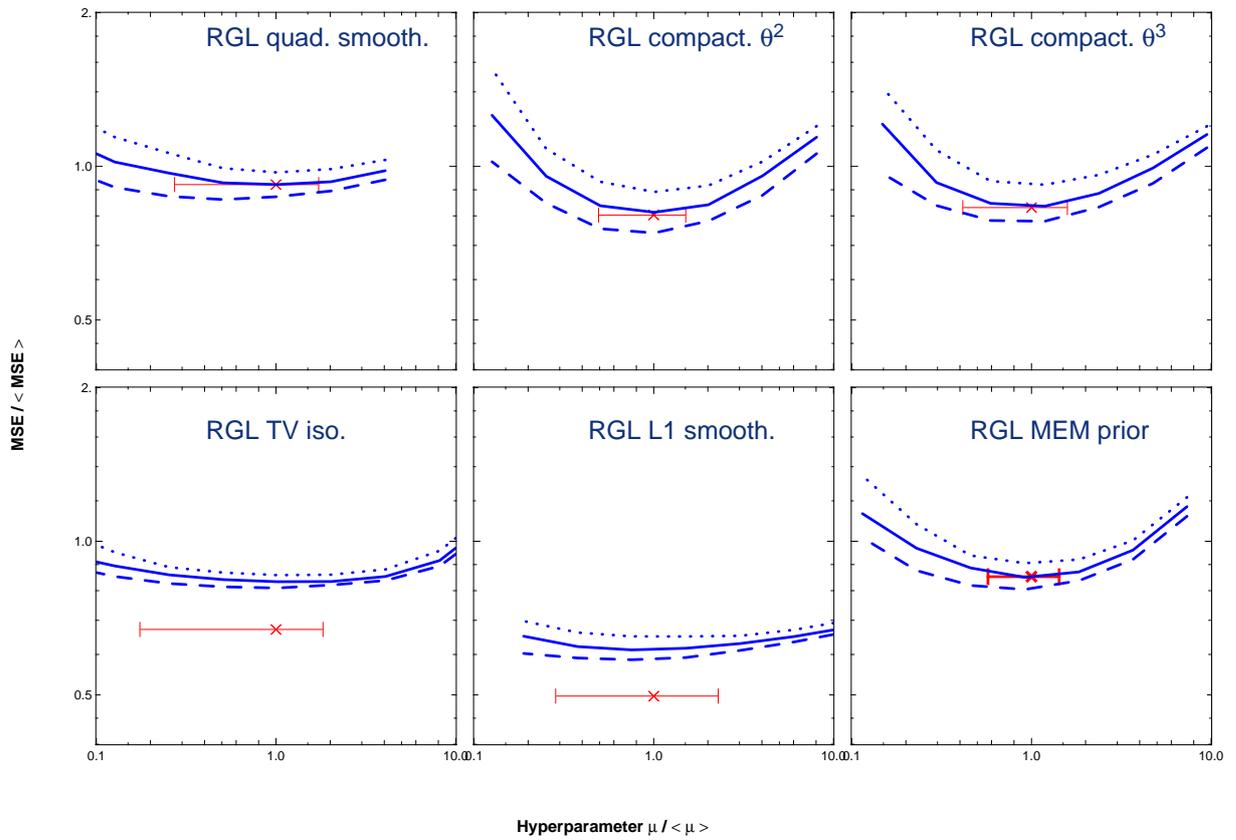


FIGURE 5.12: Variation de la EQM et de la valeur optimale de μ avec la réalisation du bruit pour l'objet représentant la galaxie, avec une couverture (u, v) moyenne et un RSB intermédiaire. En *bleu* : courbe des quartiles des réalisations (25% en tiret, 50% en trait plein, 75% en pointillé). En *rouge* : valeurs optimales de μ (croix) et sa variance.

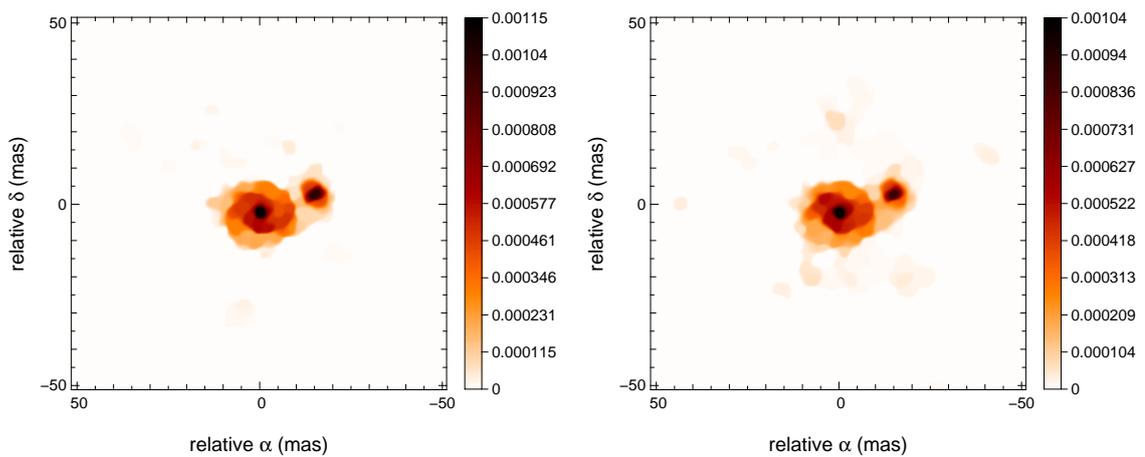


FIGURE 5.13: Images reconstruites pour la meilleure (à gauche) et la pire (à droite) réalisation du bruit avec une régularisation de type variation totale.

avec $\mathbf{G}(w)$ un filtre linéaire de lissage qui réalise la convolution de son argument par une gaussienne de FWHM égale à w .

Comme illustré à la figure 5.14 (à gauche), la résolution effective varie avec le nombre de données et le RSB : plus le nombre de mesures et le RSB sont élevés, meilleure est la résolution effective. Comme pour la EQM⁺ (cf. section 5.3.1), elle est plus vite influencée par le plan (u, v) que par le RSB. Cependant, on constate qu'on ne peut gagner en résolution dans l'image par rapport à la résolution des données, c.-à-d. faire de la super-résolution, que dans les cas très favorables.

La possibilité de faire de la super-résolution provient probablement de la contrainte de positivité (Biraud 1969). Afin de vérifier cette hypothèse, des reconstructions avec et sans contrainte de positivité pour l'image de la galaxie avec un plan (u, v) riche et un RSB élevé ont été effectuées. Les résultats sont illustrés à la figure 5.14 (en haut à droite), montrant que la positivité a en effet une grande influence sur le niveau de super-résolution : sans contrainte de positivité, la résolution effective de l'image diminue.

Finalement, la figure 5.14 (en bas à droite) montre l'influence de l'hyperparamètre μ sur la résolution effective de l'image : plus on régularise (donc plus μ est grand), plus la résolution diminue (donc plus la FWHM augmente). En d'autres termes, plus la régularisation est forte, moins il y a de détails dans l'image, ce qui est normal car la variation totale a tendance à lisser l'image.

5.3.6 Réglage du niveau de régularisation

Dans cette section, on cherche des moyens pratiques, autres que via l'hyperparamètre μ , pour régler le niveau de la régularisation.

5.3.6.1 La fonction de pénalisation totale f

Dans cadre bayésien et pour des statistiques gaussiennes, c.-à-d. lorsque tous les termes sont quadratiques et qu'il n'y a pas de contraintes telles que la normalisation et la positivité, la valeur attendue de la fonction de pénalisation totale $f = f_{\text{data}} + \mu f_{\text{prior}}$ est égale au nombre de données (Tarantola 2005).

En regardant la distribution de f pour les simulations, on constate que son comportement n'est pas identique au cas bayésien-gaussien : en effet, la distribution de f/N_{data} à la figure 5.15 (à gauche) n'est pas de moyenne 1 et est surtout plutôt étendue. Même si la valeur de f ne varie pas fortement avec la régularisation et la configuration instrumentale (cf. figure 5.15 au milieu et à droite), il semble difficile de l'utiliser pour déterminer le réglage optimum de la régularisation suite à sa distribution étalée sur 4 ordres de grandeur.

5.3.6.2 Le terme de vraisemblance f_{data}

Lorsqu'on observe la distribution de f_{data} (cf. figure 5.16 à gauche), on constate qu'elle est bien plus étroite que celle de f . Elle est également indépendante de la régularisation (cf.

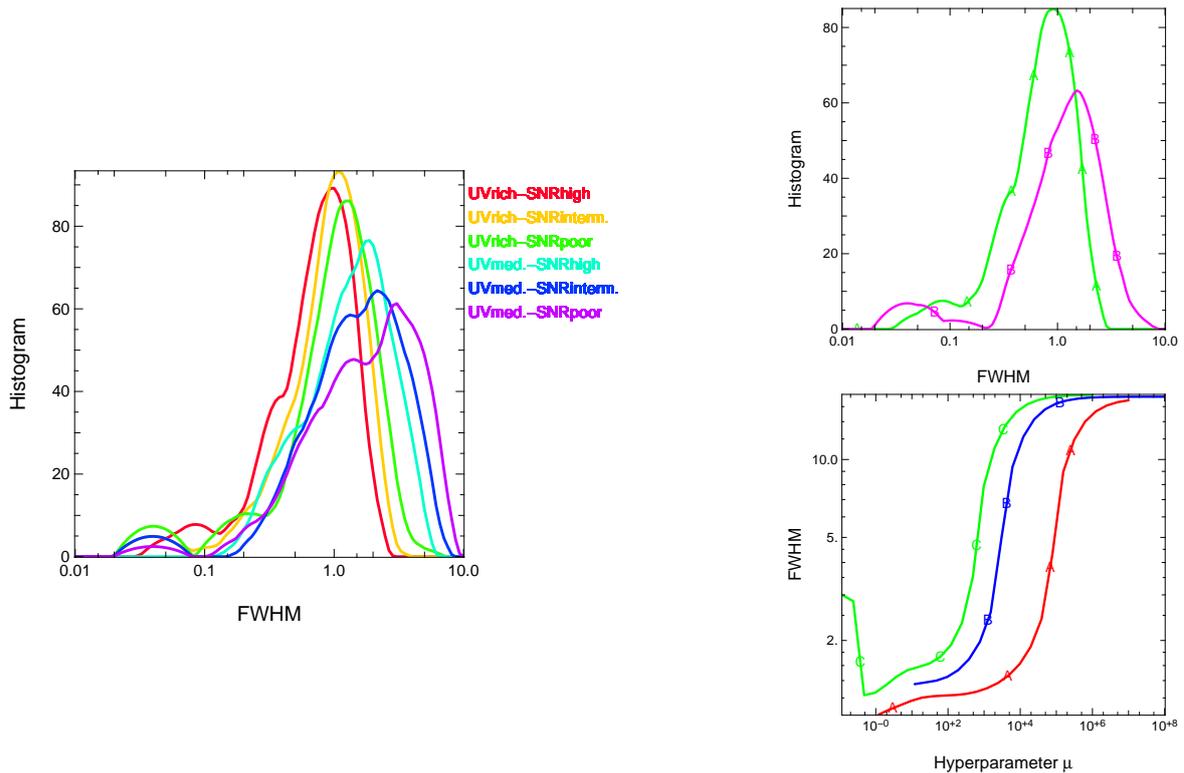


FIGURE 5.14: FWHM de la gaussienne calculée pour évaluer la résolution effective (cf. équation (5.14)) en unité de la FWHM de la gaussienne correspondant à la résolution de l'interféromètre. A gauche : histogrammes pour différentes configurations [plan (u, v) –RSB]. En haut à droite : comparaison entre la FWHM avec utilisation de la contrainte de positivité (en vert, courbe A) et sans la contrainte de positivité (en magenta, courbe B) pour l'image de la galaxie avec un plan (u, v) riche et un RSB élevé. En bas à droite : variation de la FWHM en fonction de l'hyperparamètre μ pour les 3 valeurs du RSB (rouge/A : élevé, bleu/B : intermédiaire, vert/C : faible), pour la galaxie avec un plan (u, v) moyen et une régularisation de type TV.

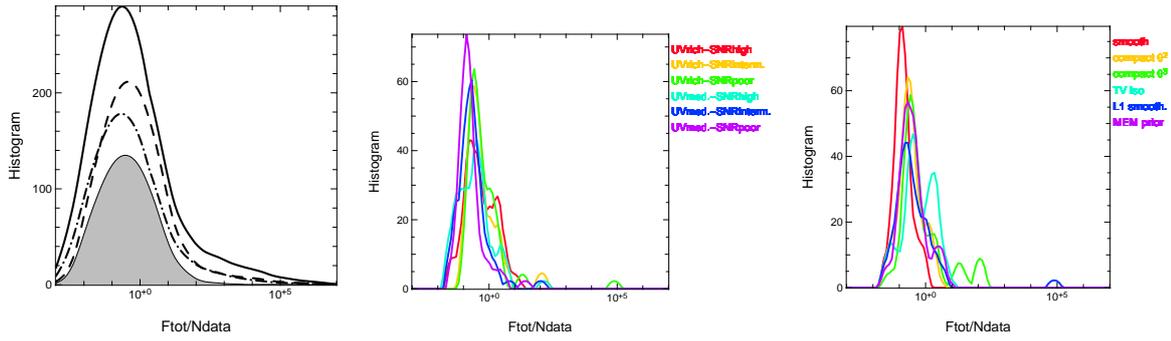


FIGURE 5.15: Densité de probabilité de f/N_{data} . A gauche : distribution totale (mêmes conventions qu'à la figure 5.7 à droite). Au milieu : les couleurs correspondent aux différentes configurations. A droite : les couleurs correspondent aux différentes régularisations.

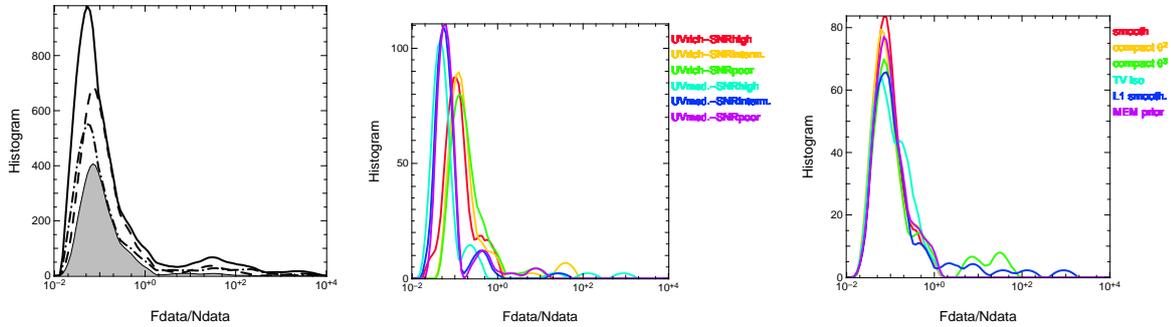


FIGURE 5.16: Densité de probabilité de $f_{\text{data}}/N_{\text{data}}$. A gauche : distribution totale (mêmes conventions qu'à la figure 5.7 à droite). Au milieu : les couleurs correspondent aux différentes configurations. A droite : les couleurs correspondent aux différentes régularisations.

figure 5.16 à droite) et ne semble varier que légèrement avec le type de configurations (cf. figure 5.16 au milieu).

Utiliser la valeur de f_{data} la plus probable, c.-à-d. $f_{\text{data}} = 0.1$, semble être un meilleur moyen pour le réglage de la régularisation. En effet, la distribution totale de f_{data} est comprise entre 0.01 et 1 et cette variation est bien plus petite que les valeurs probables pour l'hyperparamètre μ (entre 100 et 10^{13}) ou encore que celles pour la fonction de pénalisation totale f (entre 0.001 et 1000). Cependant, il est tout à fait possible que cette valeur dépende de la statistique du bruit choisi. Vu que le type de RSB choisi dans les simulations, qui entraîne des barres d'erreur diminuant avec l'augmentation de la fréquence spatiale, est assez éloigné de la réalité, il serait intéressant de faire une étude sur l'influence de la statistique du bruit sur la valeur de f_{data} avant de prendre ce critère comme réglage.

Par ailleurs, l'analyse dans le cadre purement bayésien et gaussien linéaire donne la valeur attendue suivante pour le terme de vraisemblance (Tarantola 2005) :

$$E\{f_{\text{data}}\} = N_{\text{data}} - N_{\text{edf}} \quad (5.15)$$

où N_{data} est le nombre de données et N_{edf} est le nombre de degrés de liberté.

Comme la valeur de f_{data} est centrée en 0.1, 90% de l'information contenue dans les données est résolue ($N_{\text{edf}}/N_{\text{data}}=0.9$). La reconstruction d'images permet donc d'utiliser presque le maximum d'information disponible et d'estimer presque autant de paramètres que de données.

Le comportement du nombre de degrés de liberté N_{edf} est donc très différent de la définition de la dynamique que l'on peut atteindre dans l'image (Baldwin & Haniff 2002) :

$$\text{DR} = \sqrt{\frac{N}{(\delta A/A)^2 + (\delta\phi)^2}} \quad (5.16)$$

où N est le nombre de données (amplitudes et phases des visibilité complexes), $\delta A/A$ l'erreur relative sur l'amplitude et $\delta\phi$ l'erreur sur les phases (en radian). Dans le cas des tests, on a $\delta A/A = \delta\phi = \text{RSB}$, et la dynamique devient :

$$\text{DR} = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{2}\text{RSB}} \quad (5.17)$$

On en déduit donc que le nombre de degrés de liberté ne se comporte pas comme la dynamique : sa dépendance avec le nombre de données est bien plus grande (linéaire au lieu de racine carrée) et sa dépendance avec le RSB est bien plus petite (quasi inexistante au lieu de linéaire). Le nombre de degrés de liberté ne permet donc pas de déterminer ou d'améliorer la dynamique de l'image reconstruite.

5.3.6.3 La méthode de la "courbe en L"

La courbe en L est une courbe log-log du terme de régularisation f_{prior} en fonction du terme de vraisemblance f_{data} pour une série de valeurs de l'hyperparamètre μ (cf. figure 5.17 pour un exemple). Dans la méthode de la courbe en L, l'hyperparamètre μ optimal est celui qui se trouve dans le coude de la courbe. Ce choix est logique vu que ce coin sépare la partie plate où la solution est dominée par les erreurs de régularisation et la partie verticale où elle est dominée par les erreurs de perturbation (Hansen 2000).

Le comportement de la courbe en L, illustré sur un exemple à la figure 5.17, semble correct pour les tests réalisés : les courbes sont tracées en fonction de la meilleure image et donc toutes les courbes devraient se croiser en leur coude, ce qui est globalement le cas. Il est donc possible qu'elle soit un outil approprié pour déterminer le μ optimal. Cela dit, il faudrait réaliser une étude plus générale pour confirmer son comportement et voir si elle est utilisable en pratique.

5.4 Conclusions

Grâce à l'utilisation d'un algorithme contenant une grande flexibilité au niveau des régularisations utilisables, une étude d'une exhaustivité inégalée de la régularisation a pu être effectuée, en comparant un grand nombre de régularisations sur un même pied d'égalité (même algorithme, même type de mesures, etc.). Réaliser ces tests systématiques a permis d'analyser le terme de régularisation et d'en déduire des règles pratiques pour les utilisateurs. Les différentes conclusions sont rappelées ci-après :

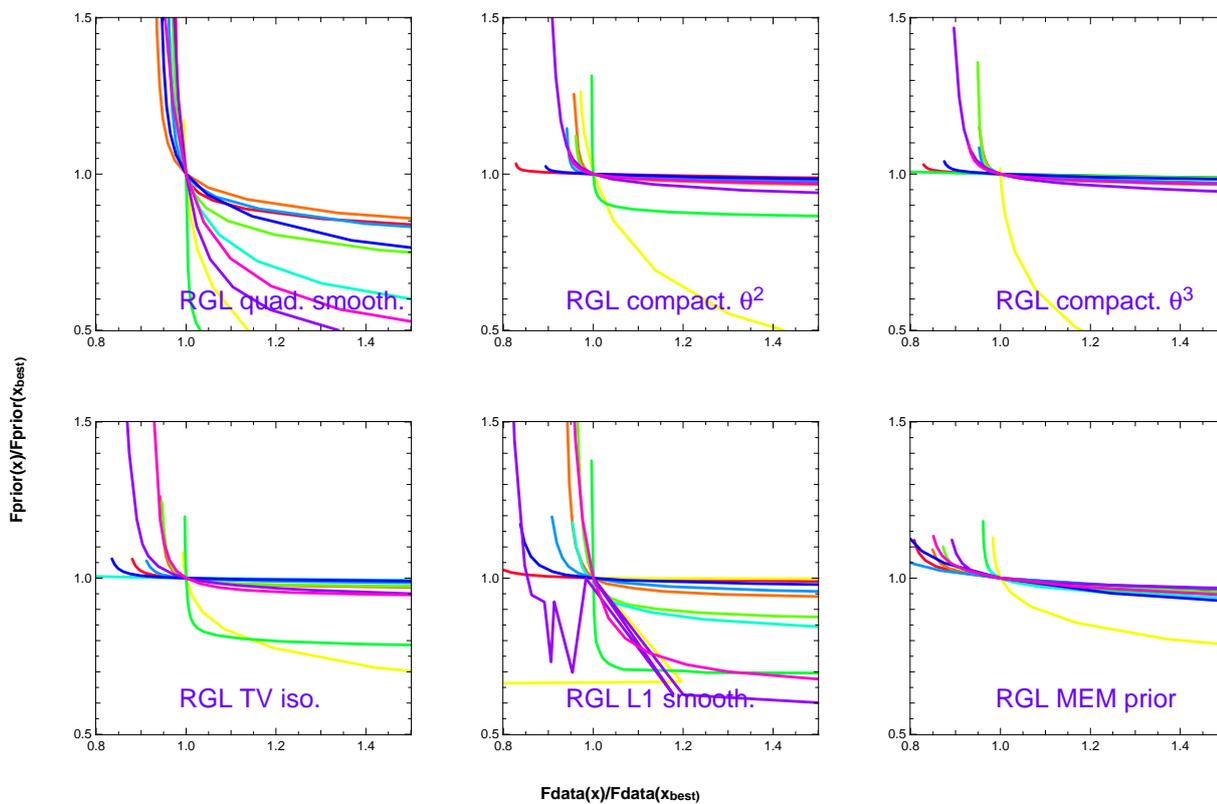


FIGURE 5.17: Exemple de courbes en L pour des objets (en couleur) et des régularisations différentes.

1. Une **couverture** (u, v) **suffisante** est nécessaire pour reconstruire une image acceptable. Bien que plus le RSB est élevé, meilleure sera l'image, une telle limite n'existe pas pour le RSB. En d'autres termes, il faut privilégier le nombre et la reconfiguration des télescopes, plutôt que de mesurer plusieurs fois le même point afin de diminuer sa barre d'erreur. Bien que non testée, l'inhomogénéité du plan (u, v) est probablement également critique.
2. Il y a des régularisations adaptées et d'autres non au type de problème à résoudre, et ce, quelque soit le type d'objets astrophysiques. Cette généralisation provient probablement du fait que les images ne sont pas très différentes (toutes relativement compactes et lisses) et que le problème d'interpolation entre les données est bien plus critique que les variations de structures dans les objets. La régularisation optimale est celle de type **variation totale isotrope**. A noter que la régularisation de lissage avec préservation de bords francs (c.-à-d. la variation totale mais avec un autre réglage de τ) devrait donner des résultats encore plus satisfaisants car l'image obtenue en réglant au mieux μ et τ serait au moins aussi bonne qu'en imposant $\tau \sim 0$. Celle-ci n'a pas été testée à cause de l'introduction d'un réglage supplémentaire : l'hyperparamètre τ .
3. L'hyperparamètre μ ne dépend pas de la couverture du plan (u, v) ni du RSB. Il dépend essentiellement de la régularisation. Pour chaque régularisation, une **valeur optimale de μ** a donc été déterminée. Une variation de ce facteur est encore probable avec les structures dans l'image et la taille du pixel.
4. Dans les cas très favorables, il est possible de faire de la **super-résolution** en reconstruction d'images et elle est d'autant plus importante que la couverture du plan (u, v) est riche.
5. Les différentes méthodes pour régler le niveau de régularisation :
 - le **réglage visuel** est assez sensible, la valeur optimale de μ n'étant pas très précise mais pouvant varier d'un facteur 2 ou 3 ;
 - la **valeur de f_{data}** semble être un meilleur moyen de fixer le réglage étant donné que son domaine de variation est bien moindre que celui de l'hyperparamètre μ (mais ce critère nécessite une généralisation à différentes statistiques du bruit) ;
 - le critère du coude de la courbe en L pourrait donner des résultats corrects.

A noter que ces conclusions ne devraient pas dépendre de l'algorithme. Seul l'optimiseur pourrait être critique et les simulations ont été réalisées avec des visibilités complexes afin de rester dans un domaine convexe.

Maintenant que les paramètres optimaux de la reconstruction d'images ont été déterminés, la partie suivante est consacrée à l'utilisation pratique de la technique, c.-à-d. à son application à des données réelles d'objets jeunes.

Troisième partie

Applications à des données astrophysiques réelles

Chapitre 6

La matière autour des étoiles jeunes

Sommaire

6.1	Méthodologie pour l'analyse des images	94
6.2	Application à MWC 275, une Herbig Ae	94
6.2.1	Données interférométriques en infrarouge proche	96
6.2.2	Résultats de la reconstruction d'images	99
6.2.3	Conséquences physiques pour le modèle	105
6.2.4	Conséquences pour la méthode	108
6.2.5	Conclusions	109

Dans ce chapitre, j'aborde l'objectif final de la thèse : l'application de la reconstruction d'images à une étoile jeune. Dans un premier temps, j'expose la méthodologie employée afin d'interpréter de manière la plus objective possible l'image reconstruite. Ensuite, cette méthode est appliquée à MWC 275, dont le jeu de données est l'un des plus importants sur une étoile jeune en interférométrie infrarouge. Cette application nous permet de reconstruire la première image de l'environnement complexe autour d'une étoile jeune. Ces images mettent en évidence une structure étendue autour de MWC 275, reliée à la présence d'un disque incliné asymétrique, ainsi qu'une augmentation de l'émission à la localisation du rayon de sublimation de la poussière. Bien qu'elles ne permettent pas de trancher entre les différents modèles actuels, ces images confirment que la morphologie de l'environnement proche des étoiles jeunes est plus complexe que ce qui est modélisé actuellement.

6.1 Méthodologie pour l'analyse des images

Les tests systématiques réalisés sur l'algorithme de reconstruction d'images MiRA, décrit au chapitre 5, ont permis de déterminer les paramètres optimaux de la reconstruction d'images et donc de reconstruire la meilleure image possible vu les données à disposition. Cependant, cela ne suffit pas. En effet, même si les images reconstruites sont optimales, elles ne sont pas pour autant évidentes à interpréter. La présence d'artéfacts¹⁷ empêche de distinguer entre les structures réelles de l'objet et celles uniquement dues au processus employé et à la qualité des données (trous dans le plan (u, v) , taille des barres d'erreurs, etc.). Ne connaissant pas l'objet à reconstruire, il n'existe aucun critère qui permet d'interpréter objectivement l'image.

Afin d'être aidée dans l'analyse des images, j'ai recours à un modèle. En prenant le meilleur modèle actuel de l'objet, je simule de "fausses données", en utilisant le même plan (u, v) et les mêmes barres d'erreur que le vrai jeu de données. Je reconstruis ensuite l'image du modèle à partir de ce faux jeu de données. Connaissant le modèle, et donc l'image à laquelle l'algorithme devrait arriver, je peux comparer l'image reconstruite et l'image du modèle elle-même et identifier la localisation et la taille caractéristique des artéfacts. La reconstruction d'images étant effectuée dans les mêmes conditions pour le vrai et le faux jeux de données, les artéfacts devraient être identiques dans les deux cas si le modèle se rapproche suffisamment de l'objet observé. De plus, on peut également déterminer les éléments du modèle qui ne sont pas visibles dans l'image reconstruite. En connaissance des artéfacts, l'analyse de l'image reconstruite à partir des vraies données peut être réalisée de manière plus prudente. Cette méthode comparative est très importante pour déterminer en quoi nous pouvons croire ou non dans les images actuelles et réaliser une analyse aussi objective que possible.

Cette méthodologie est appliquée dans la section suivante, donnant lieu à la première image de l'environnement proche d'une étoile jeune.

6.2 Application à MWC 275, une Herbig Ae

MWC 275, dont les caractéristiques principales sont résumées à la table 6.1, est une des étoiles Herbig Ae les plus proches, avec une distance $d_{\star} = 122_{-13}^{+17}$ pc (van den Ancker et al. 1998). Son âge, déterminé par sa position sur le diagramme HR¹⁸, est de $4_{-2.5}^{+6}$ millions d'années, âge intermédiaire entre les étoiles A de la pré-séquence principale¹⁹ et les étoiles au début de la séquence principale possédant des disques de débris (van den Ancker et al. 1998). Elle possède une température effective de 9300 K (c.-à-d. un type spectral A1), une luminosité de $\sim 30 L_{\odot}$, une masse de $2.3 M_{\odot}$ et un rayon de $2.1 R_{\odot}$ (van den Ancker et al. 1998; Natta et al.

17. Un artéfact ou artefact est un effet artificiel. Le terme artéfact désigne un phénomène créé de toute pièce par les conditions expérimentales.

18. Le diagramme de Hertzsprung-Russell (diagramme HR) est un graphe montrant la luminosité d'un ensemble d'étoiles en fonction de leur température effective. Ce type de diagramme a permis d'étudier les populations d'étoiles et d'établir la théorie de l'évolution stellaire.

19. La séquence principale est la région du diagramme HR où la majorité des étoiles résident. Si la concentration d'étoiles y est si élevée, c'est parce que celles-ci y passent environ 90% de leur vie en évoluant très peu, brûlant l'hydrogène en leur cœur. Une étoile de la pré-séquence principale est une étoile encore à un stade d'évolution antérieur à celui de la séquence principale et correspond aux étoiles jeunes de types T Tauri, FU Orionis ou HAeBe.

TABLE 6.1: Caractéristiques principales de MWC 275

Type spectral	Distance (pc)	Magnitude		R _★	M _★	L _★	Âge
		V	K	(R _☉)	(M _☉)	(L _☉)	(10 ⁶ ans)
A1	122	6.87	4.78	2.1	2.3	30	4

2004; Montesinos et al. 2009). De plus, sa SED montre un fort excès infrarouge (Hillenbrand et al. 1992; Meeus et al. 2001), typique des étoiles jeunes. Mais, contrairement à la majorité des étoiles de Herbig, elle est isolée et n’a pas de nuage moléculaire associé (The et al. 1985), suggérant que le système est suffisamment vieux pour que son nuage natal se soit dissipé.

Son large excès infrarouge est interprété comme un disque circumstellaire chauffé et optiquement épais (Hillenbrand et al. 1992; Meeus et al. 2001). Il est mis en évidence par des techniques d’imagerie : un disque spatialement résolu est révélé premièrement en interférométrie millimétrique dans la raie du CO (Mannings & Sargent 1997) et plus tard par des observations coronographiques qui indiquent une structure de disque étendue dans le visible (Grady et al. 2000) (cf. figure 6.1 à gauche). Les deux études sont en accord avec une inclinaison du système à $\sim 60^\circ$ et repèrent le disque jusqu’à des distance de 450 UA.

Des observations multi-longueurs d’onde en interférométrie millimétrique mettent en évidence une rotation képlérienne du matériel circumstellaire (Isella et al. 2007). L’inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée est de $46^\circ \pm 4^\circ$ avec un angle de position de $128^\circ \pm 4^\circ$. L’émission continue de la poussière est asymétrique et confinée à l’intérieur d’un rayon de 200 UA tandis que l’émission du CO s’étend jusque 540 UA. De plus, Isella et al. (2007) obtiennent une forte diminution du CO au-delà des 200 UA qui peut être due à de larges corps formés à l’extérieur du disque et en migration vers l’intérieur ou à un sillon formé par un compagnon de faible masse.

Doucet et al. (2006) ont étudié la poussière chaude émise en infrarouge proche, localisée dans les couches de surface des régions intermédiaires du disque (20 – 100 UA) et ont conclu que l’émission est compatible avec la classification de MWC 275 par Meeus et al. (2001) : la SED est expliquée par un disque auto-ombragé, la partie externe étant écrantée aux rayons solaires par les régions internes.

Grady et al. (2000) rapportent également la découverte d’une chaîne d’objets Herbig-Haro²⁰ (HH 409 ; Reipurth & Raga 1999), orientée perpendiculairement au disque, s’étendant jusqu’à quelques arcsecondes au-dessus et en-dessous du disque. Le jet est imagé dans la raie Ly α , découvrant un jet asymétrique sur une large échelle ($\sim 27''$) avec la chaîne des 6 Herbig-Haro, traçant l’histoire de la perte de masse (Devine et al. 2000; Wassell et al. 2006) (cf. figure 6.1). MWC 275 ne possède pas de compagnon de type tardif (Grady et al. 2000) et est dix fois plus vieux que la plupart des étoiles de la pré-séquence principale connues pour avoir des jets collimatés (Lada 1985; Fukui et al. 1989). Cet objet possède également une faible émission en rayon X sur une large échelle, associée au jet (Günther & Schmitt 2009). Dans le NIR, la SED est variable et est interprétée par des changements de structure dans le disque interne, sur des

20. Les jets peuvent être repérés par leurs objets Herbig-Haro (HH) associés, qui sont dus à des chocs formés lorsque le jet supersonique entre en collision avec le matériel ambiant ou avec le jet précédent

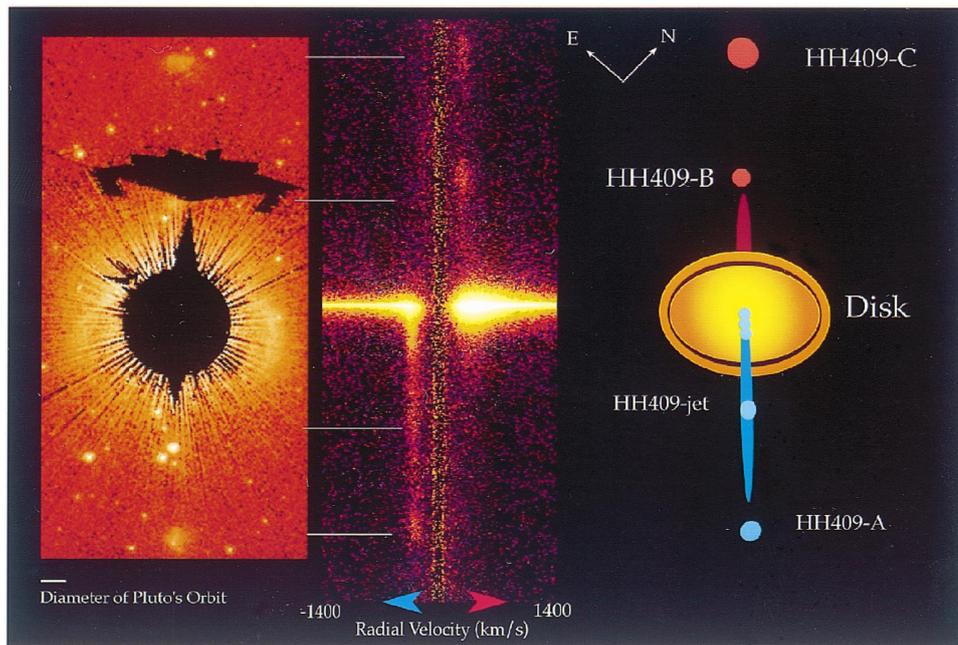


FIGURE 6.1: MWC 275 : image coronographique du disque (à gauche), détection du jet (au milieu) et schéma des objets HH (Devine et al. 2000).

échelles de temps similaires à la génération des objets Herbig-Haro (Sitko et al. 2008).

Finalement, dans les régions les plus internes, les raies en émission de l'UV lointain pourraient provenir d'un gaz optiquement fin accréant sur l'étoile, d'un vent confiné magnétiquement ou encore de chocs à la base du jet (Deleuil et al. 2005; Swartz et al. 2005).

Avec un disque, des signes d'accrétion et un jet bipolaire, MWC 275 est un excellent cas d'étude des objets jeunes en interférométrie infrarouge pour comprendre comment le matériel circumstellaire est distribué sur des échelles inférieures à l'UA.

6.2.1 Données interférométriques en infrarouge proche

Le disque de MWC 275 a été observé et résolu par plusieurs interféromètres en infrarouge proche : IOTA (Millan-Gabet et al. 2001; Monnier et al. 2006), Keck-I (Monnier et al. 2005), CHARA (Tannirkulam et al. 2008) et VLTI (Benisty et al. 2010).

Les premières observations sur IOTA et Keck-I ont permis de déterminer la taille caractéristique de l'objet jeune, par ajustement d'un modèle d'anneau. Les données en bande K sur le Keck-I présentent un disque contenant $71^{+7}_{-1}\%$ du flux, avec un rayon $R = 3.70^{+0.14}_{-0.25}$ mas = $0.45^{+0.02}_{-0.03}$ UA. En bande H , les données IOTA révèlent un disque contenant $59\% \pm 6\%$ du flux avec un rayon $R = 3.3 \pm 0.5$ mas = 0.40 ± 0.06 UA. En plus du disque, les données H montrent la présence d'un halo, contenant $5\% \pm 2.5\%$ du flux total. Son origine n'est pas claire mais pourrait être la présence d'une enveloppe rémanente. Les données IOTA sont effectuées avec 3 téles-

TABLE 6.2: MWC 275 : données interférométriques utilisées pour la reconstruction d'images

Interféromètre	Date	Base projetée (m)	# mesures	Bande spectrale	Dispersion spectrale	Référence
Keck-I	2003	72-78	4	<i>K</i>	large bande	Monnier et al. (2005) Monnier et al. (2006)
IOTA	2003-04	10-28	9	<i>H</i>	large bande	Millan-Gabet et al. (2001)
CHARA	2004-07	86-313	16	<i>K</i>	large bande	Tannirkulam et al. (2008)
VLTI/ AMBER	2008	13-128	947 544	<i>K</i> <i>H</i>	~30	Benisty et al. (2010)

copes, apportant également de l'information de phase à travers la phase de clôture. L'étoile montre une phase de clôture maximale de $-0.6^\circ \pm 0.4^\circ$, l'objet est donc très peu asymétrique.

[Tannirkulam et al. \(2008\)](#) ont présenté de nouvelles données à longues bases obtenues avec CHARA. Ils ne peuvent reproduire leurs observations par un modèle où la majorité de l'émission en bande *K* est issue d'un bord de poussière. Ils doivent ajouter la présence d'une forte émission en infrarouge proche à l'intérieur du rayon de sublimation. Ce nouveau modèle permet d'ajuster simultanément la visibilité et la SED de l'objet. Ils interprètent cette émission additionnelle par du gaz, comme suggéré pour d'autres étoiles HAeBe ([Eisner et al. 2007](#); [Isella et al. 2008](#); [Kraus et al. 2008b](#)).

[Benisty et al. \(2010\)](#) présentent des observations spectro-interférométriques, obtenues sur l'instrument AMBER au VLTI. Grâce à l'arrivée des données en spectro-interférométrie, la mesure simultanée de l'émission à différentes longueurs d'onde dans le proche infrarouge devient possible et les profils de température peuvent être déterminés. Avec un total de 1481 visibilités et 432 CP, [Benisty et al. \(2010\)](#) rassemblent le plus grand jeu de données interférométriques sur un objet jeune obtenu jusqu'à ce jour. Le matériel circumstellaire est résolu à des échelles spatiales inférieures à l'UA et les mesures de CP indiquent une déviation significative, bien que petite, de la symétrie. Comme dans [Tannirkulam et al. \(2008\)](#), un bon ajustement simultané des visibilités, des CP et de la SED est réalisé avec un modèle dont la contribution dominante en bande *H* et en bande *K* est due à une région symétrique, lisse et optiquement fine, étendue entre 0.1 et 0.45 UA. A 0.45 UA, le silicate condense, le disque devient optiquement épais et développe un bord gonflé. Comme source possible de l'émission interne, [Benisty et al. \(2010\)](#) excluent le gaz optiquement fin car les données à haute résolution spectrale ne montrent pas de signature forte du gaz. A la place, ils proposent la présence de grains très réfractaires, s'étendant jusqu'au moins 0.5 UA. Si cette hypothèse s'avère exacte, on pourrait être en train d'observer le disque juste avant qu'il n'atteigne sa phase de transition vers un disque de débris. D'autres données sont nécessaires afin de conclure sur la nature des grains, ou même la possibilité que des grains survivent aux températures requises (2100 – 2300 K à 0.1 UA de l'étoile).

L'intérêt de reconstruire une image est de confirmer la pertinence du modèle et d'éventuellement détecter de nouvelles composantes non prises en compte, cela sans hypothèse a priori sur la physique de l'objet. Toutes les données décrites ci-dessus sont utilisées pour la reconstruction d'images et sont résumées à la table 6.2. Elles forment les plans (u, v) en bandes *K* et *H* illustrés à la figure 6.2. Les visibilités carrées et les phases de clôture sont représentées à la figure 6.3.

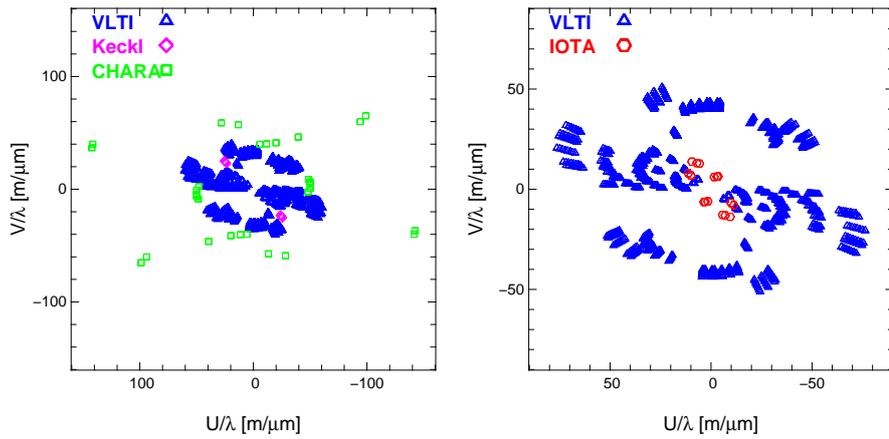


FIGURE 6.2: MWC 275 : couverture des plans (u, v) en termes de fréquences spatiales pour les bandes K (à gauche) et H (à droite). Chaque couleur et chaque symbole correspondent à différents interféromètres.

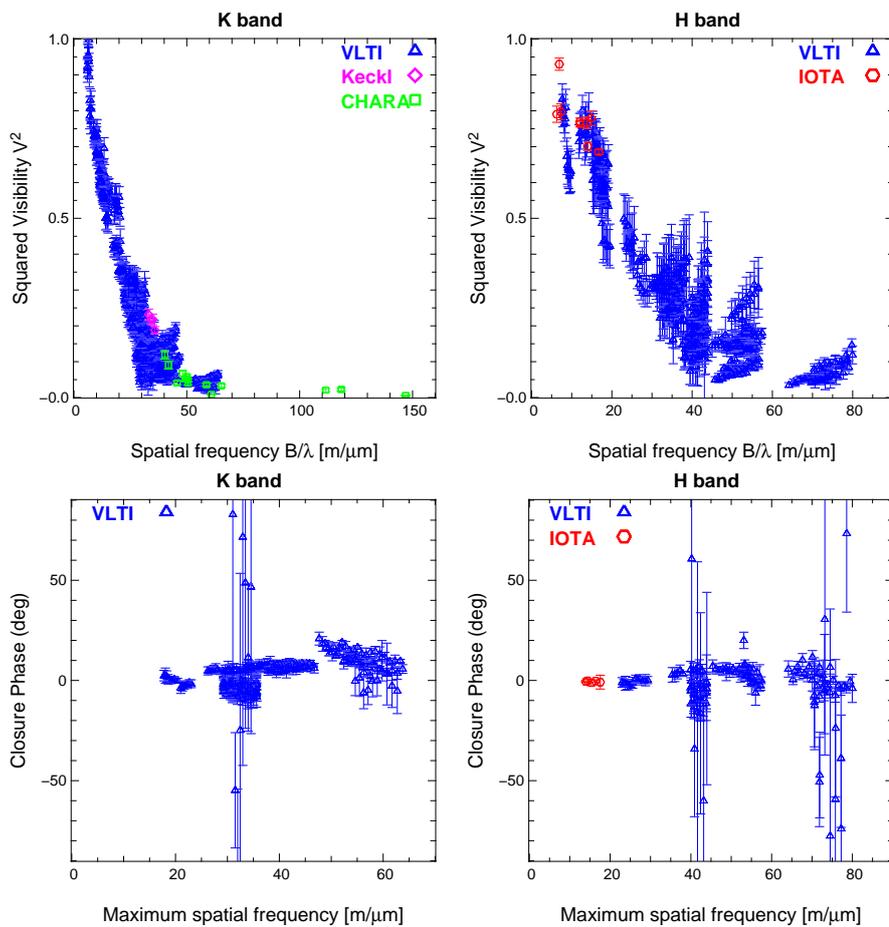


FIGURE 6.3: MWC 275 : visibilités carrées (en haut) et phases de clôture (en bas) dans les bandes K (à gauche) et H (à droite). Chaque couleur et chaque symbole correspondent à différents interféromètres.

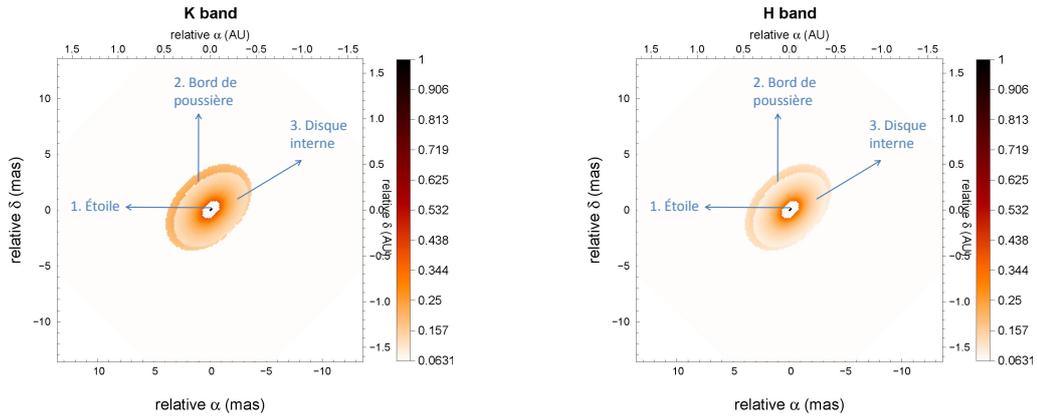


FIGURE 6.4: MWC 275 : modèle de l'environnement proche de l'étoile (Benisty et al. 2010), déterminé par interférométrie infrarouge en bandes K (à gauche) et H (à droite).

Le modèle utilisé lors de l'analyse par application de la méthodologie décrite dans la section 6.1 est celui de Benisty et al. (2010) et est présenté à la figure 6.4. Il comprend trois composantes :

1. Une **étoile**, produisant 14% et 30% du flux en bandes K et H respectivement (déterminé par ajustement de la SED).
2. Un **bord de poussière** localisé à 0.45 UA (~ 3.6 mas) représentant 36% du flux en bande K et 16% en bande H . La distribution d'intensité le long du bord de poussière est non homogène, faisant apparaître le bord dans la direction nord-est plus lumineux que celui dans la direction sud-ouest. Cette asymétrie explique la valeur des CP non nulles.
3. Un **disque interne** lumineux et symétrique de 0.1 à 0.45 UA et contenant le reste du flux, c.-à-d. 50% en bande K et 54% en bande H .

Le disque est incliné d'un angle de 48° et a un angle de position de 136° .

6.2.2 Résultats de la reconstruction d'images

6.2.2.1 Choix des paramètres

Lors de la reconstruction du modèle, le résultat de l'algorithme est connu. Un certain nombre de tests peuvent donc être effectués afin de déterminer les paramètres adéquats de la reconstruction.

Avant tout test, il faut déterminer la taille de l'image et du pixel. Ce ne sont pas des paramètres critiques mais ils doivent être choisis avec précaution afin de ne pas enfreindre certaines règles de base (cf. section 4.2). Premièrement, suite à l'utilisation de la transformée de Fourier rapide, le champ de vue reconstruit doit être choisi suffisamment grand pour empêcher le repliement du champ. Il a donc été pris trois fois plus grand que l'objet lui-même. Suite à l'ajustement de modèle, nous connaissons la taille typique de l'objet, qui possède un bord externe à environ 4 mas de l'étoile centrale, et donc un diamètre de ~ 8 mas. Le champ de vue total choisi est de 27 mas. En ce qui concerne la taille du pixel, elle doit respecter la règle de Shannon :

$\Delta\theta \leq \lambda/(2B_{\max})$ avec B_{\max} , la ligne de base maximale et λ , la longueur d'onde. Elle a été choisie 4–5 fois plus petite que cette limite afin de pouvoir faire de la super-résolution²¹ mais surtout pour une question esthétique, soit 0.15 mas. Finalement, l'image reconstruite a une taille de 180×180 pixels.

Le premier test s'est porté sur le terme de régularisation. Bien que les tests systématiques du chapitre 5 ont fourni la meilleure régularisation à utiliser, à savoir la *variation totale*, trois régularisations différentes ont été étudiées dans un premier temps afin de s'assurer de la pertinence de ce choix. Cette étude est illustrée à la figure 6.5. Notre choix final s'est porté sur la variation totale car cette régularisation permet de faire ressortir au mieux l'anneau, tout en éliminant le plus d'artéfacts en dehors de l'objet.

Les tests systématiques du chapitre 5 ont permis également de déterminer, à un ordre de grandeur près, la valeur de l'hyperparamètre μ . Cette valeur variant légèrement avec la taille du pixel et la structure de l'objet, une étude de ce paramètre a également été effectuée sur une variation de deux ordres de grandeur (cf. figure 6.6). Sur cette figure, on constate que l'image de gauche est trop régularisée : l'image est trop lisse et certaines structures ne sont pas visibles, comme la distinction entre l'anneau extérieur et le disque interne. L'image de droite, quant à elle, n'est pas assez régularisée : les structures sont devenues beaucoup plus compactes et le disque interne a tendance à disparaître. L'image optimale est illustrée dans la partie centrale de la figure 6.6, avec un facteur de régularisation $\mu = 100$.

A cause du manque d'une partie de l'information en phase, le problème d'optimisation à résoudre n'est plus convexe et une série de minima locaux apparaissent. Dans ce cas, la solution finale va donc dépendre du point de départ, c.-à-d. de l'image passée à l'algorithme en premier lieu. Différentes images de départ ont été testées (Dirac, distribution de flux aléatoire entre les pixels, modèle, etc.) et, grâce à une bonne régularisation et à un nombre de données élevé, toutes les reconstructions ont convergé vers la même solution. Afin d'utiliser un point de départ réalisable dans tous les cas et pas trop éloigné de la réalité, nous avons choisi de partir d'une gaussienne symétrique, ajustée sur les données en visibilités carrées.

J'ai également réalisé un certain nombre de tests pour déterminer la meilleure manière d'utiliser l'information en longueur d'onde. Chaque longueur d'onde est interprétée par MiRA comme un nouveau point dans le plan (u, v) . Pour l'objet, cela revient à le considérer comme gris, c.-à-d. indépendant de la longueur d'onde. Il faut faire un compromis entre le nombre de données nécessaires afin de reconstruire une image et la dépendance intrinsèque de l'objet avec la longueur d'onde. Le choix a été motivé par des tests réalisés sur le modèle et il s'est porté vers deux reconstructions, une en bande K et une en bande H à cause de la chromaticité intrinsèque de l'objet. Si ce n'est pas le cas, deux visibilités différentes, qui échantillonnent deux régions d'émission différentes, peuvent correspondre à une même fréquence spatiale. Dans ce cas, le résultat n'est pas concluant, comme montré à la figure 6.7. Par ailleurs, dans chaque bande spectrale, toute l'information en longueur d'onde est utilisée, considérant l'objet comme un corps gris dans chaque bande séparée. En effet, le résultat de la reconstruction est meilleur

21. Comme étudié à la section 5.3.5, il est possible de faire de la super-résolution en reconstruction d'images, c.-à-d. de reconstruire une image possédant une résolution supérieure à celle des données.

dans ce cas par rapport à l'utilisation d'une moyenne des visibilitées sur les canaux spectraux (compris entre 5 et 8 pour chaque bande) car celle-ci entraîne non seulement une forte diminution du nombre de données et donc un plan (u, v) encore plus clairsemé mais également un mélange dans les données en forçant à la même fréquence spatiale des données qui possèdent à la base des fréquences spatiales différentes vu la variation de longueur d'onde (*cf.* figure 6.8).

Maintenant que tous les paramètres sont déterminés, passons à la reconstruction proprement dite.

6.2.2.2 Images reconstruites à partir du modèle

En suivant la méthodologie décrite dans la section 6.1, nous avons reconstruit dans un premier temps le meilleur modèle actuel de l'objet, c.-à-d. celui de Benisty et al. (2010), présenté dans la section 6.2.1 et illustré figure 6.4. Ces images reconstruites dans les mêmes conditions, c.-à-d. même plan (u, v) et même barres d'erreur que les données réelles, sont illustrées à la figure 6.9.

L'analyse de l'image reconstruite du modèle en bande K montre que les structures suivantes sont retrouvées lors de la reconstruction :

- l'**étoile**, sous forme d'une tache au centre. A noter que la forme de cette tache, qui semble se découper en 3 parties, n'est pas réelle mais due aux trous dans le plan (u, v) ;
- l'**anneau** (bord de poussière) à une distance d'environ 4 mas, qui est clairement visible à la bonne localisation, comme montré par l'ellipse verte. Cependant, cet anneau n'a pas une structure homogène mais apparaît sous forme d'une suite de points diffus localisés le long d'une ellipse. Cet élément est le premier artéfact important. La distribution non uniforme de l'intensité le long de l'anneau est également retrouvée. En effet, la partie de l'anneau vers le sud-ouest possède moins de flux que celle vers le nord-est, comme dans le modèle ;
- le **disque interne**, c.-à-d. l'émission entre l'étoile et l'anneau. En effet, il existe du flux entre l'étoile et l'anneau et ce flux ne provient pas de l'une de ces deux composantes mais est dû à une émission supplémentaire. Ceci est confirmé par la reconstruction d'un modèle plus simple, où l'anneau interne a été supprimé, c.-à-d. un modèle composé d'une étoile et d'un anneau gaussien. Cette reconstruction, figure 6.10, montre clairement que l'étoile ne s'étend pas sur plus de 4 pixels (soit 0.6 mas) en K , donc beaucoup moins que dans l'image du modèle avec le disque interne (*cf.* figure 6.9) ;
- la **répartition du flux** dans chaque composante est également proche de celles du modèle avec $\sim 15\%$ dans l'étoile, $\sim 30\%$ dans l'anneau et donc $\sim 55\%$ dans le disque interne.

La seule structure non retrouvée dans l'image reconstruite est le trou entre l'étoile et le disque interne, mais celui-ci est inférieur à 0.1 UA (~ 0.8 mas), nécessitant une base de 245 m à $2.2 \mu\text{m}$ pour être résolu. La base maximale en K est de 330 m mais très peu de données sont effectuées avec cette base et donc ce trou est trop petit pour être correctement visible dans les données.

En bande H , l'anneau n'est pas retrouvé dans l'image reconstruite. La première raison est que cet anneau ne représente que 16% du flux dans le modèle, au lieu de 36% en bande K . Deuxièmement, la résolution angulaire est beaucoup moins importante dans les données en

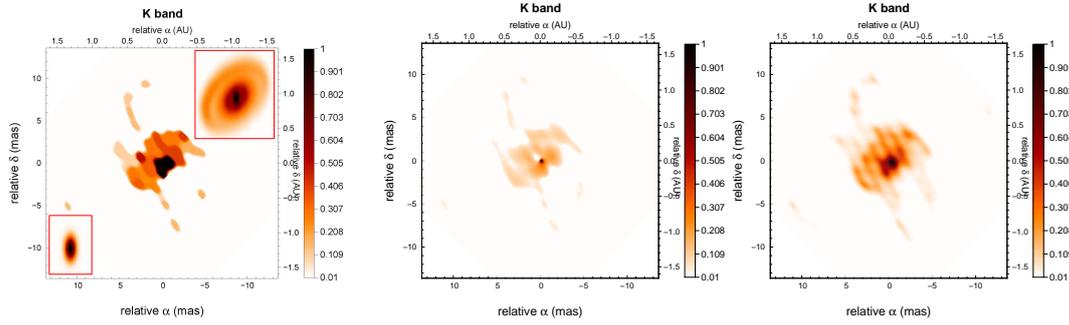


FIGURE 6.5: Images reconstruites du modèle de MWC 275 en bande K pour 3 régularisations différentes. A gauche : variation totale ; au milieu : compactness ; à droite : MEM logarithmique avec un a priori gaussien ajusté sur les données en visibilité carrées. Le cadre en bas à gauche indique la gaussienne à la résolution de l'interféromètre et celui en haut à droite représente le modèle convolué à la résolution de l'interféromètre.

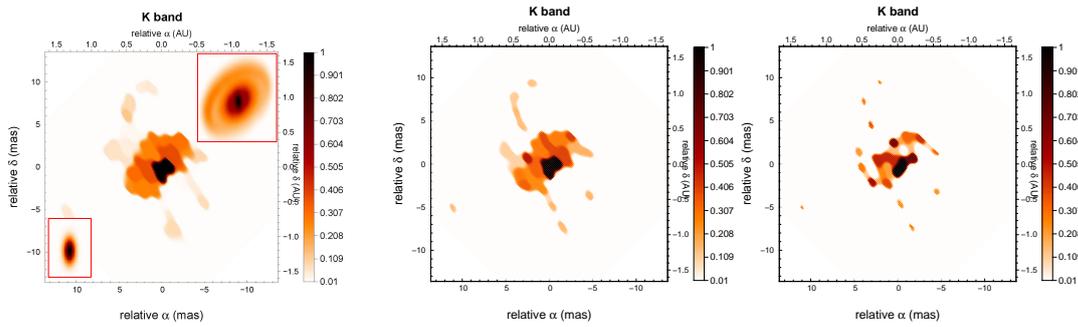


FIGURE 6.6: Images reconstruites du modèle de MWC 275 en bande K avec la régularisation de variation totale et pour 3 valeurs de l'hyperparamètre μ ; de gauche à droite : $\mu = 1000$, $\mu = 100$ et $\mu = 10$. Mêmes conventions que celles de la figure 6.5.

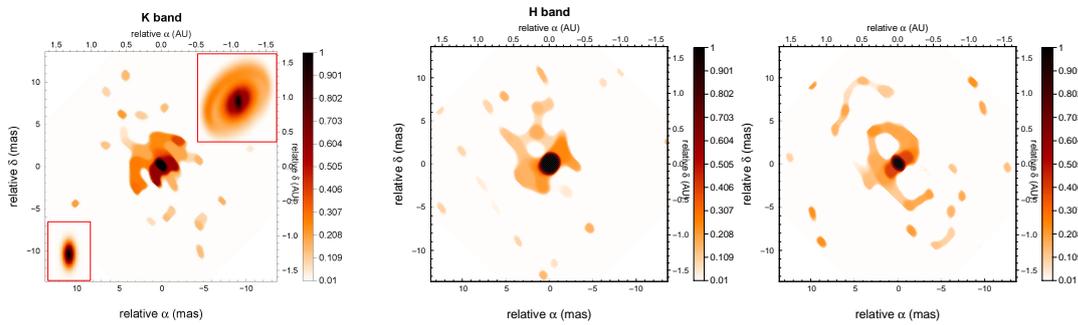


FIGURE 6.7: Images reconstruites du modèle de MWC 275 en bande K (à gauche), H (milieu) et $H + K$ (à droite). Ces images ont été réalisées en tenant compte de toute l'information de phase (visibilités complexes) avec la régularisation de variation totale et un niveau $\mu = 100$. Mêmes conventions que celles de la figure 6.5.

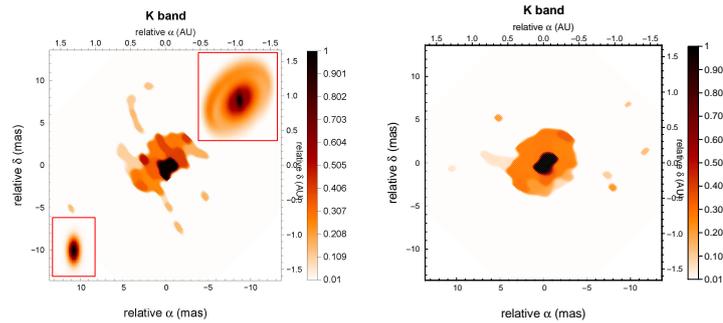


FIGURE 6.8: Images reconstruites du modèle de MWC 275 en bande K avec la régularisation de variation totale ($\mu=100$) en prenant en compte toutes les longueurs d’onde (à gauche) et en faisant une moyenne sur les canaux spectraux (à droite). Mêmes conventions que celles de la figure 6.5.

bande H que celles en bande K qui contiennent les très longues lignes de bases de l’interféromètre CHARA. Pour pouvoir voir l’anneau de poussière dans l’image H , il faudrait obtenir des données à plus haute résolution, ce qui a été vérifié par des tests sur le modèle. Quant à l’étoile et le disque interne, ils se retrouvent également dans l’image reconstruite en bande H . En effet, la tache centrale ne s’étendrait pas sur plus de 7 pixels (soit 1.05 mas) si l’émission interne n’existait pas (cf. figure 6.10 à droite). Ces deux éléments représentent 86% du flux, proche du modèle.

Maintenant que les principaux artefacts (forme suspecte de l’étoile, anneau sous forme d’une série de points diffus) ont été identifiés, passons à la reconstruction de l’image à partir des données réelles.

6.2.2.3 Images reconstruites à partir des données réelles

Les images reconstruites à partir du vrai jeu de données sont illustrées à la figure 6.11.

Par comparaison avec les images reconstruites du modèle et les artefacts identifiés, les éléments suivants sont reconnus :

- la tache représentant l’étoile est directement identifiable et correspond au maximum des images dans les deux bandes ;
- cette tache principale est entourée de multiples points diffus et les plus brillants sont concentrés au centre de l’image à une distance de 4–5 mas. Ils sont mis en évidence par une ellipse en bleu dans la figure 6.11. Cette ellipse représente certainement un anneau externe. Chaque point n’est cependant pas représentatif de la réalité mais est dû au processus employé, artefact détecté dans la section précédente.

Le pourcentage du flux dans les points le long de l’ellipse est de 30% en bande K et 24% en H . La position de ces points diffère légèrement entre H et K : ceux de H sont légèrement plus proches de l’étoile que ceux de K , comme directement perçu sur l’image en deux couleurs de la figure 6.12 ;

- les points diffus ne sont pas uniformément répartis le long de l’ellipse et sont moins présents dans la partie basse de l’image en K . L’anneau en bande K est donc moins lumineux dans la direction sud-ouest que nord-est. Pour la bande H , peu de points diffus

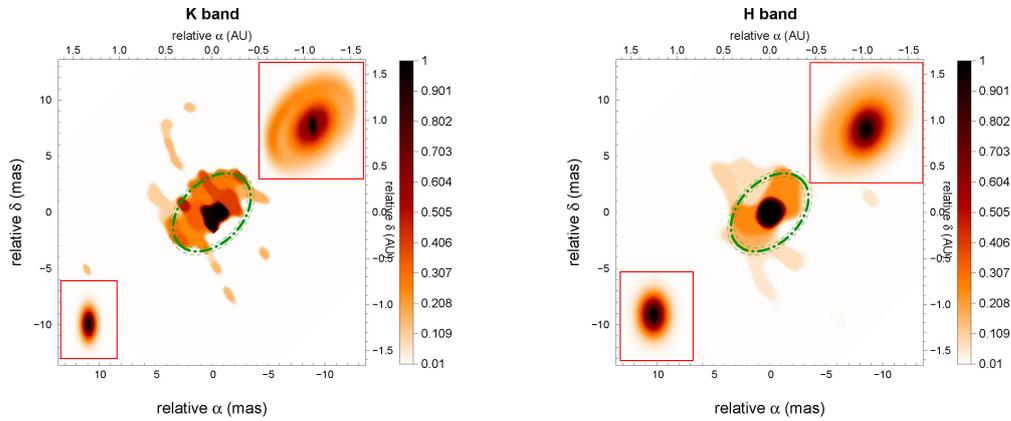


FIGURE 6.9: Images reconstruites du modèle de MWC 275 en bande K (à gauche) et en bande H (à droite). Les couleurs sont échelonnées avec la racine carrée de l'intensité. L'ellipse en tiret-pointillé vert correspond à la localisation de l'anneau dans le modèle, avec sa largeur en tiret vert. Le nord est en haut et l'est à gauche. Le cadre en bas à gauche indique la gaussienne à la résolution de l'interféromètre et celui en haut à droite représente le modèle convolué à la résolution de l'interféromètre.

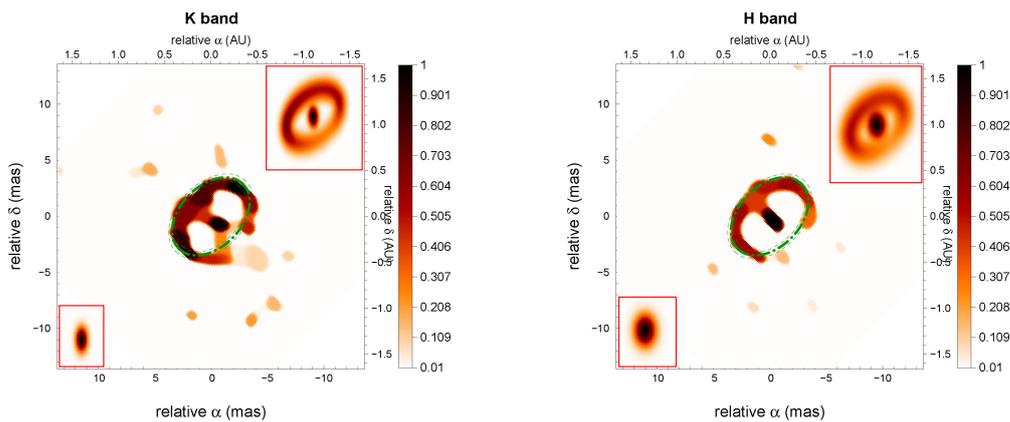


FIGURE 6.10: Reconstruction d'images du modèle géométrique simple (étoile + anneau gaussien) de MWC 275 en bande K (à gauche) et en bande H (à droite). Mêmes conventions que celles de la figure 6.9.

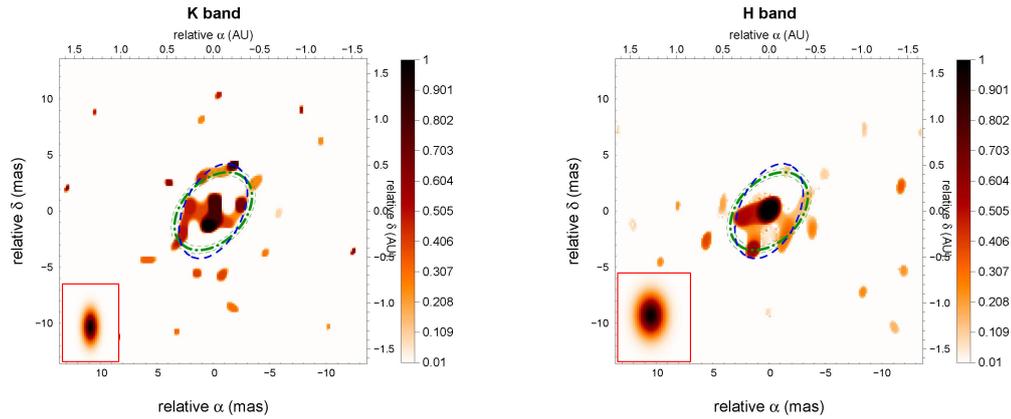


FIGURE 6.11: Images reconstruites de MWC 275 en bande K (à gauche) et en bande H (à droite). Les ellipses en vert représentent l’anneau du modèle de Benisty et al. (2010) avec sa largeur, tandis que l’ellipse en bleu indique la position des points diffus secondaires principaux. Mêmes conventions que celles de la figure 6.9.

apparaissent dans l’image et des données à plus haute résolution sont nécessaires pour interpréter correctement les résultats, comme illustré dans la section précédente. Nous ne pouvons donc pas conclure sur ce point ;

- l’angle de position et l’inclinaison de l’objet sont certainement proches de la réalité et correspondent à ceux déterminés par Benisty et al. (2010) et Tannirkulam et al. (2007). Ils sont également consistants avec des estimations à d’autres longueurs d’onde (Isella et al. 2008) ;
- la région interne à l’ellipse contient 70% du flux en K et 86% en H et ne provient probablement pas uniquement d’une étoile non résolue, mais plutôt d’une région étendue. Sa forme cependant n’est pas représentative de la réalité mais des conditions d’observation, c.-à-d. les trous dans le plan (u, v) .

La figure 6.13 illustre l’accord entre les données (visibilités carrées et phases de clôture) et l’équivalent pour l’image reconstruite (obtenu par TF), ainsi qu’une comparaison avec le modèle de Benisty et al. (2010). **On constate que l’image reconstruite, qui fournit un χ^2 normalisé de 2.3²² est en meilleur accord avec les données que le modèle possédant un χ^2 normalisé de 47.8.**

6.2.3 Conséquences physiques pour le modèle

Les images reconstruites de MWC 275 sont une toute nouvelle manière d’analyser les données avec très peu d’hypothèses quant à la physique du modèle. Grâce à l’analyse des artéfacts via la reconstruction d’un modèle, nous avons pu déterminer ce qui nous apparaissait comme les éléments réels dans l’image. Dans cette partie, nous allons analyser quelles sont les nouvelles informations apportées par cette méthode et les conséquences directes sur le modèle. Cette méthode étant très jeune, j’insiste sur le fait qu’il faut prendre ces nouvelles informations avec

22. Comme prévu à la fin du chapitre 5, la valeur de f_{data} varie sensiblement avec la statistique du bruit. Elle est également très sensible à l’exactitude des barres d’erreur. Si elles ne sont connues qu’à un facteur 2 ou 3, ça n’a pas de sens de tenter d’atteindre un $f_{\text{data}}/N_{\text{data}}$ de 0.1.

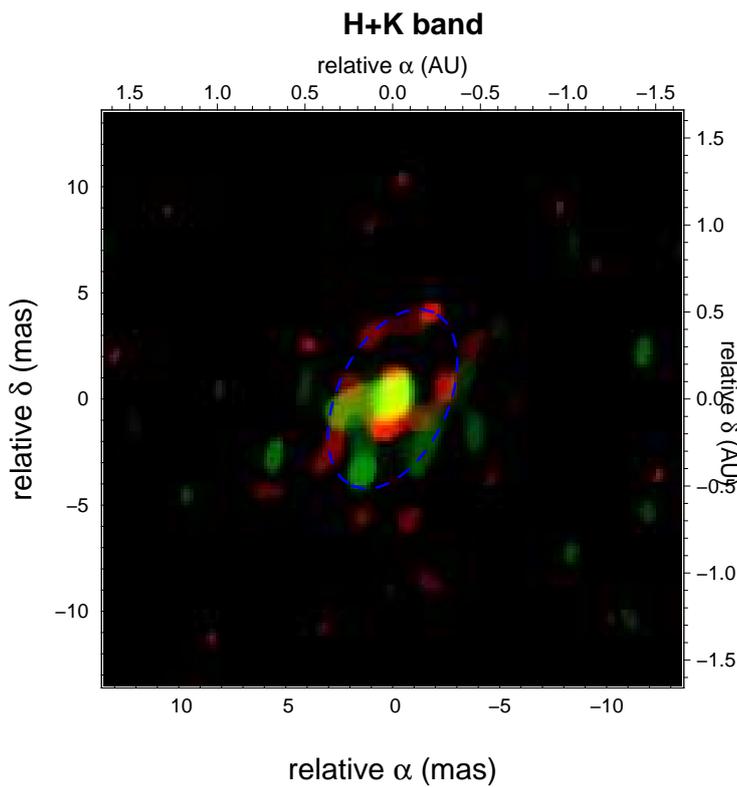


FIGURE 6.12: Combinaison des images reconstruites de MWC 275 en une image deux-couleurs (K en rouge et H en vert). L'ellipse bleue indique la position des taches principales secondaires dans l'émission en bande K .

prudence.

Les points diffus secondaires, localisés sur une ellipse à une distance de 4–5 mas du centre de l'image, représentent probablement l'anneau externe. Ces caractéristiques ne sont pas exactement les mêmes que celles du modèle de [Benisty et al. \(2010\)](#), bien que très proches : le rayon est de 0.55 UA au lieu de 0.45 ± 0.05 UA, l'inclinaison est de 55° au lieu de $48^\circ \pm 2^\circ$, l'angle de position est de 155° au lieu de $136^\circ \pm 2^\circ$ et son intensité est de 30%, au lieu de 36%.

Le fait que les structures de l'anneau soient plus proches du centre de l'image en bande H qu'en bande K pourrait être expliqué par un gradient de température dans le disque. Celui-ci a tendance à déplacer le pic d'intensité vers le centre pour les longueurs d'onde plus courtes. Cependant, il faut rester vigilant car des données à plus haute résolution sont nécessaires afin de résoudre de manière non ambiguë l'anneau dans l'image en bande H .

L'image ne permet cependant pas de distinguer les formes physiques de l'anneau : il pourrait très bien représenter un bord interne gonflé comme proposé par [Dullemond et al. \(2001\)](#) tout aussi bien qu'un disque évasé continu dont l'intensité augmente à cause d'un changement d'opacité dans le disque lorsque la température de sublimation de la poussière est atteinte.

En ce qui concerne la distribution de ces points diffus secondaires, leur répartition non uniforme le long de l'ellipse nous permet de rejoindre l'hypothèse de [Benisty et al. \(2010\)](#), comme quoi l'anneau est moins lumineux dans la direction sud-ouest que nord-est, au moins dans la bande K . Cette distribution non uniforme peut être expliquée par l'effet d'une surface inclinée ou d'un changement important dans l'opacité de la poussière. En ce qui concerne la

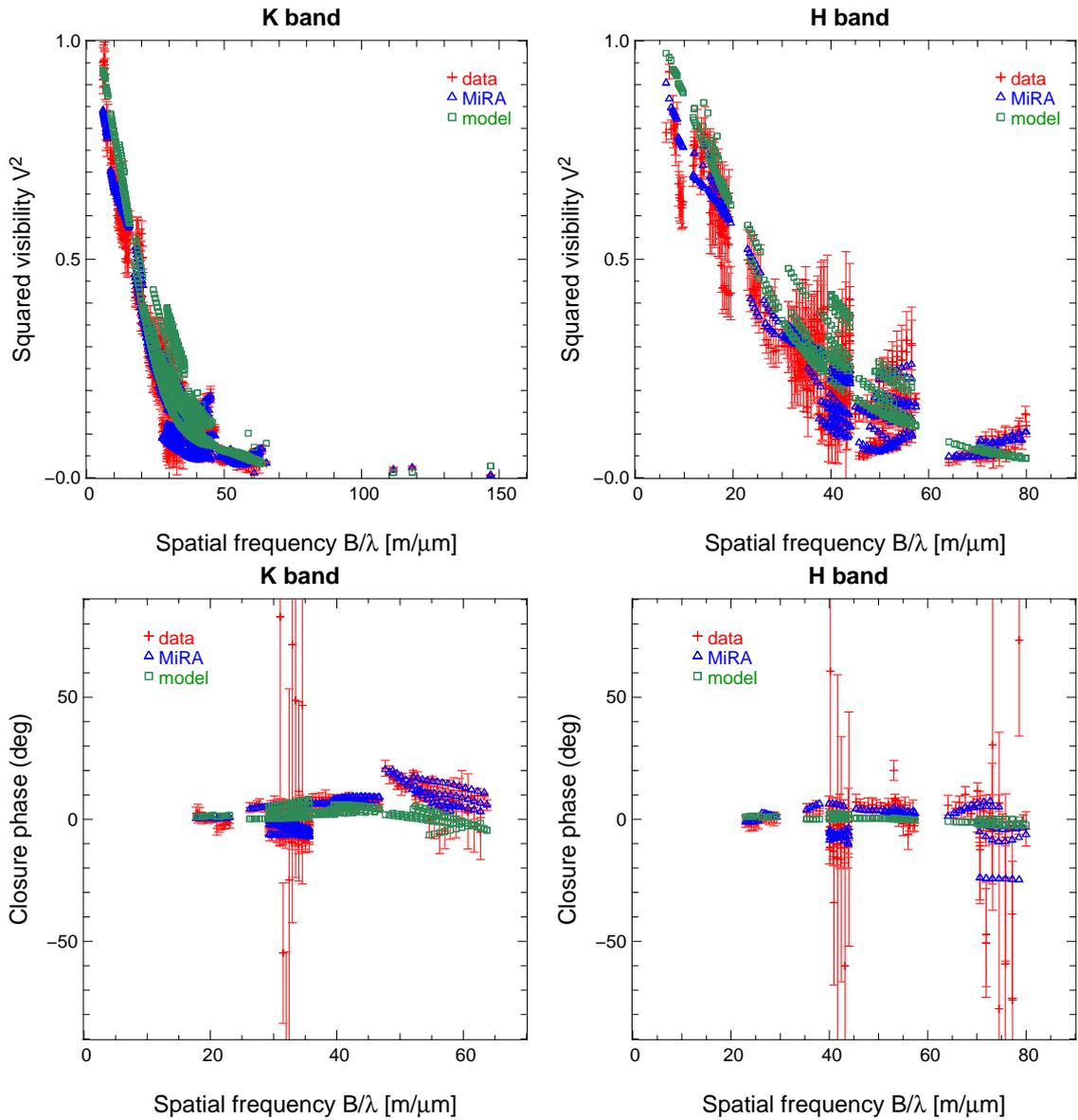


FIGURE 6.13: MWC 275 : visibilités carrées (en haut) et phases de clôture (en bas) dans les bandes *K* (à gauche) et *H* (à droite). Les données, l'ajustement de MiRA et l'ajustement du modèle sont indiqués en différentes couleurs et différents symboles. Les χ^2 normalisés correspondants sont de 2.3 pour MiRA et 47.8 pour le modèle.

bande H , certains points apparaissent le long de l'ellipse, contrairement à la reconstruction du modèle. Y a-t-il plus de flux dans l'anneau en bande H que prédit par le modèle ? Le fait que l'anneau en bande H apparaît plus lumineux dans la direction sud-ouest, là où justement il est moins lumineux en bande K , a-t-il une signification quelconque ? Ces questions relèvent de la spéculation et sont nettement moins fiables sans l'apport de données supplémentaires. On en restera donc au fait que l'intensité varie probablement le long de l'ellipse mais qu'on ne peut conclure sur la magnitude de cet effet pour le moment.

L'énergie à l'intérieur de l'anneau est un point très important. En effet, d'une manière complètement indépendante et sans l'aide d'un modèle choisi *a priori*, l'image confirme la présence d'une émission entre l'anneau et l'étoile. Cependant, nous ne pouvons conclure si la répartition de cette émission en 2 parties dans l'image K est réelle. Elle est plus probablement reliée à la couverture du plan (u, v) .

6.2.4 Conséquences pour la méthode

En ce qui concerne la méthode de reconstruction d'images, deux aspects critiques ont été identifiés :

1. l'**homogénéité du plan** (u, v) : grâce à différents tests réalisés sur le modèle, l'aspect "points diffus" de l'image s'est avéré essentiellement dû à la présence de trous dans le plan (u, v) . En effet, en utilisant un plan (u, v) artificiel homogène, les artéfacts ont tendance à disparaître. De ce fait, les bases pour les observations doivent être choisies attentivement de manière à obtenir un plan (u, v) aussi homogène que possible afin de limiter les artéfacts dans l'image reconstruite ;
2. la **qualité des données** : comme attendu, il existe une forte corrélation entre la dynamique/qualité de l'image et la quantité/qualité des données. Plus les données sont nombreuses et plus les barres d'erreur sont petites, meilleure sera l'image.

Ces aspects sont illustrés à la figure 6.14 où l'image du modèle de [Benisty et al. \(2010\)](#) a été réalisée en bande K avec les 3 quadruplets de télescopes du VLTI offert à la période P86 pour l'instrument visiteur Pionier. La présence d'artéfacts dans cette image est moindre que celle à partir du vrai jeu de données (*cf.* figure 6.11 à gauche), bien qu'il reste encore des "rayures" à 45° , probablement dues à la couverture du plan (u, v) .

Du point de vue de l'algorithme, il semble nécessaire de déterminer une régularisation mieux adaptée aux objets jeunes qui, d'un côté, accentuerait l'homogénéité du disque pour éviter les structures uniquement dues aux trous dans le plan (u, v) et, de l'autre côté, ne jouerait pas trop sur l'étoile qui est un élément ponctuel certain dont le flux est connu (via la SED) (*cf.* la régularisation utilisée par [Thiébaud et al. 2003](#), par exemple).

Une étude très intéressante serait également de déterminer la dynamique que l'on peut avoir dans l'image suivant le nombre de données et le rapport signal-à-bruit. En effet, grâce à cette information, il serait possible de déterminer si un élément ou l'autre de l'objet peut être reconstruit suivant la quantité de flux qu'on pense y trouver. L'aller et retour entre l'image et le modèle serait d'autant plus efficace.

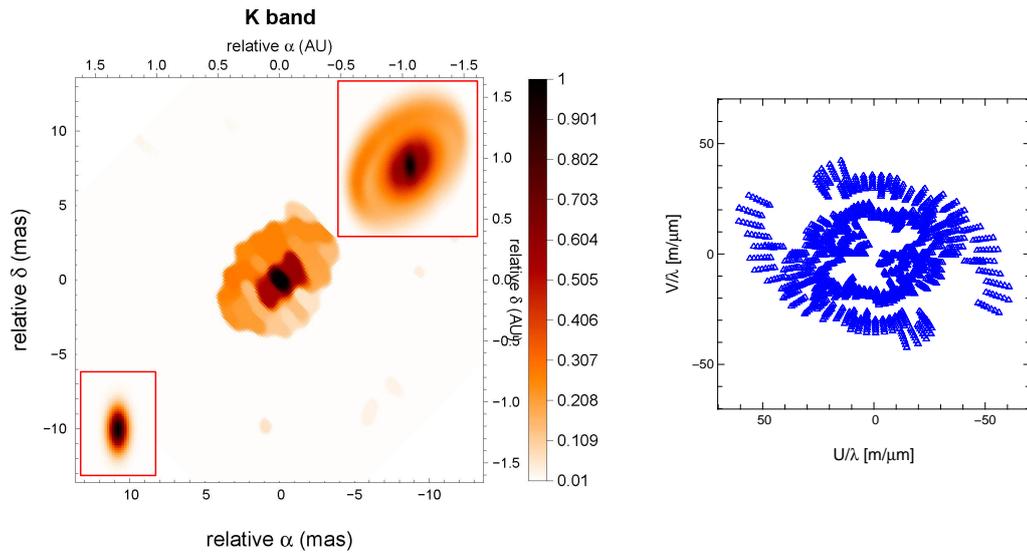


FIGURE 6.14: Image reconstruite du modèle de Benisty et al. (2010) en bande K avec un plan (u, v) artificiel réalisé avec 3 quadruplets du VLT (illustré à droite) et les données CHARA.

6.2.5 Conclusions

Ce travail a permis de reconstruire la première image de l'environnement proche d'une étoile jeune complexe. L'image n'étant pas évidente à analyser, une méthodologie a été mise au point afin de distinguer les structures réelles parmi les artéfacts.

Les images en bandes K et H révèlent des structures évidentes de la présence d'un disque asymétrique incliné autour de MWC 275. Une augmentation de l'intensité au rayon de sublimation de la poussière est également identifié dans les images. La distribution non homogène le long de cet anneau ne peut être directement relié au modèle du bord gonflé mais pourrait également correspondre à un disque évasé avec une discontinuité due à un changement d'opacité.

Les images reconstruites à partir des vraies données étant très différentes de celle du modèle, elles confirment que l'environnement proche des étoiles jeunes est plus complexe que ce qui est actuellement modélisé.

Milli-arcsecond images of the Herbig Ae star HD 163296

S. Renard¹, F. Malbet¹, M. Benisty², E. Thiébaud³, and J.-P. Berger^{4,1}

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, CNRS-UJF UMR5571, BP 53, 38041 Grenoble, France
e-mail: [Stephanie.Renard;Fabien.Malbet]@obs.ujf-grenoble.fr

² INAF - Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy
e-mail: benisty@arcetri.astro.it

³ Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, CNRS-UCBL-ENSL UMR5574, 69561 St-Genis-Laval, France
e-mail: thiebaut@obs.univ-lyon1.fr

⁴ European Southern Observatory, Alonso de Cordova, 3107, Vitacura, Chile
e-mail: jpberger@eso.org

Received 30 April 2010 / Accepted 15 June 2010

ABSTRACT

Context. The very close environments of young stars are the hosts of fundamental physical processes, such as planet formation, star-disk interactions, mass accretion, and ejection. The complex morphological structure of these environments has been confirmed by the now quite rich data sets obtained for a few objects by near-infrared long-baseline interferometry.

Aims. We gathered numerous interferometric measurements for the young star HD 163296 with various interferometers (VLTI, IOTA, KeckI and CHARA), allowing for the first time an image independent of any a priori model to be reconstructed.

Methods. Using the Multi-aperture image Reconstruction Algorithm (MiRA), we reconstruct images of HD 163296 in the *H* and *K* bands. We compare these images with reconstructed images obtained from simulated data using a physical model of the environment of HD 163296.

Results. We obtain model-independent *H* and *K*-band images of the surroundings of HD 163296. The images detect several significant features that we can relate to an inclined asymmetric flared disk around HD 163296 with the strongest intensity at about 4–5 mas. Because of the incomplete spatial frequency coverage, we cannot state whether each of them individually is peculiar in any way.

Conclusions. For the first time, milli-arcsecond images of the environment of a young star are produced. These images confirm that the morphology of the close environment of young stars is more complex than the simple models used in the literature so far.

Key words. instrumentation: interferometers – techniques: image processing – stars: pre-main sequence – stars: individual: HD 163296

1. Introduction

The process of star formation triggered by the collapse and fragmentation of a molecular cloud leads to the birth of a young star surrounded by a circumstellar disk and outflows. The disks are believed to be the place where the planets form (Boss 1997; Mayer et al. 2002), and are composed of a mixture of gas and dust with a wide range of grain composition (Henning & Meeus 2009). The standard picture of the close environment of pre-main sequence stars is so far limited to a quasi-stationary accreting disk partially reprocessing the irradiation from the central protostar with potential planetary gaps opened by newly formed planets. Some of the accreted material is ejected by means of bipolar outflows but their precise origin has not yet been identified. Most of the models are presently assumed to be symmetric around the star rotation axis and stationary. However hydrodynamical turbulence, gravitational waves, magneto-rotational instabilities, vortices and thermal instabilities occurring on the AU-scale are known to play a major role in star and planet formation (e.g., Balbus & Hawley 1991). The close environments of young stars are therefore not expected to be as simple as they are currently modeled, but the observational measurements do not provide tight enough constraints to unambiguously identify strong departures from axisymmetrical models.

The photometric and spectroscopic observations obtained with very modest spatial resolution are usually integrated over a subarcsecond field of view which corresponds to several tens of AUs at the distance of the closest star formation regions (140 pc). Observations at the scale of 1 AU and below correspond to 7 milli-arcsec (mas) angular scale and requires therefore optical long-baseline interferometry. However, even if long-baseline optical interferometry is capable of reaching very high angular resolution, the observations are usually limited to a small number of measurements (see Millan-Gabet et al. 2007, for a review). With the advent of interferometers with more than two telescopes and with significantly high spectral resolution (e.g., VLTI/AMBER, CHARA/MIRC), the number of interferometric observations has significantly increased allowing the first images to be reconstructed with aperture synthesis techniques. Images of stellar surfaces (e.g., Monnier et al. 2007; Haubois et al. 2009; Zhao et al. 2009), binaries (e.g., Zhao et al. 2008; Kraus et al. 2009), or circumstellar shells around evolved stars (e.g., Le Bouquin et al. 2009) have been obtained mostly for objects brighter than the brightest young stars. In the young stellar object field, we are at a comparable stage to that reached 40 years ago when the first 3 antennas of the VLA became operational producing the first radio-interferometry images (Hogg et al. 1969). We report the first attempt to reconstruct an image of a circumstellar disk

around a young star using mostly AMBER/VLTI interferometric data.

In this study, we present reconstructed images of the young star HD 163296 (MWC 275), an isolated Herbig Ae star (HAe) of spectral type A1, with a $\sim 30 L_{\odot}$ luminosity, and a $\sim 2.3 M_{\odot}$ mass located at 122^{+17}_{-13} pc (van den Ancker et al. 1998; Natta et al. 2004; Montesinos et al. 2009). In scattered light (Grady et al. 2000) and at millimeter wavelengths (Mannings & Sargent 1997), a disk has been detected on large scales, traced out to 540 AU. The CO millimeter line observations have revealed a large-scale inclined disk in Keplerian rotation probably evolving towards a debris disk phase (Isella et al. 2007). HD 163296 also exhibits an asymmetric outflow perpendicular to the disk, with a chain of six Herbig-Haro knots (HH409) tracing the history of mass loss (Devine et al. 2000; Wassell et al. 2006). The emission of the innermost regions, observed in far-UV emission lines, have been attributed to optically thin gas accreting onto the stellar surface, a magnetically confined wind, or shocks at the base of the jet (Deleuil et al. 2005; Swartz et al. 2005). HD 163296 has been observed with several interferometers (see Benisty et al. 2010, B10 hereafter). Using the largest set of interferometric data of a young star, we present here the first reconstructed images of a complex young stellar object.

The article is organized as follow. Sect. 2 describes the image reconstruction method and the methodology employed to extract the best reconstructed image. Section 3 presents the reconstructed images obtained in the H and K bands and their analysis using simulated data generated from inner disk models. In Sect. 4, we describe the choices made during the image reconstruction process, and discuss the physical meaning of the features seen in the image, as well as the consequences for the models commonly used. Finally, Sect. 5 summarizes our results and provides some perspectives for the future.

2. Image reconstruction

2.1. Image reconstruction by MiRA

The principle of interferometry is to interfere coherently the light coming from a single astronomical source from two or more independent telescopes (Lawson 2000; Malbet & Perrin 2007). An interferometer measures a complex number referred to as the *visibility*. According to the Van Cittert-Zernicke theorem, this complex visibility, $V e^{i\phi}$, is the Fourier transform of the object brightness distribution at the spatial frequency of the observations, given by the projected baseline in units of wavelength (B/λ). The visibility amplitude, V , is related to the spatial extent of the emission, while the phase, ϕ , provides the location of the photocenter. However, the requested infrastructure to carry out optical interferometry is complex and has led to a limitation in the number of telescopes (Baldwin & Haniff 2002). The main consequence is to provide a sparse sampling of the spatial frequencies, the so-called (u, v) plane. Moreover, the absolute value of the phase ϕ is lost due to atmospheric turbulence that randomly modifies it. However, by adding the phases of the fringes measured for each baseline over a 3-telescope configuration, one can measure an additional quantity, the *closure phase*, which is insensitive to the atmospheric disturbance (Monnier 2003; Monnier et al. 2006). The closure phase includes part of the Fourier phase information, and is related to the global asymmetry of the emission: a point-symmetric object has a zero closure phase. The main observables are therefore the squared visibility amplitudes, V^2 , and the closure phases (CP).

The objective of the image reconstruction is to numerically retrieve an approximation of the true brightness distribution of the source given the interferometric measurements. To account for the data, the Fourier transform of the sought image should fit the measured complex visibilities. However, due to the sparse (u, v) coverage, the image reconstruction problem is ill-posed as there are more unknowns, e.g., the *pixels* of the image, than measurements. Additional prior constraints are therefore required to supplement the available data and retrieve a unique and stable solution. A very general solution is to define the optimal image to be the solution to the optimization problem (Thiébaud 2005; Thiébaud & Giovannelli 2009):

$$\min_{\mathbf{x}} \{f_{\text{data}}(\mathbf{x}) + \mu f_{\text{prior}}(\mathbf{x})\} \quad \text{with } \mathbf{x} \geq 0 \text{ and } \sum_n \mathbf{x}_n = 1 \quad (1)$$

where $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^N$ are the pixel values in the discretized image and N the number of pixels. In problem (1) the strict constraints $\mathbf{x} \geq 0$ and $\sum_n \mathbf{x}_n = 1$ account for the non-negativity and the normalization of the brightness distribution. The objective function in the optimization problem (1) is a joint criterion of two components:

- Minimization of the *likelihood* term $f_{\text{data}}(\mathbf{x})$, which enforces agreement of the sought image with the data. In practice, this term is derived from the noise statistics. For instance, it is the χ^2 of the data for Gaussian statistics.
- Minimization of the *regularization* term $f_{\text{prior}}(\mathbf{x})$, which favors images that are the *simplest* or the *smoothest* according to a priori assumptions.

The parameter $\mu > 0$ is used to tune the relative importance of the two terms so as to select the most regular image among all those compatible with the data.

Many different algorithms have been developed to solve the image reconstruction problem from optical interferometry data (e.g., Cotton et al. 2008; Thiébaud & Giovannelli 2009). In this paper, we use the Multi-Aperture Image Reconstruction Algorithm (MiRA; by Thiébaud 2008). MiRA is capable of dealing with any available interferometric data (complex visibilities, squared visibilities, closure phases, etc.), and has been successfully used to process real data (e.g., Lacour et al. 2008; Lacour et al. 2009; Le Bouquin et al. 2009; Hauboiss et al. 2009). When phases are missed because of the atmospheric turbulence, the MiRA algorithm can directly fit the available interferometric observables without explicitly rebuilding the missing phases. Finally, one can choose the most effective of various regularization methods integrated into MiRA for the type of object observed and check the effect of the regularization on the resulting image. MiRA directly attempts to solve the problem in Eq. (1) using an iterative non-linear optimization algorithm (Thiébaud 2002). Because of the missing phases, the function to be minimized is not however convex thus has several local minima. The final image is therefore determined by the data, the choice of the regularization (and its level), and the initial image.

2.2. Methodology used in this work

Systematic tests have been performed on the MiRA algorithm by Renard et al. (in prep.; RTM10 hereafter) in which images of ten astrophysical objects were reconstructed, for different (u, v) coverages and signal-to-noise ratios. Twelve regularizations were tested and images were reconstructed for a set of weight factors μ . The optimal solution is the one that minimizes

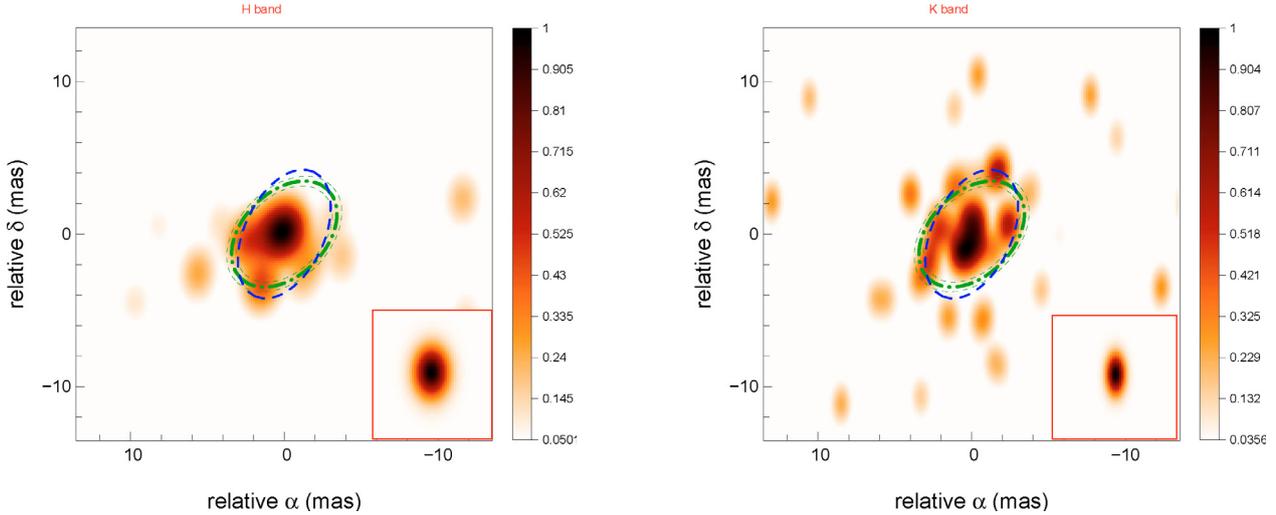


Fig. 1. Reconstructed images of HD 163296 in the H (left) and K bands (right), after a convolution with a Gaussian beam at the interferometer resolution. The colors are scaled to the squared root of the intensity with a cut corresponding to the maximum expected dynamic range (see text for details). The blue ellipse traces the location of the main secondary blobs, and the green dot-dashed ellipse corresponds to the location of the rim in the B10 model, with its width given by the green dashed ellipses. North is up and east is left. The sub-panel in the right corner of each plot indicates the Gaussian beam at the interferometer resolution, applicable to Figs. 3, 4, and 6.

the mean-squared distance between the model and the reconstructed image. The RTM10 tests led to the following conclusions:

- The *total variation* regularization (Strong & Chan 2003), which minimizes the total norm of the image gradient, is the best regularization method in most of the cases.
- The weight factor μ depends, within one order of magnitude, on neither the amount of data, the signal-to-noise ratio, nor the object type, but only on the type of the regularization used. Each regularization has its best value for μ .

The chosen regularization for this work is therefore the *total variation* and the weight factor μ is set to be 10^2 . The effect of changing μ is discussed in Appendix B. As explained above, because part of the phase information is lost, the image reconstruction from squared visibilities and closure phases yields to a criterion with multiple local minima. The solution depends on the initial image used to start the iterative process. Different starting images, such as a Dirac or a random flux distribution among pixels, were tested and, thanks to a good regularization term and a sufficient number of data points, the solutions obtained were always found to be the same. Here, we choose a symmetric Gaussian as a starting image.

Once the parameters of the image reconstruction process are set, the images can be reconstructed. The solutions are not straightforward to analyze because of artifacts caused by the image reconstruction process or the quality of the data set, e.g., voids in the (u, v) plane, error bars. There are no objective criteria to distinguish between the actual structures from the object and the artifacts caused only by the data structure. We therefore performed a comparative analysis between our results and the results obtained from simulated data from the B10 model for HD 163296. To do so, we simulated fake data sets, using the B10 model and the same (u, v) plane and errors as in the real data set. Image reconstruction was also performed for the simulated data in the same conditions and compared to the image model. This comparative method is important to understand what could be trusted in the actual reconstructed images and what could not.

2.3. Interferometry data set

The principal characteristics of the data set is summarized in this section. A more detailed description is given in the Appendix A. HD 163296 was observed with several interferometers. The large data set comprises H and K -band data from VLTI (Benisty et al. 2010), IOTA (Monnier et al. 2006), Keck-I (Monnier et al. 2005), and CHARA (Tannirkulam et al. 2008). This data set represents the largest set of interferometric data available so far for a young stellar object. Since a trade-off has to be found between enough data to pave the (u, v) plane and the wavelength dependency of the observed object, we decided to reconstruct two different images, one in H and one in K band, using all the spectral channels available in each band i.e. assuming the object to be grey in each band (see Sect. 4.2 for further discussion).

3. Results and first image analysis

3.1. Reconstructed images in the H and K bands

Using the methodology described in Sect. 2.2, we reconstruct the images of HD 163296 in the H and K bands. To produce a *rendu* similar to that usually used in radio-interferometry, we convolve all the resulting images with a Gaussian beam at the interferometer resolution defined by the (u, v) plane. The resulting images are plotted in Fig. 1 with a color scale and in Fig. 2 with linear contours. As the minimum cut, we use the level corresponding to the expected dynamic range (see Sect. 4.1 for the discussion on how to compute this value).

At first look, the spot representing the star is unambiguous and corresponds to the maximum of the images in the two bands. Around this central spot, one can see many secondary blobs. In the next section, we will discuss the level of confidence in these blobs by comparing them to the results obtained on simulated data from the B10 model. The main secondary blobs are concentrated in the center of the image around the brightest spot at a distance of smaller than 4–5 mas. To show the location of these secondary blobs, an ellipse is drawn using a dashed blue line in Figs. 1 and 2 with a semi-major axis of 4.5 mas, an inclination of $\sim 55^\circ$, and a position angle of $\sim 155^\circ$. When considering their

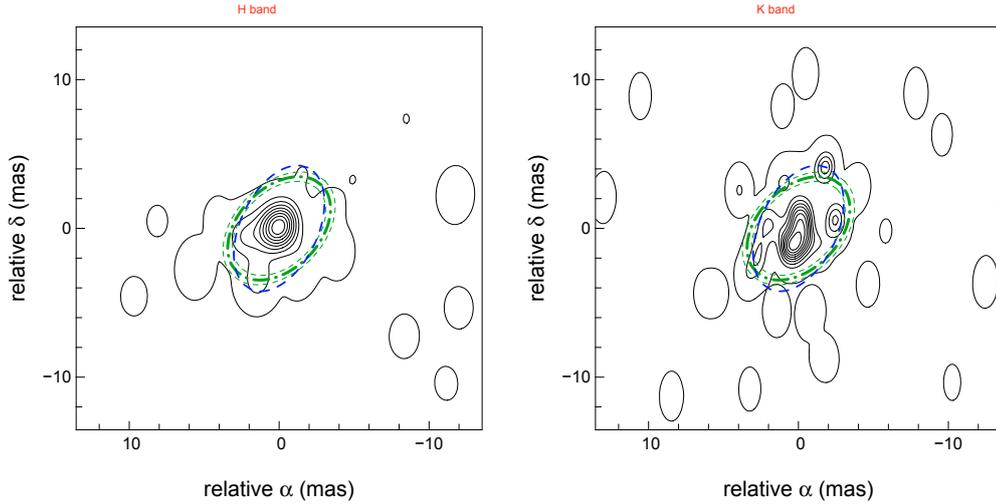


Fig. 2. Contours of the reconstructed images of HD 163296 in the H (left) and K bands (right), after a convolution with a Gaussian beam at the interferometer resolution. The contours vary linearly between the minimum cut corresponding to the maximum expected dynamic range and the image maximum, with a step around 0.1.

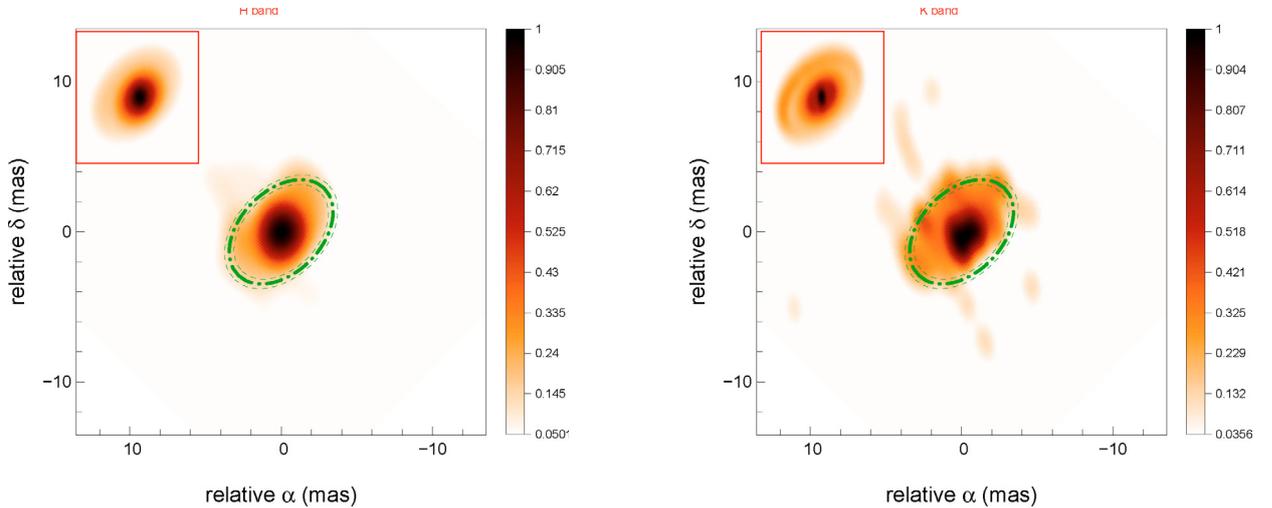


Fig. 3. Reconstructed images of the B10 model of HD 163296 in the H (left) and K bands (right). The dashed green ellipse corresponds to the location of the rim in this model. The models used are presented in the upper left corner. Same conventions as in Fig. 1.

repartition along the ellipse, we find that they are less numerous at the bottom of the ellipse. The percentage of flux in these blobs is around 30% in the K band and 24% in the H band.

Inside the ellipse, the central spot is not point-like. In the H band, the central spot is extended, while in the K band the energy is spread into two close separated spots. The emission does not decrease slowly from the central spot towards the exterior but instead shows a rapid decay before increasing again when crossing the ellipse to finally decrease at large distances. We also note that the ellipse and the central spots are not exactly centered, although this result may not be relevant.

3.2. Comparison with simulated images from models

To analyze the artifacts in the images, we use the model of HD 163296 presented in B10 (see the bottom right squares of Fig. 3 for the H and K -band models) to simulate images with the same conditions as the actual ones. The model is composed of a star (producing 30% and 14% of the flux in the H and K bands, respectively, estimated from spectral energy distribution

fitting), a dust rim located at 0.45 AU (~ 3.6 mas) representing 16% (36%) in the H (K) band and a bright inner disk, from 0.1 to 0.45 AU, contributes to the remaining emission. The reconstructed images of the model from simulated data with the same (u, v) coverage and the same error bars as the real data are shown in Fig. 3 for the H and K bands.

The analysis of the reconstructed images of the model in the K band illustrates that the following structures are well retrieved by the image reconstruction process:

- The dust rim, which is clearly visible at the right location and appears as a somewhat blobby ellipse. We checked that by changing the (u, v) plane filling, the blob location changes but remains aligned along the ellipse.
- The energy inside the disk, which is more spread than if there was only the star inside the dust rim in the model (see below). This emission between the star and the rim represents the bright inner disk.
- The skewness of the dust rim is visible in the reconstructed images: the bottom part of the blobby ellipse has less flux than the top part.

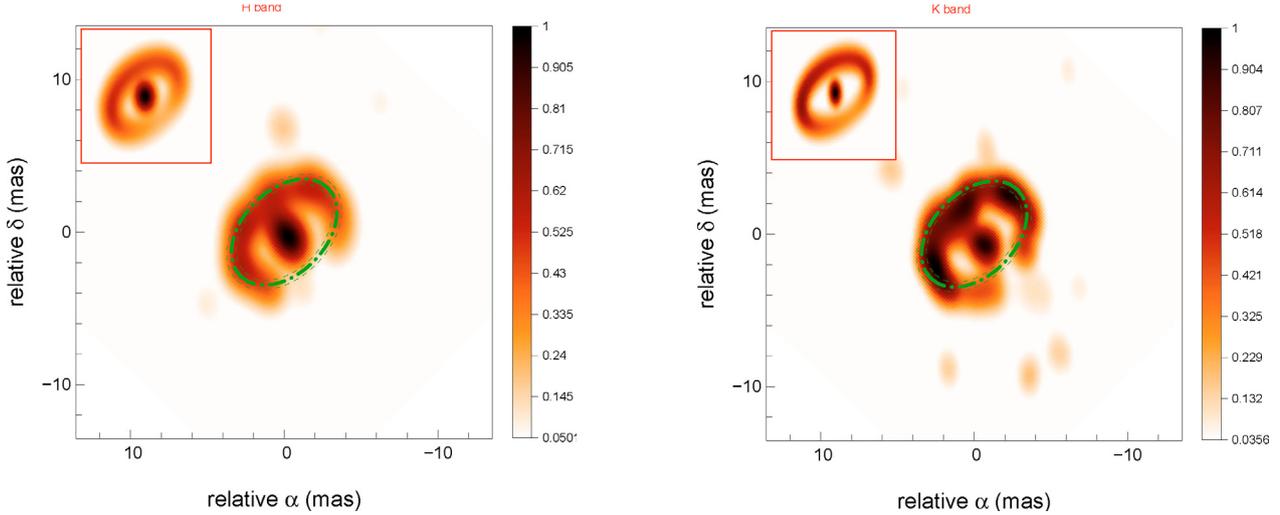


Fig. 4. Reconstructed images of a geometrical model of HD 163296 with only a star plus a Gaussian ring in the H (left) and K bands (right). The dashed green ellipse corresponds to the location of the rim in this model. The models are presented in the upper left corner. Same conventions as in Fig. 1.

- The star, the dust rim, and the inner disk provide $\sim 15\%$, $\sim 30\%$, and $\sim 55\%$ of the flux, respectively. We emphasize that these values are in close agreement with the model.

The only structure that is not retrieved in the image is the hole between the star and the bright inner disk, inside 0.1 AU, which is too small to be resolved by the interferometer.

In the H band, the dust rim disappears in the reconstructed image as a ring of blobs, but still seems to define the outer boundary of the object. The main reasons are that the rim represents only 16% of the flux to be compared with 36% in the K band, and, that the angular resolution is not high enough in the H band data compared to the K band data (with the CHARA very long baselines). For the dust rim to be seen in the H band, we would need data on longer baselines and higher dynamics in the reconstructed image (1000 at least, 2000 to be unambiguously seen). As in the K band, the bright inner disk is also present in the H band image as a large spot in the middle, which would not have existed with the star only (see below), and represents 86% of the total flux.

To demonstrate that the bright inner disk is clearly seen in the reconstructed images, i.e., that the central spot includes more energy than that from the star alone, reconstruction of a simpler model is performed. This model is the same as the B10 model but without the bright inner disk, i.e. a star surrounded by a Gaussian ring. The star fluxes in the H and K bands remain the same and the Gaussian ring accounts for 70% of the flux in the H band and 86% in the K band. Figure 4 clearly indicates that the star alone does not spread across more than over 4 pixels in the K band and 7 in the H band, which is less than in Fig. 3.

This analysis performed on existing models allows us to state which features in the reconstructed images from Fig. 1 can be trusted. We argue that the main secondary blobs present around the main central spot are real. Their spatial distribution along an ellipse and the intensity present between these peaks and the central spot are also real. However, the clumpy structure of the ring is probably not representative of the reality, but only of the actual (u, v) plane. More observations at different spatial frequencies will probably change the actual position of these peaks along the ellipse, which may be smoothed. However, we conclude that the inclination and orientation of the observed distribution of peaks along an ellipse are real. This orientation and inclination

are indeed very close to the ones fitted by B10 and Tannirkulam et al. (2008), and are consistent with previous estimates at different wavelengths (Isella et al. 2007). The second feature that we think is representative of the reconstructed image is that the central spot is extended and not reduced to an unresolved point as a point-like star would be. The shape of this central spot is certainly dependent on the filling of the (u, v) plane, although the position of the centroid is certainly representative of reality.

4. Discussion

In this section, we discuss the reconstructed images.

4.1. Dynamic range

To compute the theoretical dynamical range of our image, we use an estimator based on the one proposed by Baldwin & Haniff (2002)

$$\sqrt{\frac{n}{(\delta V/V)^2 + (\delta CP)^2}}, \quad (2)$$

where n is the total number of measurements, $\delta V/V$ is the relative error in the visibilities, and δCP is the error in the closure phases (in radian). This number indicates the maximum contrast that can be reached in the image given the data, i.e. the ratio of the maximum of the image to the minimum value that can be trusted.

Applying Eq. (2) to the data, a dynamic range of 780 is found in the K band. In the H band, for which there is fewer data and the error bars are slightly larger, a dynamic range of 400 is computed. Minimum cut levels of 1/780 and 1/400, respectively, are applied to all the K and H figures.

4.2. Use of the spectral information

The decision to present one reconstructed image in the H and one in the K band results from different tests made on the B10 model. A trade-off has to be made between ensuring that we have enough data to pave the (u, v) plane and the wavelength dependency expected from circumstellar disks. Because of the intrinsic chromaticity of the object, we prefer to reconstruct two separated images in the H and K bands, otherwise two separated

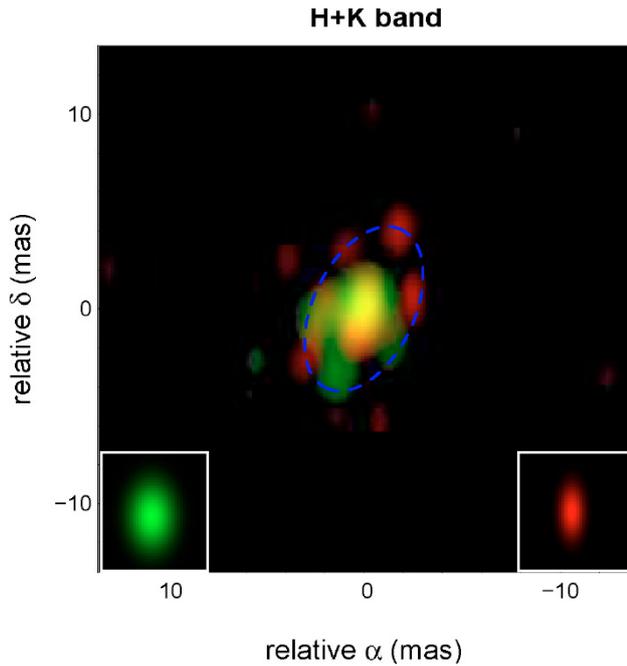


Fig. 5. Combination of the reconstructed images of HD 163296 in a two-color image (H band in green, K band in red). The blue ellipse traces the location of the main secondary blobs of the K -band emission. The sub-panels indicate the Gaussian beam at the interferometer resolution used in the convolution.

visibilities, sampling different emitting regions, may correspond to the same spatial frequency. We show in Fig. 5 the combination of both reconstructed images that illustrate complementary features.

For each band, we used all the data points in the different spectral channels, assuming implicitly the object to be grey in each separated band. Compared to the model, this method produces images with fewer artifacts than when reconstructing a single broadband image with the average data for all spectral channels. The (u, v) plane is indeed far more filled taking into account all the wavelengths, because there are more spatial frequencies.

4.3. Physical consequences for the models

We emphasize that we have obtained a new type of data in the form of images reconstructed with limited assumptions. The analysis of the results described in Sect. 3.2 is useful for distinguishing artifacts caused mainly by the shape of the (u, v) plane from what we infer to be *true* features. In this section, we highlight the new information provided by these images, but are also aware that these new pieces of evidence have to be handled with great care.

The ellipse described by the successive blobs in the reconstructed image at a distance of 4–5 mas from the center of the image and underlined by a blue dot-dashed line in Figs. 1 and 2 certainly traces an external ring. The characteristics of this ring are not exactly the same as the rim found in the B10 model plotted with a green dashed line in Figs. 1 and 2. The radius of the ring is 0.55 AU instead of 0.45 ± 0.05 AU in the B10 model, the inclination is 55° instead of $48^\circ \pm 2^\circ$, and the position angle is 155° instead of $136^\circ \pm 2^\circ$. The intensity is close to that of the model with 30% of the total flux instead of 36%. The location of the blobs differs a little bit between the H and K bands: those in the H -band image are closer to the center of the image than

those in the K -band image. This behavior could be explained by a temperature gradient in the disk, which has a tendency to move the peak of intensity closer to the center for the shorter wavelengths. We probably also need data on longer baselines (equivalent to the K -band CHARA data) to resolve unambiguously the external ring in the H -band image. This bright ring is not clear evidence of a physical rim, which was proposed by [Dullemond et al. \(2001\)](#). We propose that this feature instead traces an enhancement of the intensity caused by a change in the opacity in the disk probably due to sublimation of dust.

We assume that the number of blobs along this ellipse is representative of the azimuthal distribution of the intensity. Following B10 who in their analysis proposed a model of a rim with a skewed distribution of intensity along the ring (see Fig. 4), we assume that the distribution of light along the blue ellipse indicates that the actual ring of light is less luminous in the south-west direction than in the north-east direction at least in the K -band image. In the H -band image, there are blobs around the central spot that do not appear in the reconstructed image of the model. Does this mean that there is more flux in the external ring than expected? Is the skewness factor more important because the blobs appeared at one side only? Does the presence of blobs in the south part of the ellipse rather than in the north in the K -band image have some significance? To remain on solid ground, we assume that the intensity varies along the distribution of blobs, but do not have definitive data to determine the magnitude of this effect. The departure from the axisymmetry may be caused by an inclined surface of the disk or even a strong dust opacity change.

The energy detected within the ellipse is certainly real: as explained in Sect. 3.2, the central region, which contains about 70% of the flux, certainly does not originate in a single unresolved star but from an extended source. These results independently confirm the conclusions of B10, without using any model. Indeed, B10 were unable to fit the visibilities at higher spatial frequencies without introducing some continuous emission in the space between the rim and the star. They called this region the inner disk. We do not know whether the shape of this central source in the K -band image in the form of two spots is real or not, since in the simulated image this central source also seems to be decomposed into 3 single sources, which were not present in the model. It might be only the effect of the (u, v) plane coverage, but we cannot exclude too that it might be due to a hot spot in the disk, although we should in principle then see it in the two images. The reconstructed images cannot help us to determine the origin of the inner disk emission, and ascertain whether it comes from hot gas or very refractory grains. These unknowns may be solved by combining high resolution spectroscopic observations in the near-infrared with advanced models that self-consistently compute the emission of both dust and gas.

Finally, it remains unclear whether the non-zero value of the closure phases found by B10 is caused by the contribution from the inner disk not being exactly centered with the external ring. This might be the case when the disk surface is flaring and the system is seen with non-zero inclination. If the curvature of the surface of the disk probed by our images is large enough, then the ellipses tracing equal distances to the star will be shifted in the polar direction.

4.4. Consequences on the image reconstruction

Since image reconstruction in optical interferometry remains in its infancy, only a too sparse (u, v) coverage is available to reconstruct an unambiguous image of a complex object and analyze it

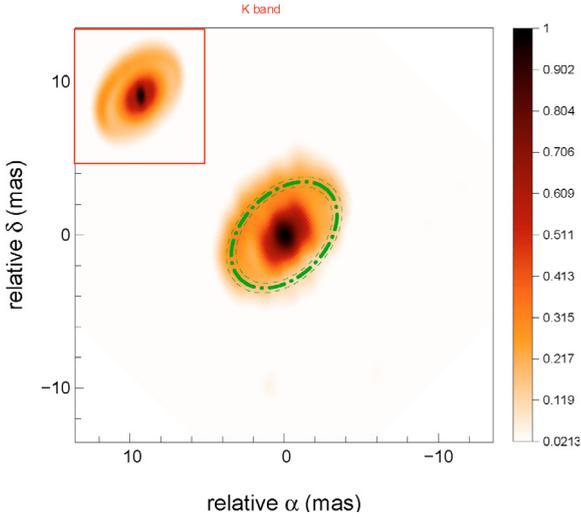


Fig. 6. Reconstructed image of the B10 model in the K band, using a synthetic (u, v) plane obtained with 3 quadruplets (A0-K0-G0-I1, D0-H0-G1-I1, E0-G0-H0-I1) at VLTI and the CHARA baselines (S1-W1, W1-W2, S2-W2, E1-W1, E2-S2, S2-W1).

without the help of the model-fitting technique. Repeated comparisons between the model and the reconstructed image have to be performed to avoid over-interpreting the structures in the images. However, in all these cases, the image reconstruction technique remains the only technique able to perform model-independent analysis of the data and is a powerful tool to give more credits to the models, derive tighter constraints, or even reveal unexpected structures.

In the future, two aspects of the image reconstruction will be important:

1. The homogeneity of the (u, v) plane: thanks to several tests on the B10 model, we found that the global blobby aspect of the reconstructed image is almost certainly caused by the non-homogeneity of the (u, v) plane. Indeed the reconstructed images from a homogeneous (u, v) plane are smoother. The holes in the (u, v) plane correspond to blobby or point-like structures in the reconstructed images, and the baselines for the observations have to be carefully chosen to map the (u, v) plane as homogeneously as possible.
2. The quality of the measurements: the number of data points and their associated errors can clearly determine the dynamic range of the image. A larger number of data points and smaller error bars are needed to improve the dynamics of the image.

These aspects are illustrated in Fig. 6 where data on the B10 model are simulated with a (u, v) plane for 3 quadruplets of telescopes at VLTI, as offered in the coming period P86 for the AMBER instrument and later for the PIONIER visitor instrument. The reconstructed image from these data contains fewer artifacts than those from the actual data set. The advent of the next generation imaging instruments at the VLTI, such as GRAVITY, MATISSE, and VSI, with up to 8 telescopes, will allow us to study in detail the inner disk structure, to detect planetary gaps and map outflows – bringing unambiguous constraints on crucial mechanisms for star and planet formation.

5. Conclusion

Since the renewal of optical interferometry in the mid-70's, imaging using aperture synthesis between different telescopes

Table A.1. Log of the data used for the image reconstruction.

Interferom.	Obs.	B_p (m)	# meas.	Band	Disp.	Refs.
KI	2003	72–78	4	K	BB	M05
IOTA	2003–04	10–28	9	H	BB	M06
CHARA	2004–07	86–313	16	K	BB	T08
VLTI/ AMBER	2008	13–128	947 544	K H	35	B10

Notes. B_p is the projected baselines; Disp. is the spectral dispersion. References are M05 (Monnier et al. 2005), M06 (Monnier et al. 2006), T08 (Tannirkulam et al. 2008), B10 (Benisty et al. 2010).

has been attempted for all possible astrophysical topics following the path opened by radio-interferometry with the Very Large Array. Unfortunately, optical interferometry requires precisions in the optical path delay 10^3 to 10^5 smaller than in the radio domain and therefore the development of large optical arrays has been slower. Although images of stellar surfaces or binaries have been obtained, no synthetic images have so far been possible at the milli-arcsecond scale of complex young stellar objects.

This paper is the first one attempting to reconstruct images of the close environment of a young star independent of any a priori model by gathering many interferometric measurements on the young star HD 163296 with various interferometers (VLTI, IOTA, KeckI, and CHARA). Using the Multi-Aperture Image Reconstruction Algorithm (MiRA), we have reconstructed images of HD 163296 in the H and K bands. The quality of the images compares well to those obtained 40 years ago with the first three antennas of the Very Large Array. To assess the reality of the features that are present, we have compared these images with images obtained from simulated data using the best known physical model of the environment of HD 163296 and reconstructed with the same conditions of (u, v) plane and noise.

Those model-independent H and K -band images of the surrounding of HD 163296 reveal several significant features that we can relate to the presence of an inclined asymmetric disk around HD 163296. We also detect a pre-eminent intensity at the location of dust sublimation above a structure extending from the central source with some differential effect along the azimuth that is not necessarily related to a puffed-up inner rim. Together with a slight offset of the central source compared to this bright ring, we proposed this to be the signature of the flared surface of a disk with a discontinuity caused by an opacity change.

These images confirm that the morphology of the close environment of young stars is more complex than the simple models used in the literature. We have also shown that having a more uniform (u, v) plane coverage and higher measurement accuracies should help us to obtain higher quality images in the future.

Acknowledgements. The authors are grateful to the different institutions that trusted them in giving them guaranteed observing time with the VLTI to perform the first image of a complex young stellar object: CNRS through its national programs (ASHRA and PNPS), INAF and the AMBER consortium. This research has made use of NASA's Astrophysics Data System service, of the Jean-Marie Mariotti Center (JMMC) resources of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France, and of the Yorick, a free data processing language written by D. Munro (<http://yorick.sourceforge.net>). M.B. acknowledges fundings from INAF (grant ASI-INAF I/016/07/0).

Appendix A: The data set in detail

The data used in this article comes from several interferometers. The name of these facilities, the observation date, the projected baselines, the number of measurements, the spectral dispersion, and the references have been summarized in Table A.1.

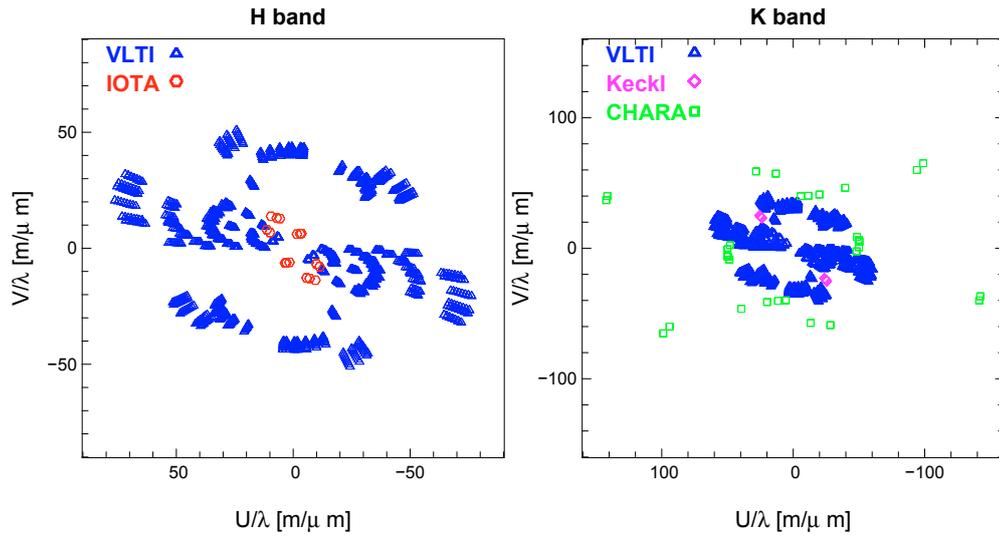


Fig. A.1. (u, v) plane coverage of the data used for the image reconstruction in spatial frequencies for the H (left) and K (right) bands. The different interferometers are plotted in different colors and symbols.

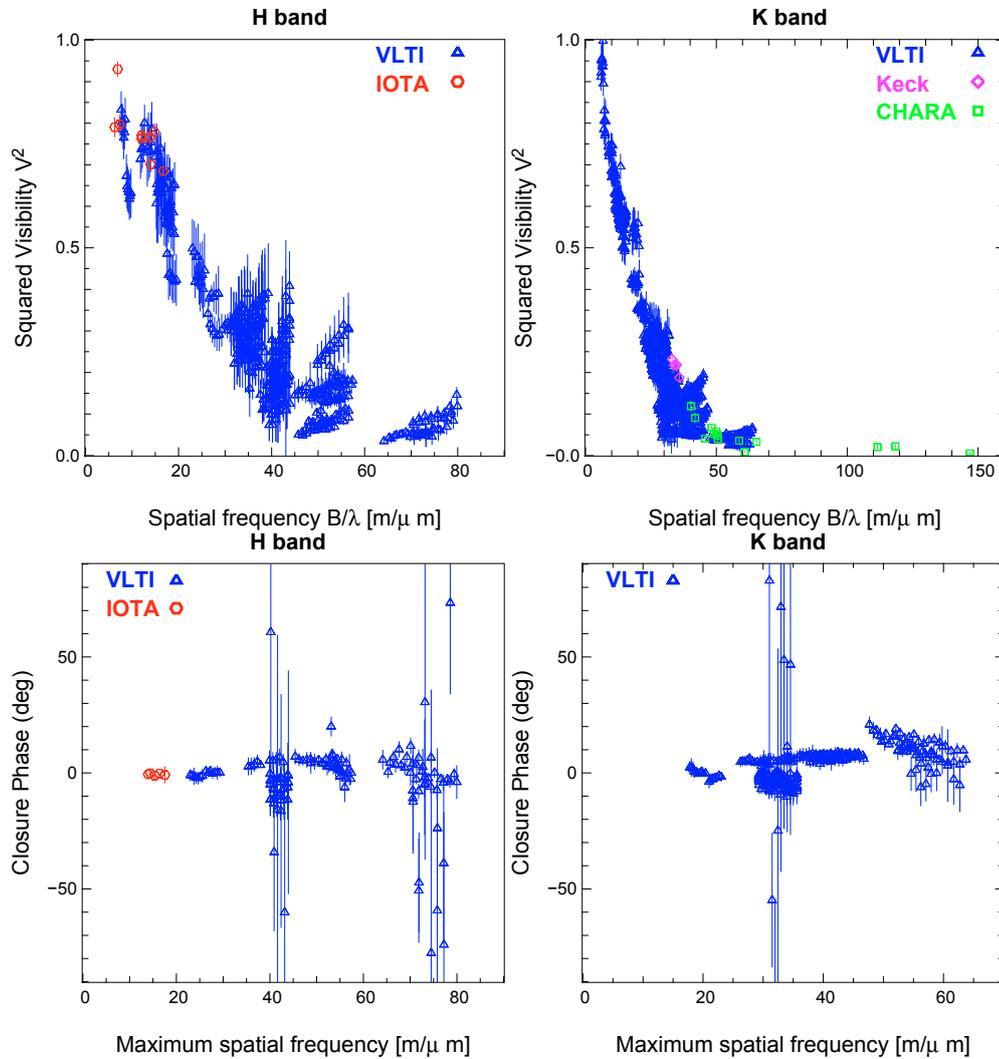


Fig. A.2. Squared visibilities (up) and closure phases (bottom) in the H (left) and K (right) bands. The different interferometers are plotted in different colors and symbols.

The (u, v) plane in the H and K bands is plotted in Fig. A.1. The data (squared visibilities and closure phases) is displayed in Fig. A.2. For a better view, a zoom on the VLT I data is shown

in Fig. A.3, with various colors for different ranges of baseline position angles.

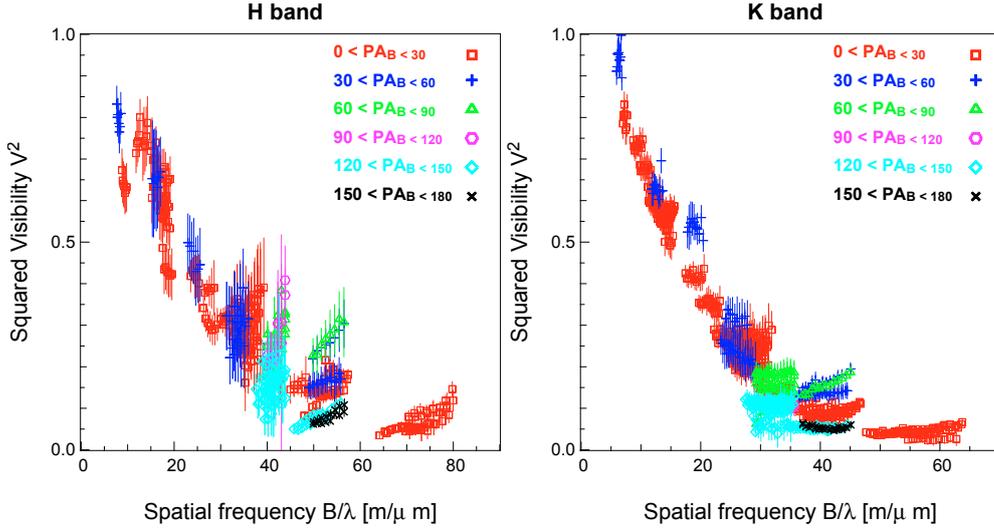


Fig. A.3. Squared visibilities in the H (left) and K (right) bands for the VLT/AMBER data. The different colors and symbols correspond to different baseline position angle ranges.

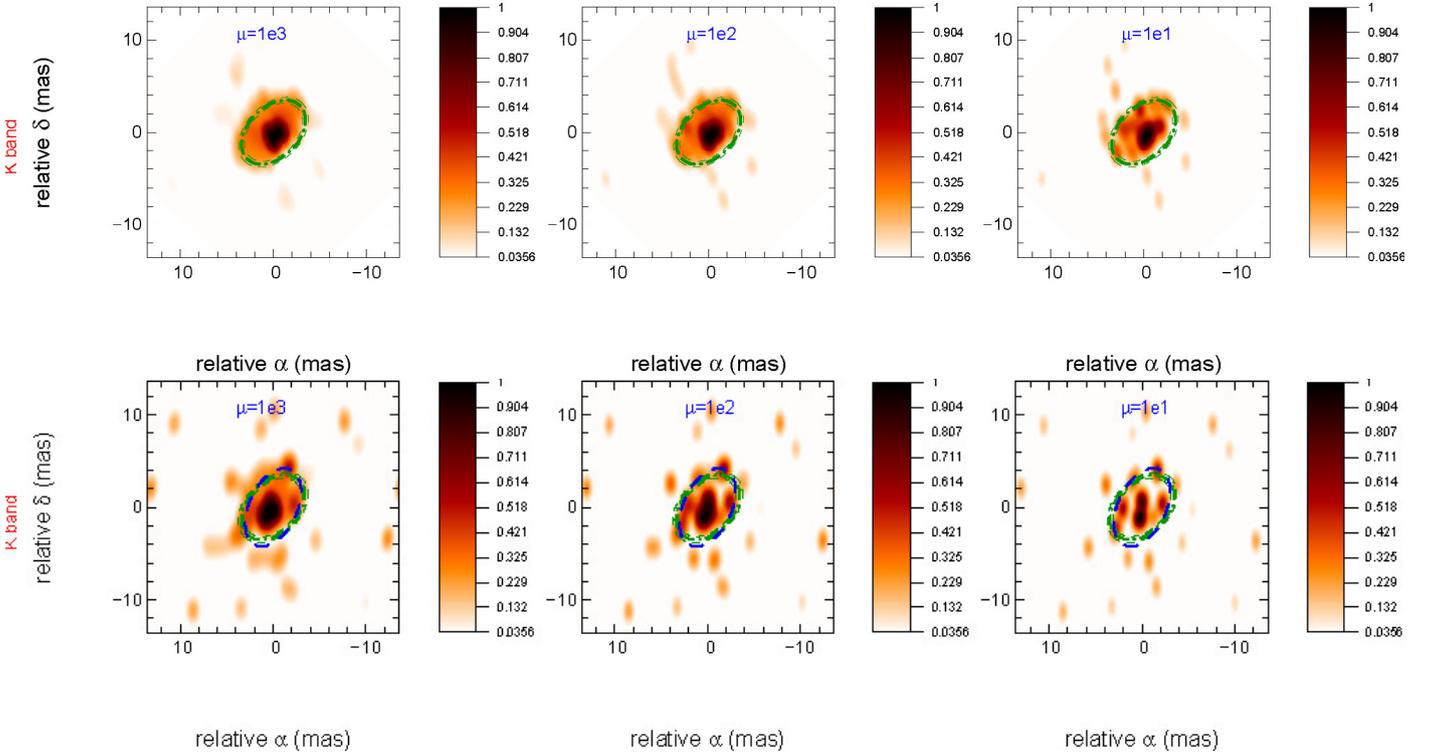


Fig. B.1. Reconstructed images of HD 163296 in the K band from simulated data of the B10 model (*up*) and from the real data (*bottom*), for 3 different values of the weight factor μ . Conventions as in Fig. 1.

Appendix B: The effect of the regularization weight

The systematic tests performed in RTM10 shows that a weight factor μ can be associated with a regularization term to within an order of magnitude. In this appendix, we illustrate the effect of the μ factor on the reconstructed images, therefore determining the influence of μ and demonstrating that $\mu = 10^2$ is the best value.

The upper part of Fig. B.1 presents the reconstructed images from the B10 model in the K band for 3 different values of the weight factor μ (1000, 100, 10). When comparing them

to the model (see the upper left corner of Fig. 3), the following information can be extracted:

- In the left part of Fig. B.1, the image is too regularized, meaning that too much weight is put on the regularization term and not enough on the data. The reconstructed image is too smooth and several structure are not visible, because of the lack of distinction between the external ring and the internal disk.
- In the right part of Fig. B.1, the image is insufficiently regularized, meaning that too much weight has been placed on the data. The reconstructed image is far more blobby than the original and the flux in the internal disk starts to disappear.

- The ideal weight factor is shown in the middle part of Fig. B.1. In this figure, all the different characteristics of the model are presented and it seems to provide the best reconstruction between the three.

The same analysis can be performed on the reconstructed images from the real data and are illustrated in the bottom part of Fig. B.1.

References

- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Baldwin, J. E., & Haniff, C. A. 2002, *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, 360, 969
- Benisty, M., Natta, A., Isella, A., et al. 2010, *A&A*, 511, A74 (B10)
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836
- Cotton, W., Monnier, J., Baron, F., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, 7013
- Deleuil, M., Bouret, J., Catala, C., et al. 2005, *A&A*, 429, 247
- Devine, D., Grady, C. A., Kimble, R. A., et al. 2000, *ApJ*, 542, L115
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Grady, C. A., Devine, D., Woodgate, B., et al. 2000, *ApJ*, 544, 895
- Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, *A&A*, 508, 923
- Henning, T., & Meeus, G. 2009, in *Physical Processes in Circumstellar Disks around Young Stars*, ed. P. J. V. Garcia, *Theoretical Astrophysics Series* (Chicago: University Press), in press [[arXiv:0911.1010](https://arxiv.org/abs/0911.1010)]
- Hogg, D. E., MacDonald, G. H., Conway, R. G., & Wade, C. M. 1969, *AJ*, 74, 1206
- Isella, A., Testi, L., Natta, A., et al. 2007, *A&A*, 469, 213
- Kraus, S., Weigelt, G., Balega, Y. Y., et al. 2009, *A&A*, 497, 195
- Lacour, S., Meimon, S., Thiébaud, E., et al. 2008, *A&A*, 485, 561
- Lacour, S., Thiébaud, E., Perrin, G., et al. 2009, *ApJ*, 707, 632
- Lawson, P. R., 2000, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*
- Le Bouquin, J., Lacour, S., Renard, S., et al. 2009, *A&A*, 496, L1
- Malbet, F., & Perrin, G. 2007, *New Astron. Rev.*, 51, 563
- Mannings, V., & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- Mayer, L., Quinn, T., Wadsley, J., & Stadel, J. 2002, *Science*, 298, 1756
- Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akeson, R., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 539
- Monnier, J. D. 2003, *Rep. Progr. Phys.*, 66, 789
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 832
- Monnier, J. D., Berger, J., Millan-Gabet, R., et al. 2006, *ApJ*, 647, 444
- Monnier, J. D., Zhao, M., Pedretti, E., et al. 2007, *Science*, 317, 342
- Montesinos, B., Eiroa, C., Mora, A., & Merín, B. 2009, *A&A*, 495, 901
- Natta, A., Testi, L., Neri, R., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2004, *A&A*, 416, 179
- Strong, D., & Chan, T. 2003, *Inverse Problems*, 19, S165
- Swartz, D. A., Drake, J. J., Elsner, R. F., et al. 2005, *ApJ*, 628, 811
- Tannirkulam, A., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., et al. 2008, *ApJ*, 677, L51
- Thiébaud, E. 2002, in *SPIE Conf. Ser.* 4847, ed. J.-L. Starck, & F. D. Murtagh, 174
- Thiébaud, E. 2005, in *NATO ASIB Proc. 198: Optics in astrophysics*, ed. R. Foy, & F. C. Foy, 397
- Thiébaud, E. 2008, in *SPIE Conf. Ser.* 7013
- Thiébaud, É., & Giovannelli, J.-F. 2009, 2010, *ISPM*, 27, 970
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Wassell, E. J., Grady, C. A., Woodgate, B., Kimble, R. A., & Bruhweiler, F. C. 2006, *ApJ*, 650, 985
- Zhao, M., Gies, D., Monnier, J. D., et al. 2008, *ApJ*, 684, L95
- Zhao, M., Monnier, J. D., Pedretti, E., et al. 2009, *ApJ*, 701, 209

Chapitre 7

Reconstruction d'images d'autres objets jeunes

Sommaire

7.1	GW Ori, une étoile T Tauri	122
7.1.1	Données interférométriques en infrarouge proche	123
7.1.2	Reconstruction d'images de GW Ori	124
7.1.3	Confirmation de l'image reconstruite par ajustement de modèle	125
7.2	HD 45677, une étoile B[e]	128
7.2.1	Données interférométriques en infrarouge proche	129
7.2.2	Reconstruction d'images de HD 45677 à partir des données IOTA seules	132
7.2.3	Prise en compte des données VLTI/AMBER	134

Dans ce chapitre, je reconstruis des images d'autres objets jeunes. Ces nouvelles applications renforcent l'intérêt d'utiliser la reconstruction d'images comme technique d'analyse. Elle permet en effet d'identifier plus directement les structures majeures de l'objet observé. Cependant, les applications confirment également la prudence à prendre lors de l'analyse des images et l'importance de l'utilisation des modèles afin de détecter correctement les artéfacts dans l'image, même lorsque l'objet est plus simple que celui détaillé au chapitre précédent.

7.1 GW Ori, une étoile T Tauri

GW Ori (*cf.* table 7.1 pour un résumé de ses caractéristiques) est une des étoiles jeunes les plus brillantes de type T Tauri, de type spectral K3V. Elle possède une luminosité totale de $\sim 70 L_{\odot}$ mais sa luminosité photosphérique ne serait que de $26 L_{\odot}$, le reste étant dû à la présence de matière circumstellaire (Mathieu et al. 1991). Elle possède un rayon stellaire de $5.6 R_{\odot}$ et une masse de $2.5 M_{\odot}$, la plaçant parmi les étoiles T Tauri les plus massives. Elle est âgée d'un million d'années et se situe à une distance de 400 pc (Murdin & Penston 1977). GW Ori est également un des rotateurs les plus rapides parmi les T Tauri (Bouvier et al. 1986; Hartmann et al. 1986). Finalement, elle possède un très large excès infrarouge (Cohen 1973; Cohen & Schwartz 1976) et une des plus fortes raies d'émission de silicate à $10 \mu\text{m}$ (Cohen 1980), indiquant la présence de poussières circumstellaires.

Mathieu et al. (1991) découvrent en GW Ori une binaire spectroscopique²³. Sa période est de 242 jours et ses composantes sont séparées de 1.1 UA, avec une orbite quasi-circulaire. La composante primaire a une masse de $2.5 M_{\odot}$ et celle de la secondaire se situe entre 0.1 et $1 M_{\odot}$. L'inclinaison du système serait de 27° . En combinant les mesures spectroscopiques et la SED, Mathieu et al. (1991) modélisent GW Ori comme une étoile primaire entourée d'un disque circumstellaire dans lequel le compagnon binaire creuse un sillon, créant une distribution de poussière circumbinaire. La vitesse du centre de masse semble varier sur une période de 1000 jours, indiquant la présence éventuelle d'une troisième composante ou d'une perturbation dans le disque associé au système. Artymowicz & Lubow (1994) utilisent les observations de SED pour tester le scénario d'ouverture d'un sillon dans un disque circumbinaire et prédisent un sillon entre 0.45 et 2 UA pour le système GW Ori.

Mathieu et al. (1995) réalisent des mesures sub-millimétriques de GW Ori. La source apparaît non résolue : la matière émettant à cette longueur d'onde est donc confinée dans un rayon de 500 UA. Un seul disque d'accrétion ne pouvant reproduire la SED en infrarouge et en millimétrique, la présence d'un disque circumbinaire plus lumineux est nécessaire, rejoignant le modèle de Mathieu et al. (1991). En utilisant ce modèle, la masse du disque est estimée à $1.5 M_{\odot}$, qui comprend 40 à 50% de la masse stellaire totale. Mathieu et al. (1995) déterminent également un angle de position de 56° , très incertain car très peu résolu.

La complexité du système est renforcée par la présence d'éclipses, observées par diminution périodique de la luminosité dans la photométrie. Shevchenko et al. (1998) reportent que ce phénomène a une période de 242 jours mais ne dure que de 1987 à 1992, après quoi les périodes d'assombrissement disparaissent. Par contre, DeWarf et al. (2002) montrent une photométrie entre 1992 et 1997 qui décrit des variabilités cycliques sur une période de ~ 1100 jours, attribuées au troisième compagnon marginalement détecté par Mathieu et al. (1991). Une petite détection d'une variabilité à 242 jours est également reportée. Ces éclipses seraient dues à une enveloppe plate de gaz et de poussière qui passe devant l'étoile. Cependant, cette binaire à

23. Une binaire spectroscopique est une étoile binaire dont le mouvement orbital est mis en évidence par la variation de la vitesse radiale d'une ou des deux composantes du système. Cette vitesse est mesurée grâce à un spectrographe, en observant le déplacement par effet Doppler-Fizeau des raies spectrales de l'étoile, dû à sa vitesse orbitale le long de la ligne de visée.

TABLE 7.1: Caractéristiques principales de GW Ori

Type spectral	Distance (pc)	Magnitude		R_{\star} (R_{\odot})	M_{\star} (M_{\odot})	L_{\star} (L_{\odot})	Âge (10^6) ans
		V	H				
K3V	300	9.9	7.1	5.6	2.5	70	1

TABLE 7.2: Données interférométriques de GW Ori.

Interféromètre	Date	Base pro- jetée (m)	# me- sures	Bande spectrale	Dispersion spectrale	Référence
IOTA	2003	17–36	27			
	2004	8–30	111	H	large bande	Berger et al. (2005)
	2005	14–36	6			

éclipse nécessite une inclinaison très forte du système (83° ; Lamzin et al. 1998), en contradiction avec l’inclinaison déterminée par Mathieu et al. (1991).

Najita et al. (2003) observent la raie d’émission en CO de GW Ori et déduisent que cette émission ne provient pas du sillon, vu la localisation prédite avec une inclinaison de 27° , mais du disque circumbinaire et de un ou deux disques circumstellaires. Le profil de la raie est donc consistant avec un large sillon, presque vide de matériel.

Avec des données interférométriques en infrarouge moyen sur l’instrument MIDI au VLTI, Schegerer et al. (2009) confirment la masse importante du disque de $\sim 1 M_{\odot}$ et déduisent un rayon externe de 360 UA. Hormis la luminosité, les paramètres stellaires et le taux d’accrétion déduits de ses données sont consistants avec ceux de Calvet et al. (2004), déterminés sur le spectre UV. Leur modèle parvient à reproduire les données MIDI sur une base de 56 mètres mais aucun modèle n’arrive à reproduire celles de 88 mètres. De plus, ils testent un modèle avec sillon sans poussière de 0.5 à 3 UA qui ne parvient pas à reproduire la SED en infrarouge proche. Ils en déduisent que le sillon est soit rempli de poussière, soit sous forme non sphérique, soit que le troisième compagnon stellaire non considéré dans le modèle pourrait influencer les résultats.

GW Ori semble donc être un système très complexe et les modèles actuels ne parviennent pas à reproduire l’ensemble des données existantes. L’imagerie en interférométrie proche infrarouge va permettre de déterminer la géométrie de GW Ori de manière non-ambiguë.

7.1.1 Données interférométriques en infrarouge proche

Les données interférométriques en infrarouge proche de GW Ori ont été obtenues avec l’interféromètre IOTA (Berger et al. 2005). Elles sont détaillées à la table 7.2.

Ces premières observations interférométriques sur GW Ori ont permis de conclure qu’il existe bien une troisième composante à une distance de ~ 20 mas, responsable de $\sim 20\%$ du flux total du système en H . De forts résidus dans l’ajustement des CP et des visibilité indiquent

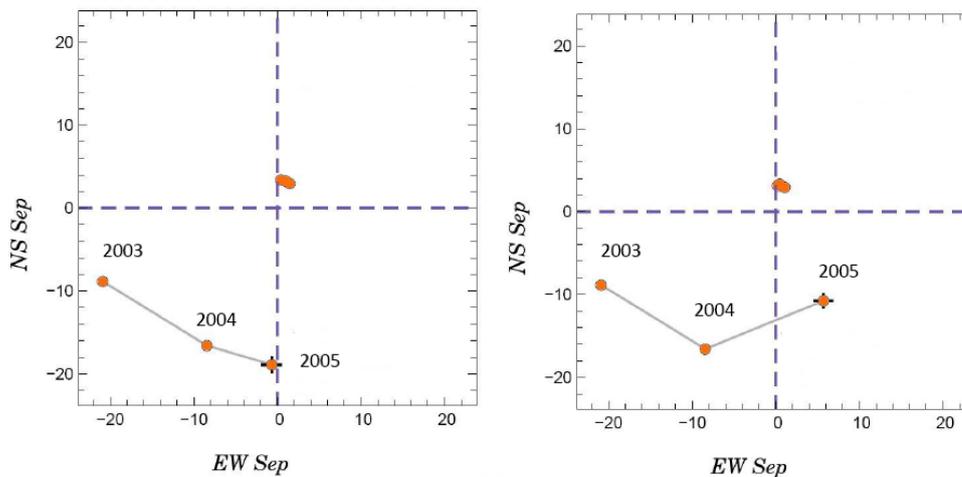


FIGURE 7.1: Résultats de l’ajustement d’un modèle triple aux données interférométriques de 2003, 2004 et 2005. Les deux images correspondent à deux ajustements probables de la troisième composante pour les données de 2005 (J.-P. Berger, communication privée).

que la deuxième composante, obtenue clairement par spectroscopie, est également présente dans les données. Grâce à des observations à différentes époques, le mouvement de la troisième composante est clairement identifié (cf. figure 7.1).

7.1.2 Reconstruction d’images de GW Ori

Les données étant très peu nombreuses durant les observations de 2003 et 2005, seules les données de 2004 sont utilisables pour reproduire une image. La mise en évidence de la rotation de la troisième composante entre les différentes époques exclut la possibilité de prendre en compte toutes les données. Les données sont illustrées à la figure 7.4 sous forme de croix rouges et procurent le plan (u, v) de la figure 7.3.

En suivant les mêmes contraintes qu’au chapitre précédent, la reconstruction d’images a été effectuée avec les paramètres suivants :

- une taille de pixel de 0.5 mas
- une largeur d’image de 150 pixels
- une régularisation de type entropique avec un a priori gaussien, ajusté sur les données en visibilités carrées, et un hyperparamètre $\mu = 10$. A noter que j’ai réalisé une étude de la régularisation et de l’hyperparamètre, identique à celle de MWC 275.

Le résultat de la reconstruction est présenté à la figure 7.2. L’image montre clairement que GW Ori est un système triple, avec la binaire spectroscopique et une troisième composante plus faible et plus éloignée.

Le fait que la binaire serrée ressorte aussi bien dans l’image prouve la possibilité de faire de la super-résolution en reconstruction d’images. En effet, la limite de résolution de l’interféromètre est de ~ 5 mas, ce qui est supérieur à la séparation d’environ 3 mas de la binaire serrée.

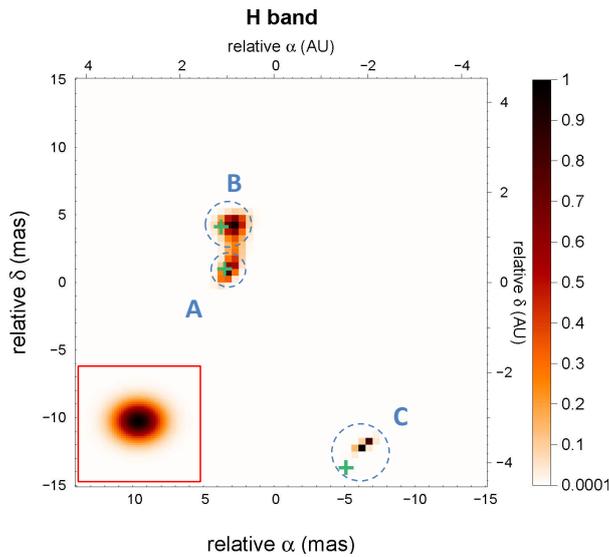


FIGURE 7.2: Image reconstruite de GW Ori, montrant clairement les trois composantes A, B et C. Les croix vertes correspondent à l'ajustement indépendant d'un système triple sur les données (cf. section 7.1.3). Le cadre en bas à gauche indique la gaussienne à la résolution de l'interféromètre.

TABLE 7.3: Résultats des différentes méthodes utilisées sur les données GW Ori, A indique la composante de référence, A–B la binaire serrée et A–C la binaire large.

Méthodes	A–B			A–C			χ^2 norm.
	Rapp. flux	dist. (mas)	Angle Pos. (°)	Rapp. flux	dist. (mas)	angle pos.(°)	
MiRA	0.7	3.5	-7	0.32	16	217	4.8
ajustement binaire	–	–	–	0.325	18	207.5	27
ajustement triple	0.53 ± 0.24	3.13 ± 0.21	4.49 ± 3.36	0.25 ± 0.04	17.03 ± 0.30	210.37 ± 1.72	5.3

Les paramètres du système triple, c.-à-d. le rapport de flux entre une référence (A) et les 2 autres composantes (B et C), la distance entre les composantes et l'angle de position, sont mesurés sur l'image et indiqués à la ligne 1 de la table 7.3. La valeur du χ^2 dans ce même tableau est obtenu par TF de l'image. L'ajustement du résultat de MiRA avec les données est illustré à la figure 7.4 en triangle vert.

7.1.3 Confirmation de l'image reconstruite par ajustement de modèle

Afin d'augmenter la confiance dans l'image reconstruite, j'ai réalisé un ajustement sur les données de 2004 d'un modèle totalement indépendant des résultats de MiRA. Cet ajustement se déroule en deux étapes :

1. **Ajustement d'une binaire :** dans un premier temps, j'essaie d'ajuster une binaire. La binaire ne possédant pas beaucoup de paramètres (3, c.-à-d. le rapport de flux, la distance et l'angle de position entre les 2 composantes), je calcule l'hypercube de χ^2 , explorant toutes les valeurs réalistes des paramètres de la binaire. A partir de l'hypersurface de χ^2 qui en résulte, j'en déduis le minimum global (cf. table 7.3, ligne 2 et figure 7.4 en cercle bleu). La représentation graphique de ce cube de χ^2 à la figure 7.5 permet de déterminer la netteté du minimum et l'apparence possible de minima locaux ; la courbe du χ^2 autour du minimum donne également une estimation sur la précision du paramètre. Comme montré

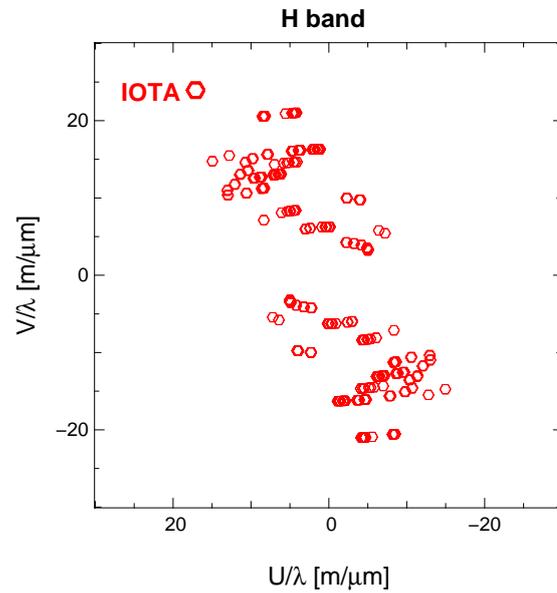


FIGURE 7.3: GW Ori : couverture du plan (u, v) en termes de fréquences spatiales.

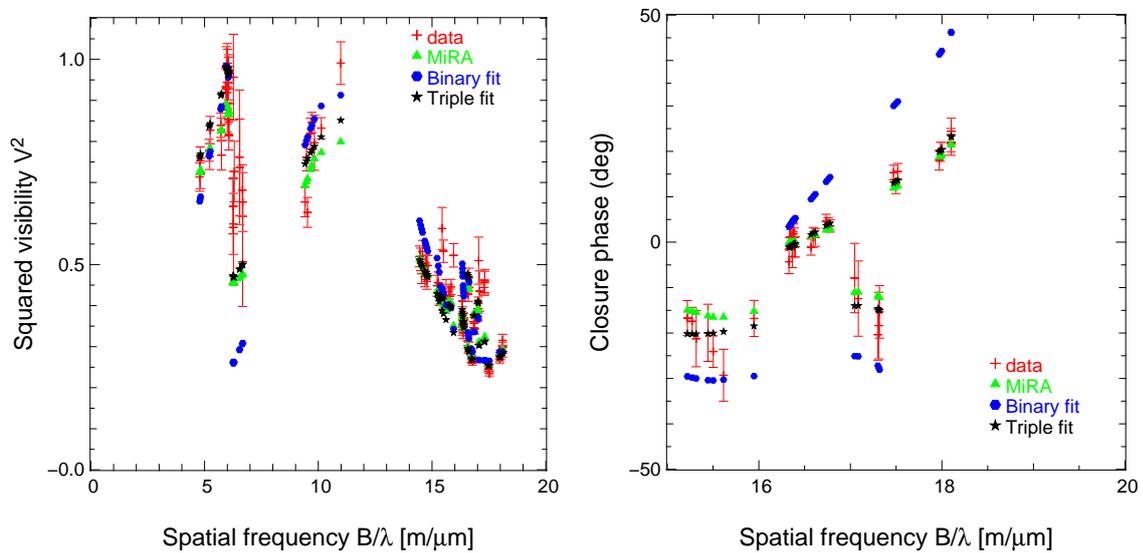


FIGURE 7.4: Résultat graphique des différentes méthodes utilisées sur les données (visibilités carrées à gauche et CP à droite) de GW Ori. En croix rouge, les données interférométriques ; en triangle vert, les observables reconstruits par MiRA ; en cercle bleu, l'ajustement d'une binaire ; en étoile noire, l'ajustement d'un système triple.

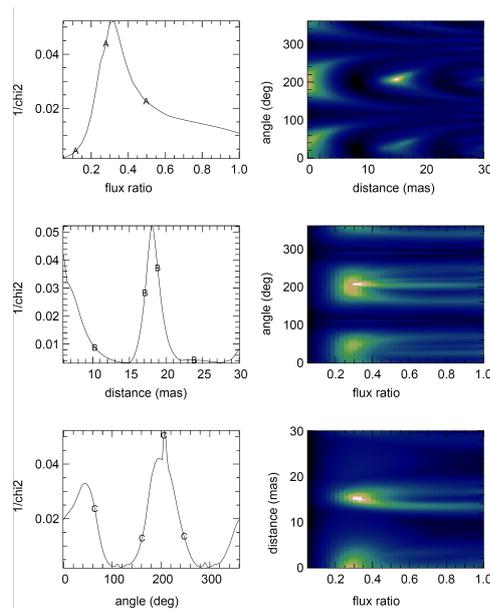


FIGURE 7.5: Représentation graphique du cube de χ^2 entre les données GW Ori et un modèle binaire pour une exploration complète des valeurs plausibles des trois paramètres de la binaire : le rapport de flux, la distance et l’angle de position.

à la table 7.3 (ligne 2), le χ^2 n’est pas satisfaisant.

2. **Ajustement d’une triple :** afin de réduire l’écart entre le modèle et les données et motivé par la présence évidente d’un compagnon spectroscopique, une troisième étoile est ajoutée au système. Dans ce second cas, je réalise une minimisation de χ^2 par la méthode classique de Levenberg-Marquardt²⁴ avec les 6 paramètres libres, 3 pour chaque binaire en considérant une des composantes comme référence (A) et en la laissant fixe. Le résultat de l’ajustement précédent est utilisé comme point de départ pour la binaire large, tandis que les paramètres de départ de la binaire serrée sont choisis de manière aléatoire. Le résultat de l’ajustement par LM est montré dans la table 7.3 (ligne 3) et graphiquement à la figure 7.4 (sous forme d’étoiles noires).

On constate que les résultats par ajustement de modèle et par reconstruction d’images sont très similaires. Cette constatation est directement visible sur l’image reconstruite à la figure 7.2 où des croix correspondant à l’ajustement ont été ajoutées. Le résultat de la reconstruction d’images est donc confirmé grâce à l’obtention d’un résultat similaire par une méthode complètement indépendante.

Des données en vitesse radiale existent également sur GW Ori (D. Latham, communication privée). Un ajustement simultané des vitesses radiales et des données interférométriques a été tenté, sans résultat. Le but était de trouver les 6 inconnues qui déterminent l’orbite des composantes. Cependant, l’ajustement simultané s’est avéré très lourd avec beaucoup de minima

24. L’algorithme de Levenberg-Marquardt permet d’obtenir une solution numérique au problème de minimisation d’une fonction, souvent non-linéaire et dépendant de plusieurs variables. Cette méthode effectue une minimisation locale, et non globale.

locaux. Aucune conclusion n'a pu en être extraite.

7.2 HD 45677, une étoile B[e]

L'étoile HD 45677, connue également sous le nom de FS CMa, est une étoile Be²⁵ possédant un fort excès infrarouge. Les étoiles Be ne forment pas un ensemble homogène et sont généralement classées en différents groupes (Lamers et al. 1998). Les étoiles présentant des caractéristiques similaires à HD 45677 sont appelées des étoiles B[e] (Allen & Swings 1976), faisant référence à la présence de raies interdites en émission, comme [O I] et [Fe II] par exemple, à côté de raies d'émission normales.

La classification spectrale de cette étoile est difficile à cause de la présence de fortes raies en émission dans son spectre. Cependant, on s'accorde à dire qu'elle est de type B2 ; sa classe de luminosité²⁶ est en revanche plutôt incertaine, mais probablement de classe IV à V (Israeli et al. 1996; Cidale et al. 2001; de Winter & van den Ancker 1997). Les caractéristiques principales de HD 45677 sont résumées à la table 7.4.

HD 45677 est souvent présentée dans la littérature comme le prototype des étoiles B[e]. Or, il est difficile de déterminer son stage évolutif exact (de Winter & van den Ancker 1997; Lamers et al. 1998). Ses raies d'émission suggèrent la présence de gaz circumstellaire, et, à cause de l'absence d'une nébuleuse stellaire proche de l'étoile (Swings 1973), elle est souvent classée comme une étoile évoluée. Cependant, certaines observations, comme l'absence de CO (1–0), de SiO et d'OH et la présence de matière accrétante, suggèrent un objet plutôt jeune (de Winter & van den Ancker 1997; Grady et al. 1993; Muratorio et al. 2006).

HD 45677 possède un disque et un jet bipolaire, mis en évidence par des mesures de polarisation (Coyne & Vrba 1976; Schulte-Ladbeck et al. 1992; Oudmaijer & Drew 1999; Patel et al. 2006) et de spectroscopie en ultraviolet (Grady et al. 1993).

Sitko et al. (1994); de Winter & van den Ancker (1997) étudient le comportement photométrique de HD 45677 et concluent que les variations photométriques observées sont expliquées par des obscurations, probablement dues à de larges grains circumstellaires créés lors d'un événement explosif. Cet événement est identifié par Patel et al. (2006) à travers l'étude des variations photométriques et polarimétriques comme un jet de matière non sphérique émis par l'étoile qui aurait eu lieu vers les années 50.

Grady et al. (1993) mettent en évidence la présence de gaz accrétant sur l'étoile par spectroscopie UV et proposent HD 45677 comme une étoile jeune HBe massive entourée d'un disque circumstellaire gazeux actif quasi vu par la tranche.

Dernièrement, Baines et al. (2006) affirment que HD 45677 serait une binaire large grâce

25. Les étoiles Be sont des étoiles de type spectral B dont le spectre montre de fortes raies en émission. Ce sont des étoiles avec une grande vitesse de rotation et entourée d'un disque, responsable des raies d'émission.

26. La classe de luminosité permet de distinguer les étoiles en fonction de leur luminosité, de même que le type spectral permet de les distinguer en fonction de leur température. Voir section "Notations et acronymes" pour le classement.

TABLE 7.4: Caractéristiques principales de HD 45677

Type spectral	Distance (pc)	Magnitude	
		<i>V</i>	<i>H</i>
B2	1000 ± 500	8.1	6.3

à des études de spectro-astrométrie. [Miroshnichenko \(2007\)](#) propose que les objets tels que HD 45677 sont en réalité des systèmes binaires qui ont subi récemment une phase d'échange de masse rapide, associée à une perte de masse et à la formation de poussières. Il propose de les appeler les étoiles FS CMA, d'après le prototype de cette classe.

Afin d'apporter des contraintes sur la nature de la matière circumstellaire, HD 45677 a également été observé en interférométrie infrarouge, comme présenté dans la section suivante.

7.2.1 Données interférométriques en infrarouge proche

Les données interférométriques présentes sur HD 45677 proviennent de l'interféromètre IOTA en bande *H* et font partie d'une étude sur l'asymétrie des disques autour des étoiles jeunes, à travers la signature en phase de clôture ([Monnier et al. 2006](#)). HD 45677 montre un objet très résolu, allongé et avec de larges signatures en CP et fait l'objet d'une étude paramétrique approfondie.

L'émission du disque est complètement résolue par la plus grande base de IOTA et contient $62\% \pm 3\%$ du flux total, en accord avec la valeur déduite de la SED. [Monnier et al. \(2006\)](#) ajustent dans un premier temps un anneau symétrique et un anneau gaussien mais trouvent de larges résidus, dus aux structures allongées et obliques évidentes dans les visibilités carrées et les phases de clôture. Le modèle d'un anneau incliné a un meilleur accord avec les données, mais n'explique pas les larges signatures de CP, qui semblent venir d'une émission non homogène le long de l'anneau. En autorisant une émission non homogène, le modèle, illustré à la figure 7.6 à gauche, permet de reproduire les données interférométriques, avec une position du maximum d'intensité le long de l'anneau perpendiculaire au demi-grand axe de l'ellipse, ce qui est attendu pour un disque évasé ([Malbet et al. 2001](#), par exemple). L'angle de position de l'anneau est de $\sim 70^\circ$ et est en accord avec celui observé par polarisation dans le visible ([Coyne & Vrba 1976](#)). Les auteurs rejettent l'idée d'un objet jeune, la taille du disque étant trop large pour un système jeune typique, à moins que cet objet soit justement dans sa période de transition au moment de l'observation.

En plus des données IOTA, j'ai eu l'occasion d'observer cette étoile avec l'instrument AMBER au VLTI. Ces données ont été ajoutées en cours de thèse, en plus de celles récupérées sur l'archive ESO. La reconstruction d'images a donc été réalisée en deux temps, une première fois avec les données IOTA seules et une seconde fois en ajoutant les données VLTI. Les évolutions de l'image et leur analyse associée sont présentées dans les sections suivantes. Un résumé des données interférométriques est donné à la table 7.5. Le plan (u, v) et les données (visibilités carrées et phases de clôture) sont illustrées respectivement aux figures 7.7 et 7.8.

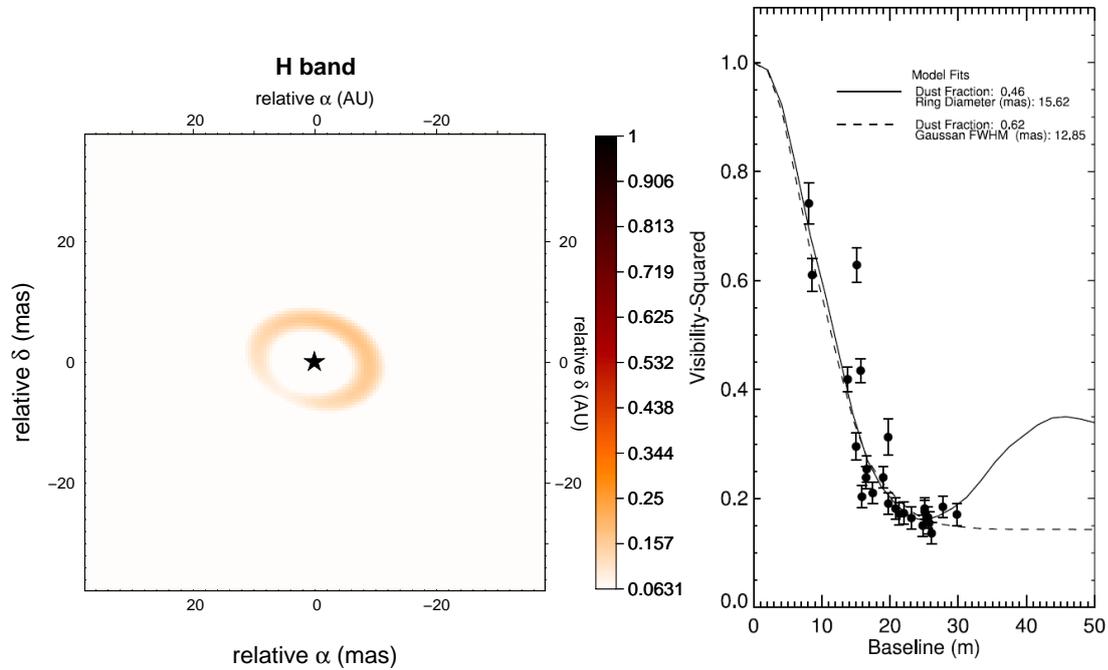


FIGURE 7.6: HD 45677 : modèle paramétrique (à gauche) et ajustement des visibilités de IOTA avec deux modèles différents (Monnier et al. 2006).

TABLE 7.5: Données interférométriques de HD 45677.

Interféromètre	Date	Base projetée (m)	# mesures	Bande spectrale	Dispersion spectrale	Référence
IOTA	2003–2004	7–30	174	H	large bande	Monnier et al. (2006)
VLTI	2008	16–120	117	H	~30	Renard et al. 082.C-0918(A,B) + archive ESO

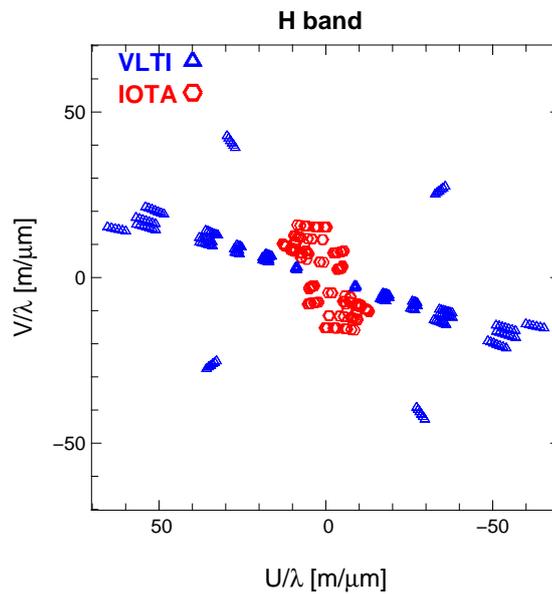


FIGURE 7.7: HD 45677 : couverture du plan (u, v) en termes de fréquences spatiales en bande H . Les différents interféromètres sont tracés en différentes couleurs et en différents symboles.

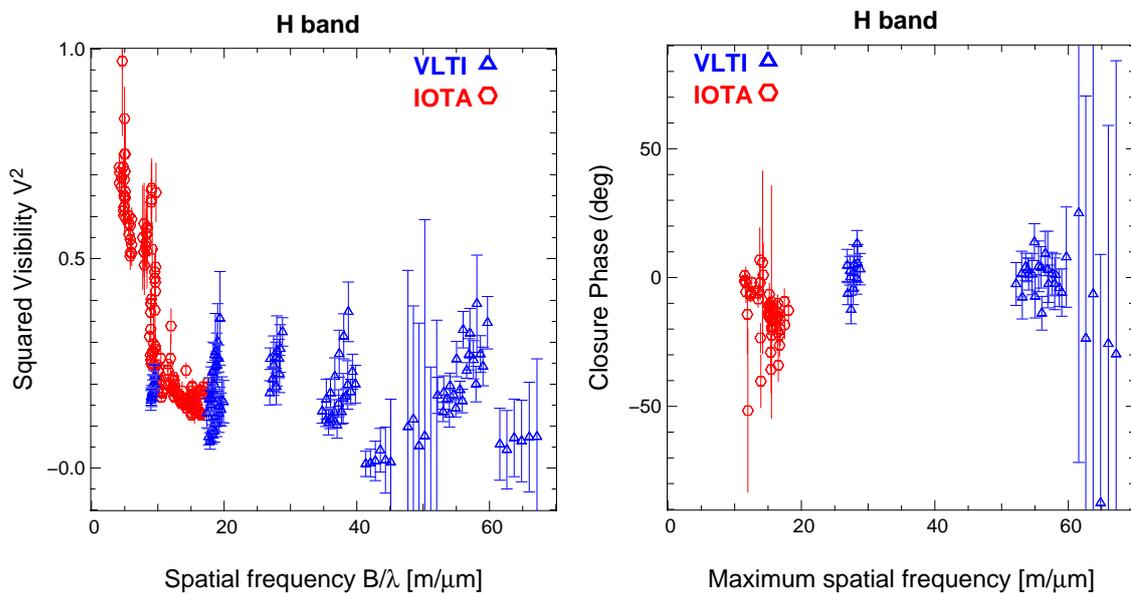


FIGURE 7.8: HD 45677 : visibilité carrées (à gauche) et phases de clôture (à droite) en bande H . Les différents interféromètres sont tracés en différentes couleurs et en différents symboles.

7.2.2 Reconstruction d'images de HD 45677 à partir des données IOTA seules

Les paramètres de l'image reconstruite, illustrée à la figure 7.9 à gauche, sont les suivants :

- taille de l'image : 150×150 pixels de 0.5 mas ;
- régularisation : variation totale avec un poids $\mu = 10$, déterminé suite à des tests sur un modèle.

Cette image montre clairement la localisation de l'étoile par une grosse tache au centre. Quant à l'anneau, il est reconstruit sous forme d'une série de points diffus, localisé le long d'une ellipse, reproduite en pointillé bleu à la figure 7.9 à gauche.

7.2.2.1 Analyse de l'image par reconstruction de modèles simples

Afin de me persuader de la pertinence de cette interprétation, j'ai eu recours à des modèles simples. Cette méthode est proche de celle expliquée à la section 6.1 : à partir du modèle, je simule des données en tenant compte du même plan (u, v) et des mêmes barres d'erreur que le vrai jeu de données. Ensuite, j'utilise ce jeu de données simulées afin de reconstruire une image du modèle.

Dans le cas de HD 45677, j'ai utilisé deux modèles :

1. **une étoile et un anneau gaussien**, illustré à la figure 7.11 en haut à gauche. Les paramètres de ce modèle ont été identifiés sur l'image reconstruite. La reconstruction de ce modèle, sur la même figure en haut à droite, montre que l'anneau se reconstruit, non pas de manière homogène, mais sous la forme d'une série de points diffus. Cette information conforte l'interprétation faite dans l'image reconstruite à partir des vraies données : les points le long de l'ellipse représentent probablement un anneau. Cependant, ce modèle est assurément faux car symétrique. Or, HD 45677 montre une signature en CP importante, donc un objet asymétrique. Afin d'ajouter de l'asymétrie dans mon modèle simple, j'ai identifié deux possibilités. Premièrement, je pourrais avoir une intensité non homogène le long de l'anneau. Cependant, cette possibilité n'est pas encouragée par l'image reconstruite, dont les points diffus se répartissent de manière plutôt homogène le long de l'ellipse identifiée. Une autre possibilité est le décentrement de l'anneau par rapport à l'étoile.
2. **une étoile et un anneau décentré** : ce modèle est illustré en bas à gauche de la figure 7.11 et sa reconstruction en bas à droite. L'image reconstruite du modèle montre une correspondance satisfaisante avec la vraie image reconstruite. D'un point de vue physique, ce modèle peut être dû à un disque évasé dont l'inclinaison suivant la ligne de visée donne l'impression qu'un des bords du disque est plus proche de l'étoile que le bord opposé.

Cependant, si on compare l'anneau correspondant au modèle de Monnier et al. (2006), représenté en vert à la figure 7.9, et l'ellipse identifiée sur l'image reconstruite (en bleu), on constate qu'il y a une grande différence entre les deux, en particulier du point de vue de la taille et de l'angle de position des anneaux. En regardant plus attentivement, on constate que l'anneau correspondant au modèle de Monnier et al. (2006) passe par presque tous les points diffus pris en compte pour représenter l'ellipse bleu sauf deux (barrés par une croix rouge à la figure 7.9

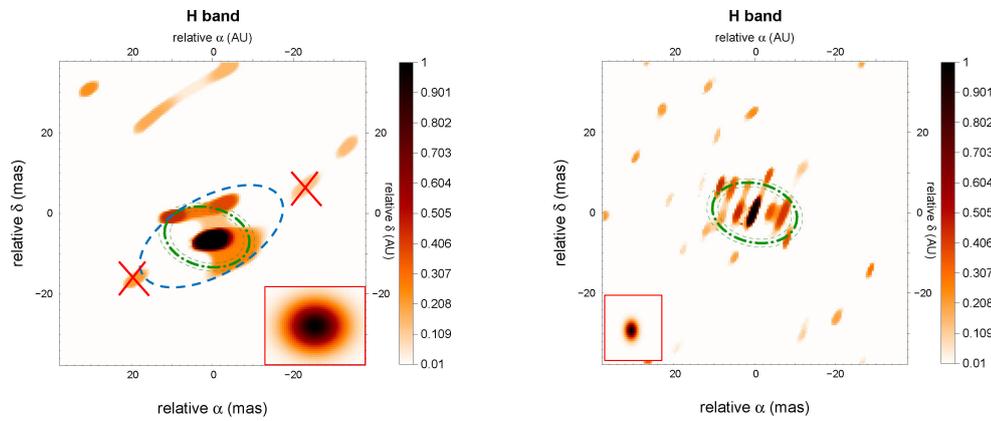


FIGURE 7.9: Images reconstruites de HD 45677 avec les données IOTA seules (à gauche) et en ajoutant les données VLTi (à droite). Les ellipses en vert représentent l’anneau du modèle de [Monnier et al. \(2006\)](#) avec sa largeur, tandis que l’ellipse en bleu indique la position de l’anneau identifié sur l’image à partir des données IOTA seules. Les couleurs sont échelonnées avec la racine carrée de l’intensité. Le nord est en haut et l’est à gauche. Le cadre indique la gaussienne à la résolution de l’interféromètre.

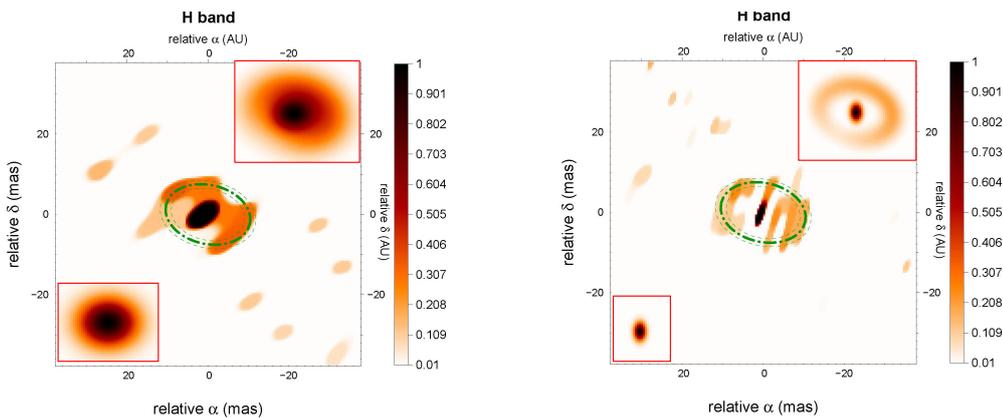


FIGURE 7.10: Images reconstruites du modèle de HD 45677 ([Monnier et al. 2006](#)) avec les données IOTA seules (à gauche) et en ajoutant les données VLTi (à droite). Mêmes conventions que la figure 7.9. Le cadre en bas à gauche indique la gaussienne à la résolution de l’interféromètre et celui en haut à droite représente le modèle convolué à la résolution de l’interféromètre.

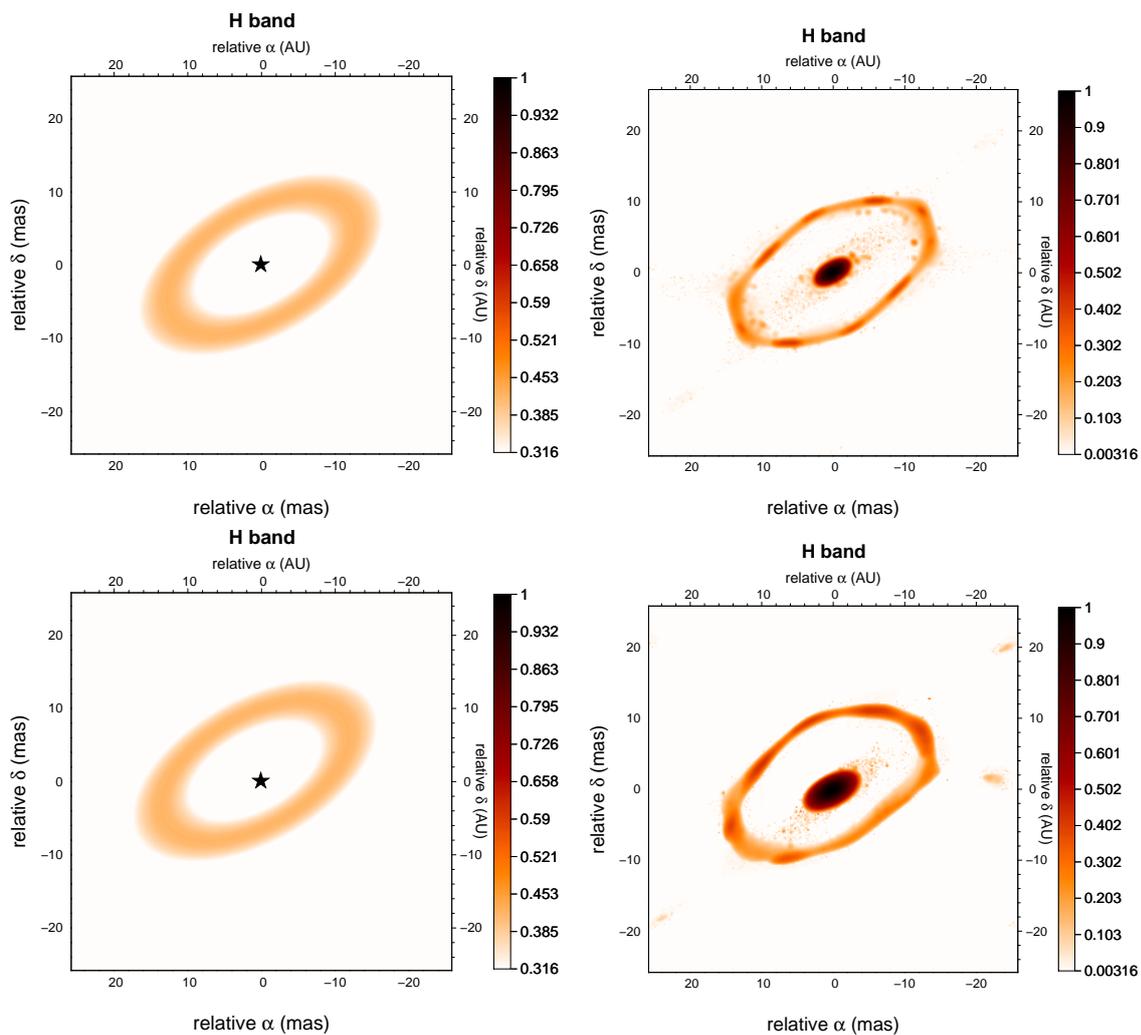


FIGURE 7.11: HD 45677 : les 2 modèles simples (à gauche) et leur reconstruction respective (à droite) utilisés lors de l'analyse de l'image reconstruite avec les données IOTA uniquement. Les couleurs sont échelonnées à la racine dixième de l'intensité pour les modèles et à la racine carrée pour les images reconstruites. Le nord est en haut et l'est à gauche.

à gauche). Se pourrait-il que ces 2 points soient en réalité des artefacts? La réponse à cette question a été amenée avec certitude par les données VLTI.

7.2.3 Prise en compte des données VLTI/AMBER

La reconstruction d'images de HD 45677 en tenant compte des données IOTA et VLTI est illustrée à droite de la figure 7.9.

Dans un premier temps, on constate que cette image possède des points diffus beaucoup plus allongés que l'image reconstruite à partir des données IOTA seules. Cet effet est dû aux nouvelles données : les données VLTI proviennent essentiellement d'un triplet de télescopes alignés, entraînant une forte asymétrie et un allongement important dans une direction.

Malgré cet effet, on constate directement que les points inclus dans l'ellipse dans la section précédente étaient bel et bien des artefacts et que l'image reconstruite est en accord presque parfait avec le modèle de [Monnier et al. \(2006\)](#).

Afin de confirmer l'accord entre le modèle de [Monnier et al. \(2006\)](#) et l'image reconstruite, j'ai reconstruit également le modèle, dans les mêmes conditions que les vraies données. Ces reconstructions, avec les données IOTA seules et les données IOTA et VLTI simultanément, sont illustrées à la figure 7.10. En comparant les images reconstruites du modèle et celles à partir des vraies données, on constate que la ressemblance est très forte, confirmant que le modèle est une bonne représentation des données, même si l'image reconstruite possède toujours un meilleur χ^2 (cf. figure 7.12 et table 7.6).

Les images du modèle nous permettent également de ne pas sur-interpréter l'image. En effet, on aurait pu croire à la présence de flux à l'intérieur de l'anneau, car la reconstruction d'images en reproduit. Cependant, ce flux interne est également retrouvé dans l'image du modèle, alors qu'il n'y en avait pas dans l'image de référence. Cette constatation prouve directement que ce flux est un artefact et montre la pertinence de la méthodologie employée décrite à la section 6.1.

Le fait que le modèle de [Monnier et al. \(2006\)](#) correspond toujours bien à l'apport de nouvelles données à plus grandes bases est un résultat assez important. En utilisant uniquement les données IOTA, comme décrit dans le papier de [Monnier et al. \(2006\)](#), les données s'arrêtaient juste à l'endroit du minimum de visibilité, rendant impossible la distinction précise entre un modèle de type anneau (dont les visibilités remontent dans le deuxième lobe) ou de type disque continu (dont les visibilités restent constantes), comme illustré à la figure 7.6 à droite. Suite à l'ajout de nouvelles données sur le VLTI avec de plus grandes bases, on a pu prolonger la courbe de visibilité et montrer que le modèle de [Monnier et al. \(2006\)](#) est encore valable.

TABLE 7.6: χ^2 normalisés pour le modèle de Monnier et al. (2006) et l'image reconstruite.

Méthodes	Données IOTA	Données IOTA+VLTI
MiRA	5.9	4.5
Modèle	11.2	11.2

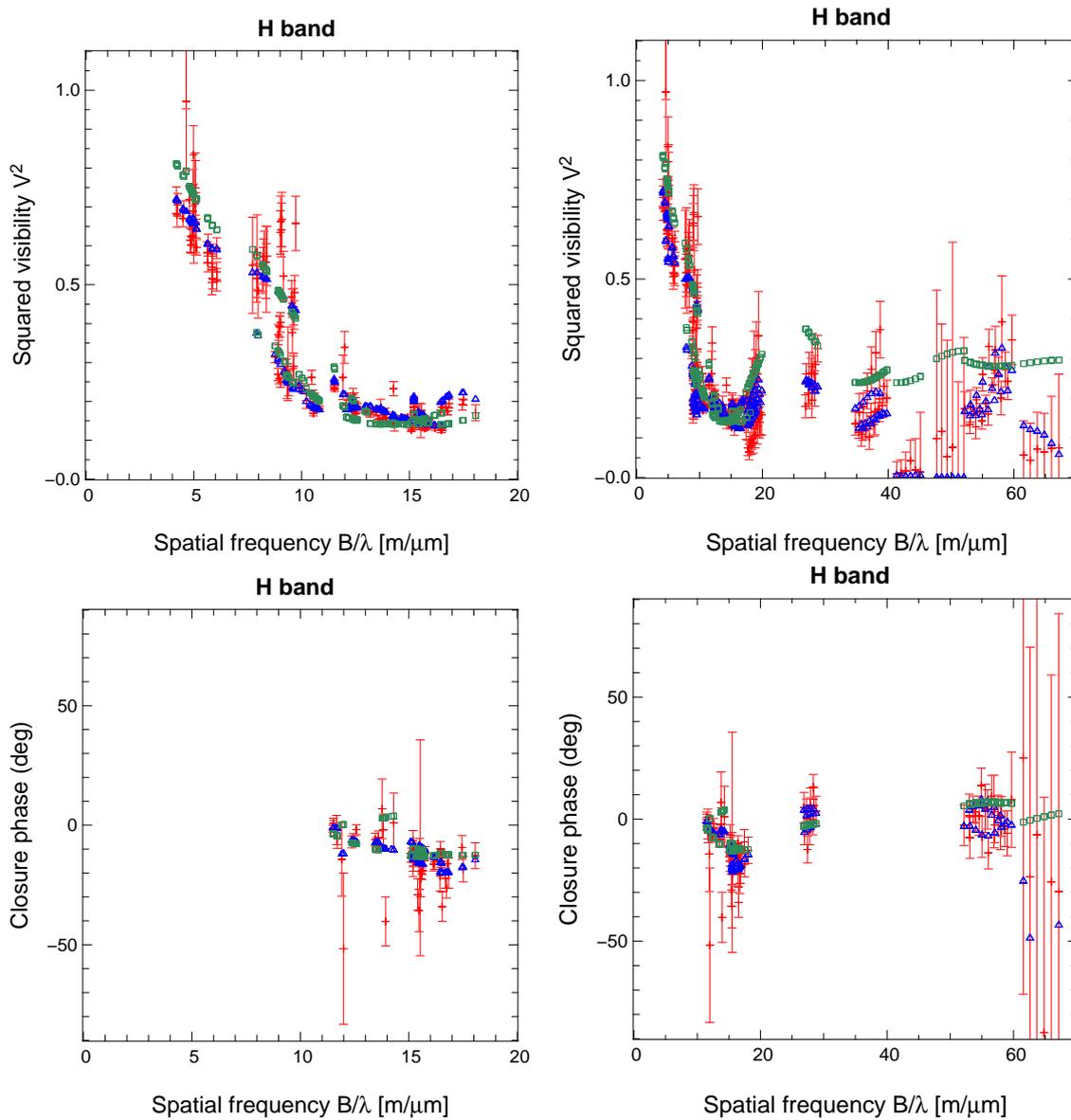


FIGURE 7.12: HD 45677 : visibilités carrées (en haut) et phases de clôture (en bas) pour les données IOTA seules (à gauche) et les données IOTA et VLTI (à droite). Les données, l'ajustement de MiRA et l'ajustement du modèle sont tracés avec différentes couleurs et différents symboles.

Conclusions et perspectives

Le but de mon travail de thèse était d'utiliser la technique de reconstruction d'images afin d'analyser l'environnement proche des étoiles jeunes. Jusqu'à présent les données interférométriques étaient analysées par modélisation, possédant deux inconvénients principaux : premièrement, elle nécessite le choix d'un modèle, et donc une connaissance a priori forte de l'objet observé. Deuxièmement, les modèles sont généralement simples, réalisés à l'aide de 2 ou 3 composantes physiques uniquement. Or, les objets jeunes sont des objets soumis à de nombreux phénomènes physiques (accrétion, éjection, jet, vent, etc.). On s'attend donc à ce qu'ils soient beaucoup plus complexes que ce qui est actuellement modélisé. L'avantage de la reconstruction d'images est de fournir une image sans idée précise de l'objet observé. Cette image est non seulement plus facile à analyser, mais également aussi complexe que nécessaire.

D'un point de vue pratique, la reconstruction d'images se résout comme un problème inverse mal posé, car le problème contient plus d'inconnues (les pixels de l'image) que de données. Il est donc nécessaire d'ajouter des contraintes au problème, appelées régularisations. Ces contraintes sont généralement basées sur une connaissance a priori de l'objet : distribution d'intensité positive, objet lisse, objet compact, etc.

Partie algorithmique : bilan

Dans ce cadre, la partie algorithmique de ma thèse a consisté en l'étude du terme de régularisation. En réalisant des tests systématiques sur l'algorithme MiRA, j'ai comparé les termes de régularisation généralement cités dans la littérature, et ce pour différents objets astrophysiques et différentes conditions d'observations.

Suite à ces tests, j'en ai déduit les paramètres optimaux pour la reconstruction d'images suivant la structure générale de l'objet à reconstruire et le nombre et la qualité des données à disposition. Il en est ressorti que le terme de régularisation le plus adéquat est celui de variation totale qui minimise le gradient total de l'image. Cependant, la régularisation qui permet un lissage tout en conservant les bords francs des objets n'a pas été testée et doit probablement donner de très bons résultats également. En ce qui concerne l'hyperparamètre μ qui règle le poids de la régularisation, il s'est avéré essentiellement dépendant du type de régularisation. Il reste néanmoins une dépendance avec les structures de l'objet et la taille du pixel à analyser. A la place de l'hyperparamètre μ , il se peut que le terme de vraisemblance soit plus facile à utiliser, car il possède un domaine de variation moindre, mais il est nécessaire de faire une étude globale incluant différentes statistiques de bruit. De plus, il est extrêmement sensible à l'exactitude des barres d'erreur, qui sont elles-mêmes difficiles à évaluer. Il faudrait également déterminer si ce

critère est utilisable en pratique.

En ce qui concerne les données, j'ai pu constater que le nombre de données est un facteur plus critique que leur rapport signal-à-bruit. Actuellement, pour un temps d'observation donné, il est préférable d'utiliser un temps d'exposition court et d'effectuer un maximum de mesures. Pour le futur, dans le cadre de la reconstruction d'images, il est plus avantageux d'augmenter le nombre de télescopes à recombinaison que d'en augmenter leur taille. Bien que non testée, on s'attend à ce que l'homogénéité de la couverture (u, v) soit un point critique (comme prouvé sur les reconstructions à partir des données réelles).

Partie astrophysique : bilan

Après la détermination des paramètres adéquats pour reconstruire une image, je me suis intéressée au côté astrophysique de ma thèse : l'application de la technique à des données d'étoiles jeunes. Bien qu'utilisée de façon routinière dans le domaine radio, la reconstruction d'images en interférométrie infrarouge en est à ses débuts. Avec un maximum de 4 télescopes recombinaison simultanément, la couverture du plan (u, v) qui en résulte est très clairsemée. Malgré l'application de paramètres optimaux, cette couverture (u, v) ne permet pas de reconstruire une image non ambiguë et évidente à analyser lorsque la complexité de l'objet augmente. Des allers et retours entre un modèle de l'objet et l'image reconstruite doivent être mis en place afin de distinguer les structures réelles des artefacts et d'éviter de sur-interpréter les structures de l'image.

La première application de la méthode a été réalisée sur une Herbig Ae, MWC 275, et a permis de publier la première image de l'environnement proche d'une étoile jeune complexe. Cette image a révélé la présence d'un disque asymétrique incliné autour de l'étoile ainsi qu'une augmentation de l'intensité au rayon de sublimation de la poussière. Bien qu'elle ne permet pas de distinguer entre les différents modèles en compétition pour décrire l'environnement des étoiles jeunes, l'image reconstruite confirme la présence d'un environnement étendu beaucoup plus complexe que ce qui est actuellement modélisé. Cette étude a également révélé que la majorité des artefacts dans l'image sont dus aux trous dans le plan (u, v) . Il est donc impératif de choisir prudemment les bases lors des observations : plus le plan (u, v) sera homogène, meilleure sera l'image.

J'ai également pu réaliser d'autres reconstructions d'images. L'image de la T Tauri GW Ori a confirmé la présence d'une troisième composante à côté de la binaire et ce résultat a été confirmé par une technique indépendante. Une étude sur l'étoile B[e] HD 45677 a montré qu'il faut rester prudent lors de la détermination des artefacts dans l'image.

Futur de la reconstruction d'images en interférométrie infrarouge

Malgré les complications liées au faible nombre de télescopes disponibles actuellement, la reconstruction d'images reste l'unique méthode permettant d'analyser des données interférométriques sans hypothèse a priori quant à la physique de l'objet. Elle permet donc de renforcer la confiance dans un modèle, d'en apporter de nouvelles contraintes ou encore de révéler des structures inattendues dans l'objet observé.

La reconstruction d'images va avoir une nette progression grâce à l'arrivée de nouveaux instruments dédiés à l'imagerie interférométrique au VLTI. Dans un premier temps, Pionier (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment), un instrument visiteur, va permettre de recombinaison 4 télescopes simultanément et d'obtenir des données avec grande précision. Les instruments de seconde génération vont permettre de doubler le nombre de télescopes actuellement combinés au VLTI :

- Gravity (Gillessen et al. 2010) est un instrument interférométrique travaillant dans l'infrarouge proche à 4 télescopes, dédié à l'imagerie à référence de phase des objets faibles. Il a été approuvé par l'ESO et est actuellement en cours de développement. Son objectif scientifique principal est l'étude du centre de notre galaxie.
- Matisse (Lopez et al. 2008) est le successeur de MIDI. C'est un instrument interférométrique travaillant dans l'infrarouge moyen à 4 télescopes. Ses objectifs scientifiques incluent l'environnement proche des étoiles jeunes, la formation des étoiles massives, le vent et la poussière des étoiles évoluées, l'environnement des étoiles chaudes, les AGN et la détection directe des exoplanètes. Il a également été approuvé par l'ESO et est actuellement en cours de développement.
- VSI (Malbet et al. 2008) est également dédié à l'imagerie en recombinaison de 4 à 6 télescopes. Il travaille dans l'infrarouge proche et est le successeur de l'instrument AMBER. Il possède des objectifs scientifiques très larges, tels que la formation des étoiles et des planètes, l'imagerie des surfaces stellaires, les étoiles évoluées, les vents stellaires, les AGN et les trous noirs supermassifs. Il n'a pas encore été approuvé par l'ESO car il est nécessaire d'obtenir 2 nouveaux ATs pour éviter une combinaison simultanée d'ATs et d'UTs.

Grâce à cette augmentation importante du nombre de télescopes utilisés simultanément, la reconstruction d'images deviendra l'outil de base de l'analyse en interférométrie infrarouge, comme il est actuellement en radio. L'étude détaillée à des résolutions inférieures à l'UA va se développer considérablement et va devenir accessible pour de nombreux sujets astrophysiques (illustré à la figure 13), tels que, dans le domaine des objets jeunes, la structure interne des disques, la détection d'un sillon formé par des planètes ou encore la géométrie des jets et des planètes. Cependant, même si le nombre de télescopes augmente, il reste toutefois limité et c'est la flexibilité au niveau du choix des configurations qui sera déterminante dans un futur proche.

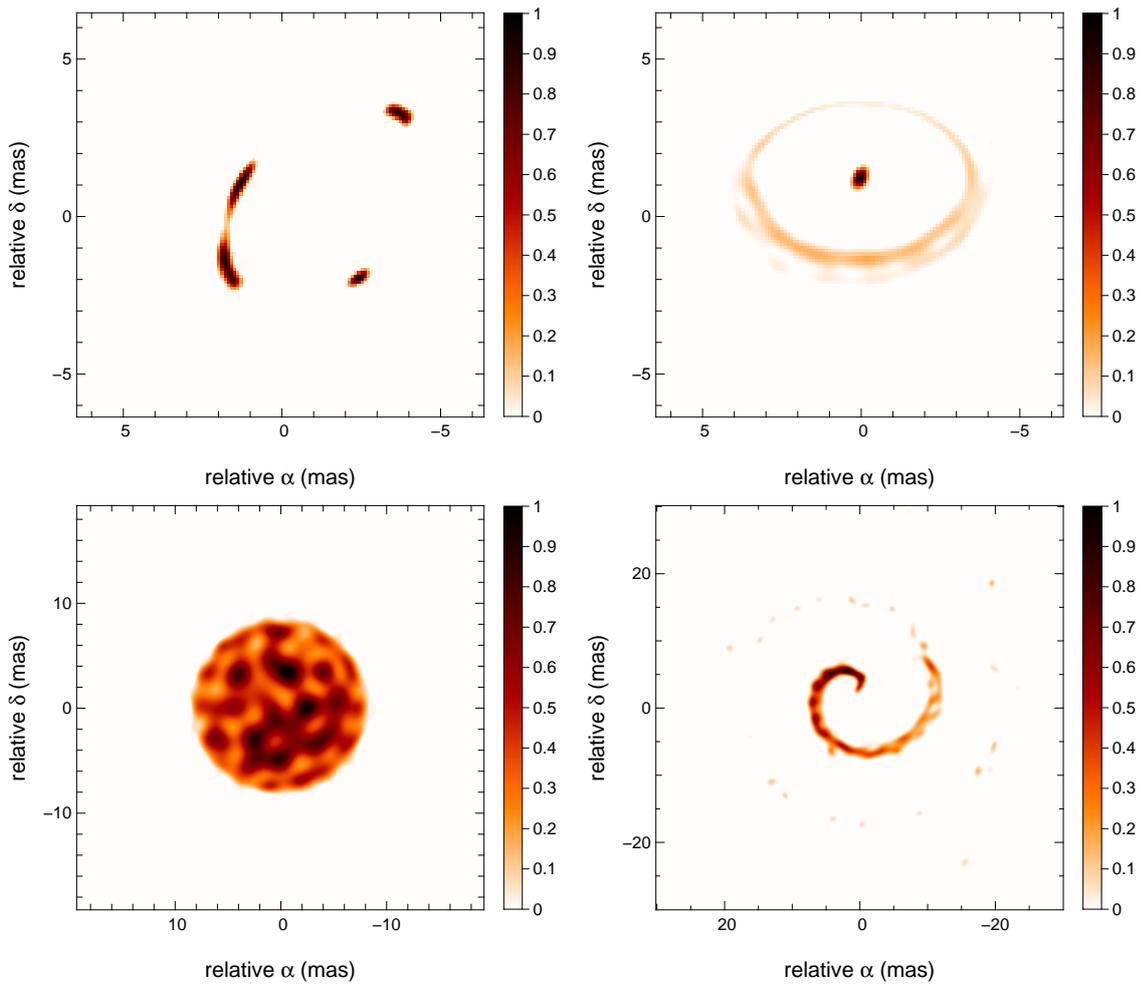


FIGURE 13: Reconstructions d'images réalisées dans le cadre de la phase A de VSI. De gauche à droite et de haut en bas : lentille microgravitationnelle (4 UTs) ; disque protoplanétaire (6 ATs) ; surface d'une étoile super-géante (6 ATs) ; collision de vent stellaire dans un système binaire massif composé d'une étoile Wolf-Rayet et d'une étoile de type O (6 ATs).

Bibliographie

- Adams, F. C., Shu, F. H. & Lada, C. J., 1988, The disks of T Tauri stars with flat infrared spectra, *Astrophysical Journal* **326**, 865.
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., van Belle, G. T. & Creech-Eakman, M. J., 2002, Constraints on Circumstellar Disk Parameters from Multiwavelength Observations : T Tauri and SU Aurigae, *Astrophysical Journal* **566**, 1124.
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., van Belle, G. T. et al., 2000, Infrared Interferometric Observations of Young Stellar Objects, *Astrophysical Journal* **543**, 313.
- Akeson, R. L., Walker, C. H., Wood, K. et al., 2005, Observations and Modeling of the Inner Disk Region of T Tauri Stars, *Astrophysical Journal* **622**, 440.
- Allen, D. A. & Swings, J. P., 1976, The spectra of peculiar Be stars with infrared excesses, *Astron. & Astrophys.* **47**, 293.
- André, P., 1994, Observations of protostars and protostellar stages, in *The Cold Universe* (T. Montmerle, C. J. Lada, I. F. Mirabel, & J. Tran Thanh Van, ed.), 179.
- Andrews, S. M. & Williams, J. P., 2005, Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga : The Submillimeter Perspective, *Astrophysical Journal* **631**, 1134.
- Andrews, S. M. & Williams, J. P., 2007, High-Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure, *Astrophysical Journal* **659**, 705.
- Artymowicz, P. & Lubow, S. H., 1994, Dynamics of binary-disk interaction. 1 : Resonances and disk gap sizes, *Astrophysical Journal* **421**, 651.
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C. et al., 1984, Discovery of a shell around Alpha Lyrae, *Astrophysical Journal, Letters* **278**, L23.
- Baines, D., Oudmaijer, R. D., Porter, J. M. & Pozzo, M., 2006, On the binarity of Herbig Ae/Be stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **367**, 737.
- Baldwin, J. E., Beckett, M. G., Boysen, R. C. et al., 1996, The first images from an optical aperture synthesis array : mapping of Capella with COAST at two epochs., *Astron. & Astrophys.* **306**, L13.

- Baldwin, J. E. & Haniff, C. A., 2002, The application of interferometry to optical astronomical imaging, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* **360**, 969.
- Baron, F. & Young, J. S., 2008, Image reconstruction at Cambridge University, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7013.
- Bell, K. R. & Lin, D. N. C., 1994, Using FU Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models, *Astrophysical Journal* **427**, 987.
- Benisty, M., Natta, A., Isella, A. et al., 2010, Strong near-infrared emission in the sub-AU disk of the Herbig Ae star HD 163296 : evidence of refractory dust ?, *Astron. & Astrophys.* **511**, A74.
- Benson, J. A., Hutter, D. J., Elias, N. M., II et al., 1997, Multichannel optical aperture synthesis imaging of zeta1 URSAE majoris with the Navy prototype optical interferometer., *Astronomical Journal* **114**, 1221.
- Berger, J. P., Monnier, J. D., Pedretti, E. et al., 2005, GW Orionis : A T-Tauri Multiple System Observed with AU-scale Resolution, in *Protostars and Planets V*, 8398.
- Bertout, C., Basri, G. & Bouvier, J., 1988, Accretion disks around T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **330**, 350.
- Biraud, Y., 1969, A New Approach for Increasing the Resolving Power by Data Processing, *Astron. & Astrophys.* **1**, 124.
- Boden, A. F., Sargent, A. I., Akeson, R. L. et al., 2005, Dynamical Masses for Low-Mass Pre-Main-Sequence Stars : A Preliminary Physical Orbit for HD 98800 B, *Astrophysical Journal* **635**, 442.
- Bonnell, I. & Bastien, P., 1992, A binary origin for FU Orionis stars, *Astrophysical Journal, Letters* **401**, L31.
- Bouvier, J., Bertout, C., Benz, W. & Mayor, M., 1986, Rotation in T Tauri stars. I - Observations and immediate analysis, *Astron. & Astrophys.* **165**, 110.
- Bouvier, J. & Malbet, F., 2001, L'environnement des étoiles jeunes, *Dossier Pour La Science* **30**, 84.
- Calvet, N., Magris, G. C., Patino, A. & D'Alessio, P., 1992, Irradiation of Accretion Disks around Young Objects. II. Continuum Energy Distribution, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* **24**, 27.
- Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C. et al., 2004, The Mass Accretion Rates of Intermediate-Mass T Tauri Stars, *Astronomical Journal* **128**, 1294.
- Cesaroni, R., Galli, D., Lodato, G. et al., 2007, Disks Around Young O-B (Proto)Stars : Observations and Theory, *Protostars and Planets V* 197.

-
- Charbonnier, P., Blanc-Feraud, L., Aubert, G. & Barlaud, M., 1997, Deterministic edge-preserving regularization in computed imaging, *IEEE Transactions on Image Processing* **6**, 298.
- Chiang, E. I. & Goldreich, P., 1997, Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks, *Astrophysical Journal* **490**, 368.
- Cidale, L., Zorec, J. & Tringaniello, L., 2001, BCD spectrophotometry of stars with the B[e] phenomenon. I. Fundamental parameters, *Astron. & Astrophys.* **368**, 160.
- Cohen, M., 1973, Infra-red observations of young stars - II. T Tauri stars and the Orion population., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **161**, 97.
- Cohen, M., 1980, Infrared observations of young stars. VIII - Spectra in the ten-micron region, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **191**, 499.
- Cohen, M. & Schwartz, R. D., 1976, Infrared observations of young stars. VII - Simultaneous optical and infrared monitoring for variability, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **174**, 137.
- Cotton, W., Monnier, J., Baron, F. et al., 2008, 2008 imaging beauty contest, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7013.
- Cotton, W. D., 1979, A method of mapping compact structure in radio sources using VLBI observations, *Astronomical Journal* **84**, 1122.
- Coyne, G. V. & Vrba, F. J., 1976, Polarization from a dust ring surrounding the peculiar Be star HD 45677., *Astrophysical Journal* **207**, 790.
- D'Alessio, P., Calvet, N. & Hartmann, L., 2001, Accretion Disks around Young Objects. III. Grain Growth, *Astrophysical Journal* **553**, 321.
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L. et al., 1999, Accretion Disks around Young Objects. II. Tests of Well-mixed Models with ISM Dust, *Astrophysical Journal* **527**, 893.
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N. & Lizano, S., 1998, Accretion Disks around Young Objects. I. The Detailed Vertical Structure, *Astrophysical Journal* **500**, 411.
- Danchi, W. C., Tuthill, P. G. & Monnier, J. D., 2001, Near-Infrared Interferometric Images of the Hot Inner Disk surrounding the Massive Young Star MWC 349A, *Astrophysical Journal* **562**, 440.
- de Winter, D. & van den Ancker, M. E., 1997, The peculiar B[e] star HD 45677. II. Photometric behaviour and spectroscopic properties, *Astron. & Astrophys., Suppl.* **121**, 275.
- Deleuil, M., Bouret, J., Catala, C. et al., 2005, New insights in the FUV into the activity of the Herbig Ae star HD 163296, *Astron. & Astrophys.* **429**, 247.
- Delplancke, F., Derie, F., Paresce, F. et al., 2003, PRIMA for the VLTI - Science, *Astrophysics and Space Science* **286**, 99.

- Devaney, M. N., Thiebaut, E., Foy, R. et al., 1995, The H α environment of T Tauri resolved by speckle interferometry., *Astron. & Astrophys.* **300**, 181.
- Devine, D., Grady, C. A., Kimble, R. A. et al., 2000, A Ly α Bright Jet from a Herbig Ae Star, *Astrophysical Journal, Letters* **542**, L115.
- DeWarf, L. E., Guinan, E. F., Sepinsky, J. F. & Pouch, A. M., 2002, The Peculiar Photometric Behavior of the Young Stellar Object GW Orionis, in *Bulletin of the American Astronomical Society, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 34, 1134.
- Domiciano de Souza, A., Vakili, F., Jankov, S. et al., 2002, Modelling rapid rotators for stellar interferometry, *Astron. & Astrophys.* **393**, 345.
- Doucet, C., Pantin, E., Lagage, P. O. & Dullemond, C. P., 2006, Mid-infrared imaging of the circumstellar dust around three Herbig Ae stars : HD 135344, CQ Tau, and HD 163296, *Astron. & Astrophys.* **460**, 117.
- Dullemond, C. P. & Dominik, C., 2004, The effect of dust settling on the appearance of protoplanetary disks, *Astron. & Astrophys.* **421**, 1075.
- Dullemond, C. P., Dominik, C. & Natta, A., 2001, Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole, *Astrophysical Journal* **560**, 957.
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I. & D'Alessio, P., 2007, Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks, *Protostars and Planets V* 555.
- Dullemond, C. P. & Monnier, J. D., 2010, The Inner Regions of Protoplanetary Disks, *Annual Review of Astron. & Astrophys.* **48**, 205.
- Dutrey, A., Guilloteau, S. & Ho, P., 2007, Interferometric Spectroimaging of Molecular Gas in Protoplanetary Disks, *Protostars and Planets V* 495.
- Eisner, J. A., 2007, Water vapour and hydrogen in the terrestrial-planet-forming region of a protoplanetary disk, *Nature* **447**, 562.
- Eisner, J. A., Chiang, E. I., Lane, B. F. & Akeson, R. L., 2007, Spectrally Dispersed K-Band Interferometric Observations of Herbig Ae/Be Sources : Inner Disk Temperature Profiles, *Astrophysical Journal* **657**, 347.
- Eisner, J. A., Graham, J. R., Akeson, R. L. & Najita, J., 2009, Spatially Resolved Spectroscopy of Sub-AU-Sized Regions of T Tauri and Herbig Ae/Be Disks, *Astrophysical Journal* **692**, 309.
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J. et al., 2005, Observations of T Tauri Disks at Sub-AU Radii : Implications for Magnetospheric Accretion and Planet Formation, *Astrophysical Journal* **623**, 952.
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A. et al., 2004, Resolved Inner Disks around Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **613**, 1049.

-
- Eisner, J. A., Monnier, J. D., Woillez, J. et al., 2010, Spatially and Spectrally Resolved Hydrogen Gas within 0.1 AU of T Tauri and Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **718**, 774.
- Filho, M. E., Renard, S., Garcia, P. et al., 2008, Phase closure image reconstruction for future VLTI instrumentation, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 7013.
- Fomalont, E. B., 1973, Earth-rotation aperture synthesis., *IEEE Proceedings* **61**, 1211.
- Fukui, Y., Iwata, T., Mizuno, A. et al., 1989, Molecular outflows in protostellar evolution, *Nature* **342**, 161.
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Perrin, G. et al., 2010, GRAVITY : a four-telescope beam combiner instrument for the VLTI, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 7734.
- Giovannelli, J. & Coulais, A., 2005, Positive deconvolution for superimposed extended source and point sources, *Astron. & Astrophys.* **439**, 401.
- Goodman, J. W., 1985, Statistical Optics, *Journal of the Optical Society of America A* **2**, 1455.
- Grady, C. A., Bjorkman, K. S., Shepherd, D. et al., 1993, Detection of accreting gas toward HD 45677 - A newly recognized, Herbig Be proto-planetary system, *Astrophysical Journal, Letters* **415**, L39.
- Grady, C. A., Devine, D., Woodgate, B. et al., 2000, STIS Coronagraphic Imaging of the Herbig AE Star : HD 163296, *Astrophysical Journal* **544**, 895.
- Green, P. J., 1990, Bayesian Reconstructions From Emission Tomography Data Using a Modified EM Algorithm, *IEEE Transactions on Medical Imaging* **9**, 84.
- Guilloteau, S., Delannoy, J., Downes, D. et al., 1992, The IRAM interferometer on Plateau de Bure, *Astron. & Astrophys.* **262**, 624.
- Gull, S. F. & Skilling, J., 1984, The Maximum Entropy Method, in *Indirect Imaging. Measurement and Processing for Indirect Imaging* (J. A. Roberts, ed.), 267.
- Günther, H. M. & Schmitt, J. H. M. M., 2009, The enigmatic X-rays from the Herbig star HD 163296 : Jet, accretion, or corona ?, *Astron. & Astrophys.* **494**, 1041.
- Haguenaer, P., 2001, *Qualification de IONIC, instrument de recombinaison interferometrique base sur des composants d'optique planaire dedie a l'astronomie*, Ph.D. thesis, Université de Grenoble.
- Haniff, C. A., 1991, Least-squares Fourier phase estimation from the modulo 2π bispectrum phase, *Journal of the Optical Society of America A* **8**, 134.

- Hansen, P. C., 2000, The l-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems, in *Computational Inverse Problems in Electrocardiology*, ed. P. Johnston, *Advances in Computational Bioengineering*, 119, WIT Press.
- Hartmann, L., Hewett, R., Stahler, S. & Mathieu, R. D., 1986, Rotational and radial velocities of T Tauri stars, *Astrophysical Journal* **309**, 275.
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J., 1996, The FU Orionis Phenomenon, *Annual Review of Astron. & Astrophys.* **34**, 207.
- Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S. et al., 2009, Imaging the spotty surface of Betelgeuse in the H band, *Astron. & Astrophys.* **508**, 923.
- Herbig, G. H., 1960, The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity, *Astrophysical Journal, Suppl.* **4**, 337.
- Hestroffer, D., 1997, Centre to limb darkening of stars. New model and application to stellar interferometry., *Astron. & Astrophys.* **327**, 199.
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J. & Keene, J., 1992, Herbig Ae/Be stars - Intermediate-mass stars surrounded by massive circumstellar accretion disks, *Astrophysical Journal* **397**, 613.
- Ho, P. T. P., Moran, J. M. & Lo, K. Y., 2004, The Submillimeter Array, *Astrophysical Journal, Letters* **616**, L1.
- Hofmann, K. & Weigelt, G., 1993, Iterative image reconstruction from the bispectrum, *Astron. & Astrophys.* **278**, 328.
- Högbom, J. A., 1974, Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines, *Astron. & Astrophys., Suppl.* **15**, 417.
- Ireland, M. J., Monnier, J. D. & Thureau, N., 2006, Monte-Carlo imaging for optical interferometry, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 6268.
- Isella, A. & Natta, A., 2005, The shape of the inner rim in proto-planetary disks, *Astron. & Astrophys.* **438**, 899.
- Isella, A., Tatulli, E., Natta, A. & Testi, L., 2008, Gas and dust in the inner disk of the Herbig Ae star MWC 758, *Astron. & Astrophys.* **483**, L13.
- Isella, A., Testi, L., Natta, A. et al., 2007, Millimeter imaging of HD 163296 : probing the disk structure and kinematics, *Astron. & Astrophys.* **469**, 213.
- Israelian, G., Friedjung, M., Graham, J. et al., 1996, The atmospheric variations of the peculiar B[e] star HD 45677 (FS Canis Majoris)., *Astron. & Astrophys.* **311**, 643.

-
- Jennison, R. C., 1958, A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **118**, 276.
- Joy, A. H., 1945, T Tauri Variable Stars., *Astrophysical Journal* **102**, 168.
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L., 1987, Spectral energy distributions of T Tauri stars - Disk flaring and limits on accretion, *Astrophysical Journal* **323**, 714.
- Klahr, H. & Kley, W., 2006, 3D-radiation hydro simulations of disk-planet interactions. I. Numerical algorithm and test cases, *Astron. & Astrophys.* **445**, 747.
- Kraus, S., Hofmann, K., Benisty, M. et al., 2008a, The origin of hydrogen line emission for five Herbig Ae/Be stars spatially resolved by VLTI/AMBER spectro-interferometry, *Astron. & Astrophys.* **489**, 1157.
- Kraus, S., Preibisch, T. & Ohnaka, K., 2008b, Detection of an Inner Gaseous Component in a Herbig Be Star Accretion Disk : Near- and Mid-Infrared Spectrointerferometry and Radiative Transfer modeling of MWC 147, *Astrophysical Journal* **676**, 490.
- Kraus, S., Weigelt, G., Balega, Y. Y. et al., 2009, Tracing the young massive high-eccentricity binary system θ^1 Orionis C through periastron passage, *Astron. & Astrophys.* **497**, 195.
- Labeyrie, A., 1970, Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images, *Astron. & Astrophys.* **6**, 85.
- Lachaume, R., 2003, *The structure of accretion discs around low-mass young stars*, Ph.D. thesis, LAOG - Laboratoire d'astrophysique de Grenoble.
- Lachaume, R., Malbet, F. & Monin, J., 2003, The vertical structure of T Tauri accretion discs. III. Consistent interpretation of spectra and visibilities with a two-layer model, *Astron. & Astrophys.* **400**, 185.
- Lada, C. J., 1985, Cold outflows, energetic winds, and enigmatic jets around young stellar objects, *Annual Review of Astron. & Astrophys.* **23**, 267.
- Lada, C. J., 1987, Star formation - From OB associations to protostars, in *Star Forming Regions* (M. Peimbert & J. Jugaku, ed.), *IAU Symposium*, vol. 115, 1.
- Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F., de Winter, D. et al., 1998, An improved classification of B[e]-type stars, *Astron. & Astrophys.* **340**, 117.
- Lamzin, S., Shevchenko, V., Grankin, K. & Melnikov, S., 1998, On the Eclipses in GW ORI Double System, *Astrophysics and Space Science* **261**, 167.
- Lannes, A., Anterrieu, E. & Marechal, P., 1997, Clean and Wipe, *Astron. & Astrophys., Suppl.* **123**, 183.
- Lawson, P. R. (ed.), 2000, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*.

- Lawson, P. R., Cotton, W. D., Hummel, C. A. et al., 2004, The 2004 Optical/IR Interferometry Imaging Beauty Contest, in *Bulletin of the American Astronomical Society, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 36, 1605.
- Lawson, P. R., Cotton, W. D., Hummel, C. A. et al., 2006, 2006 interferometry imaging beauty contest, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 6268.
- Le Besnerais, G., Lacour, S., Mugnier, L. M. et al., 2008, Advanced Imaging Methods for Long-Baseline Optical Interferometry, *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing, Vol. 2, Issue 5* 2, 767.
- Le Bouquin, J., Lacour, S., Renard, S. et al., 2009, Pre-maximum spectro-imaging of the Mira star T Leporis with AMBER/VLTI, *Astron. & Astrophys.* **496**, L1.
- Leinert, C., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M. et al., 2004, Mid-infrared sizes of circumstellar disks around Herbig Ae/Be stars measured with MIDI on the VLTI, *Astron. & Astrophys.* **423**, 537.
- Lodato, G. & Clarke, C. J., 2004, Massive planets in FU Orionis discs : implications for thermal instability models, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **353**, 841.
- Lopez, B., Antonelli, P., Wolf, S. et al., 2008, MATISSE : perspective of imaging in the mid-infrared at the VLTI, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 7013.
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E., 1974, The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **168**, 603.
- Malbet, F., 2007, Study of physical conditions in protoplanetary disks by interferometry. Theory, instrumentation and first observations. – étude des conditions physiques dans les disques protoplanétaires par interférométrie. Théorie, instrumentation et premières observations., *HDR thesis* 1.
- Malbet, F., Benisty, M., de Wit, W. et al., 2007, Disk and wind interaction in the young stellar object MWC 297 spatially resolved with AMBER/VLTI, *Astron. & Astrophys.* **464**, 43.
- Malbet, F., Berger, J., Colavita, M. M. et al., 1998, FU Orionis Resolved by Infrared Long-Baseline Interferometry at a 2 AU Scale, *Astrophysical Journal, Letters* **507**, L149.
- Malbet, F. & Bertout, C., 1995, Detecting T Tauri disks with optical long-baseline interferometry., *Astron. & Astrophys., Suppl.* **113**, 369.
- Malbet, F., Buscher, D., Weigelt, G. et al., 2008, VSI : the VLTI spectro-imager, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 7013.

-
- Malbet, F., Cotton, W., Duvert, G. et al., 2010, The 2010 interferometric imaging beauty contest, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 7734.
- Malbet, F., Lachaume, R., Berger, J. et al., 2005, New insights on the AU-scale circumstellar structure of FU Orionis, *Astron. & Astrophys.* **437**, 627.
- Malbet, F., Lachaume, R. & Monin, J., 2001, The vertical structure of T Tauri accretion disks. II. Physical conditions in the disk, *Astron. & Astrophys.* **379**, 515.
- Mallat, S. G. & Zhang, Z., 1993, Matching pursuits with time-frequency dictionaries, *IEEE Transactions on Signal Processing* **41**, 3397.
- Mannings, V. & Sargent, A. I., 1997, A High-Resolution Study of Gas and Dust around Young Intermediate-Mass Stars : Evidence for Circumstellar Disks in Herbig AE Systems, *Astrophysical Journal* **490**, 792.
- Mathieu, R. D., Adams, F. C., Fuller, G. A. et al., 1995, Submillimeter Continuum Observations of the T Tauri Spectroscopic Binary GW Orionis, *Astronomical Journal* **109**, 2655.
- Mathieu, R. D., Adams, F. C. & Latham, D. W., 1991, The T Tauri spectroscopic binary GW Orionis, *Astronomical Journal* **101**, 2184.
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C., 2007, Theory of Star Formation, *Annual Review of Astron. & Astrophys.* **45**, 565.
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J. et al., 2001, ISO spectroscopy of circumstellar dust in 14 Herbig Ae/Be systems : Towards an understanding of dust processing, *Astron. & Astrophys.* **365**, 476.
- Meimon, S., 2005, *Reconstruction d'images astronomiques en interférométrie optique*, Ph.D. thesis, Université Paris Sud.
- Meimon, S., Mugnier, L. M. & Le Besnerais, G., 2005, Convex approximation to the likelihood criterion for aperture synthesis imaging, *Journal of the Optical Society of America A* **22**, 2348.
- Meimon, S. C., Mugnier, L. M. & Le Besnerais, G., 2009, Self-calibration approach for optical long-baseline interferometry imaging, *Journal of the Optical Society of America A* **26**, 108.
- Mendoza, V. E. E., 1966, Infrared Photometry of T Tauri Stars and Related Objects, *Astrophysical Journal* **143**, 1010.
- Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akeson, R. et al., 2007, The Circumstellar Environments of Young Stars at AU Scales, *Protostars and Planets V* 539.
- Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Akeson, R. L. et al., 2006a, Keck Interferometer Observations of FU Orionis Objects, *Astrophysical Journal* **641**, 547.

- Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Berger, J. et al., 2006b, Bright Localized Near-Infrared Emission at 1-4 AU in the AB Aurigae Disk Revealed by IOTA Closure Phases, *Astrophysical Journal, Letters* **645**, L77.
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P. & Traub, W. A., 2001, Spatially Resolved Circumstellar Structure of Herbig AE/BE Stars in the Near-Infrared, *Astrophysical Journal* **546**, 358.
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., Traub, W. A. et al., 1999, Sub-Astronomical Unit Structure of the Near-Infrared Emission from AB Aurigae, *Astrophysical Journal, Letters* **513**, L131.
- Millour, F., 2006, *Interférométrie différentielle avec AMBER*, Ph.D. thesis, LAOG - Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, LUAN - Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice.
- Miroshnichenko, A. S., 2007, Toward Understanding the B[e] Phenomenon. I. Definition of the Galactic FS CMa Stars, *Astrophysical Journal* **667**, 497.
- Monnier, J. & Millan-Gabet, R., 2002, On the Interferometric Sizes of Young Stellar Objects, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 34, 1260.
- Monnier, J. D., 2003, Optical interferometry in astronomy, *Reports on Progress in Physics* **66**, 789.
- Monnier, J. D., Berger, J., Millan-Gabet, R. et al., 2006, Few Skewed Disks Found in First Closure-Phase Survey of Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **647**, 444.
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R. et al., 2005, The Near-Infrared Size-Luminosity Relations for Herbig Ae/Be Disks, *Astrophysical Journal* **624**, 832.
- Monnier, J. D., Zhao, M., Pedretti, E. et al., 2007, Imaging the Surface of Altair, *Science* **317**, 342.
- Montesinos, B., Eiroa, C., Mora, A. & Merín, B., 2009, Parameters of Herbig Ae/Be and Vega-type stars, *Astron. & Astrophys.* **495**, 901.
- Mourard, D., Clause, J. M., Marcotto, A. et al., 2009, VEGA : Visible spEctroGraph and polA-rimeter for the CHARA array : principle and performance, *Astron. & Astrophys.* **508**, 1073.
- Mugnier, L. M., Fusco, T. & Conan, J., 2004, MISTRAL : a myopic edge-preserving image restoration method, with application to astronomical adaptive-optics-corrected long-exposure images, *Journal of the Optical Society of America A* **21**, 1841.
- Mugnier, L. M., Robert, C., Conan, J. et al., 2001, Myopic deconvolution from wave-front sensing, *Journal of the Optical Society of America A* **18**, 862.
- Muratorio, G., Rossi, C. & Friedjung, M., 2006, Analysis of the circumstellar environment of the B[e] star HD 45677 (FS Canis Majoris), *Astron. & Astrophys.* **450**, 593.
- Murdin, P. & Penston, M. V., 1977, The Lambda Orionis association, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **181**, 657.

-
- Muzerolle, J., D'Alessio, P., Calvet, N. & Hartmann, L., 2004, Magnetospheres and Disk Accretion in Herbig Ae/Be Stars, *Astrophysical Journal* **617**, 406.
- Najita, J., Carr, J. S. & Mathieu, R. D., 2003, Gas in the Terrestrial Planet Region of Disks : CO Fundamental Emission from T Tauri Stars, *Astrophysical Journal* **589**, 931.
- Najita, J. R., Carr, J. S., Glassgold, A. E. & Valenti, J. A., 2007, Gaseous Inner Disks, *Protostars and Planets V* 507.
- Narayan, R. & Nityananda, R., 1986, Maximum entropy image restoration in astronomy, *Annual Review of Astron. & Astrophys.* **24**, 127.
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R. et al., 2001, A reconsideration of disk properties in Herbig Ae stars, *Astron. & Astrophys.* **371**, 186.
- Natta, A., Testi, L., Neri, R. et al., 2004, A search for evolved dust in Herbig Ae stars, *Astron. & Astrophys.* **416**, 179.
- Nelson, R. P. & Papaloizou, J. C. B., 2003, The interaction of a giant planet with a disc with MHD turbulence - II. The interaction of the planet with the disc, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **339**, 993.
- Oudmaijer, R. D. & Drew, J. E., 1999, Time-resolved spectroscopy of the peculiar Ha variable Be star HD 76534, *Astron. & Astrophys.* **350**, 485.
- Patel, M., Oudmaijer, R. D., Vink, J. S. et al., 2006, A polarimetric study of the B[e] star HD 45677, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **373**, 1641.
- Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D. & Monnier, J. D., 2005, A Data Exchange Standard for Optical (Visible/IR) Interferometry, *Publ. of the Astron. Soc. Pac.* **117**, 1255.
- Perraut, K., Benisty, M., Mourard, D. et al., 2010, The H α line forming region of AB Aur spatially resolved at sub-AU with the VEGA/CHARA spectro-interferometer, *ArXiv e-prints* .
- Potts, D., Steidl, G. & Tasche, M., 2001, *Fast Fourier transforms for nonequispaced data : A tutorial*.
- Preibisch, T., Kraus, S., Driebe, T. et al., 2006, A compact dusty disk around the Herbig Ae star HR 5999 resolved with VLTI / MIDI, *Astron. & Astrophys.* **458**, 235.
- Press, W. H., 2002, *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing*.
- Ratzka, T., Leinert, C., Henning, T. et al., 2007, High spatial resolution mid-infrared observations of the low-mass young star TW Hydrae, *Astron. & Astrophys.* **471**, 173.
- Readhead, A. C. S. & Wilkinson, P. N., 1978, The mapping of compact radio sources from VLBI data, *Astrophysical Journal* **223**, 25.

- Reipurth, B. & Raga, A. C., 1999, Herbig-Haro Flows, in *NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems* (C. J. Lada & N. D. Kylafis, ed.), 267.
- Roddier, F., 1981, The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy, *Prog. Optics* **19**, 281.
- Roddier, F., 1999, *Adaptive optics in astronomy*.
- Rudin, L. I., Osher, S. & Fatemi, E., 1992, Nonlinear total variation based noise removal algorithms, *Physica D Nonlinear Phenomena* **60**, 259.
- Sargent, A. I. & Beckwith, S., 1987, Kinematics of the circumstellar gas of HL Tauri and R Monocerotis, *Astrophysical Journal* **323**, 294.
- Scheegerer, A. A., Wolf, S., Hummel, C. A. et al., 2009, Tracing the potential planet-forming regions around seven pre-main-sequence stars, *Astron. & Astrophys.* **502**, 367.
- Schulte-Ladbeck, R. E., Shepherd, D. S., Nordsieck, K. H. et al., 1992, Evidence for a bipolar nebula around the peculiar B(e) star HD 45677 from ultraviolet spectropolarimetry, *Astrophysical Journal, Letters* **401**, L105.
- Shevchenko, V. S., Grankin, K. N., Mel'Nikov, S. Y. & Lamzin, S. A., 1998, The quasi-Algol GW Ori : The nature of eclipses and estimation of the component masses, *Astronomy Letters* **24**, 528.
- Shu, F. H., Adams, F. C. & Lizano, S., 1987, Star formation in molecular clouds - Observation and theory, *Annual Review of Astron. & Astrophys.* **25**, 23.
- Sitko, M. L., Carpenter, W. J., Kimes, R. L. et al., 2008, Variability of Disk Emission in Pre-Main-Sequence and Related Stars. I. HD 31648 and HD 163296 : Isolated Herbig Ae Stars Driving Herbig-Haro Flows, *Astrophysical Journal* **678**, 1070.
- Sitko, M. L., Halbedel, E. M., Lawrence, G. F. et al., 1994, Variable extinction in HD 45677 and the evolution of dust grains in pre-main-sequence disks, *Astrophysical Journal* **432**, 753.
- Skilling, J. & Bryan, R. K., 1984, Maximum Entropy Image Reconstruction - General Algorithm, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **211**, 111.
- Smith, B. A. & Terrile, R. J., 1984, A circumstellar disk around Beta Pictoris, *Science* **226**, 1421.
- Sramek, R. A. & Schwab, F. R., 1989, Imaging, in *Synthesis Imaging in Radio Astronomy* (R. A. Perley, F. R. Schwab, & A. H. Bridle, ed.), *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 6, 117.
- Strong, D. & Chan, T., 2003, Edge-preserving and scale-dependent properties of total variation regularization, *Inverse Problems* **19**, S165.
- Swartz, D. A., Drake, J. J., Elsner, R. F. et al., 2005, The Herbig Ae Star HD 163296 in X-Rays, *Astrophysical Journal* **628**, 811.

-
- Swings, J. P., 1973, Spectrographic observations of the peculiar Be star with infrared excess HD 45677., *Astron. & Astrophys.* **26**, 443.
- Tallon-Bosc, I., Tallon, M., Thiébaud, E. & Béchet, C., 2007, Model fitting tutorial, *New Astronomy Reviews* **51**(8-9), 697, observation and Data Reduction with the VLT Interferometer - Proceedings of the VLTI Euro Summer School held in Goutelas, France, 4-16 June 2006.
- Tannirkulam, A., Harries, T. J. & Monnier, J. D., 2007, The Inner Rim of YSO Disks : Effects of Dust Grain Evolution, *Astrophysical Journal* **661**, 374.
- Tannirkulam, A., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R. et al., 2008, Strong Near-Infrared Emission Interior to the Dust Sublimation Radius of Young Stellar Objects MWC 275 and AB Aurigae, *Astrophysical Journal, Letters* **677**, L51.
- Tarantola, A., 2005, *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*, SIAM.
- Tatulli, E., Isella, A., Natta, A. et al., 2007a, Constraining the wind launching region in Herbig Ae stars : AMBER/VLTI spectroscopy of HD 104237, *Astron. & Astrophys.* **464**, 55.
- Tatulli, E., Malbet, F., Ménard, F. et al., 2008, Spatially resolving the hot CO around the young Be star 51 Ophiuchi, *Astron. & Astrophys.* **489**, 1151.
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A. et al., 2007b, Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators, and illustration, *Astron. & Astrophys.* **464**, 29.
- The, P. S., Cuypers, H., Tjin A Djie, H. R. E. & Felenbok, P., 1985, High resolution spectroscopic and photometric study of the possibility that HD 76534 and HD 163296 are Herbig Ae/Be-type stars, *Astron. & Astrophys.* **149**, 429.
- Thiébaud, E., 2009, Image reconstruction with optical interferometers, *New Astronomy Reviews* **53**(11-12), 312, proceedings : VLTI summerschool.
- Thiébaud, E., 2002, Optimization issues in blind deconvolution algorithms, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* (J.-L. Starck & F. D. Murtagh, ed.), *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 4847, 174.
- Thiébaud, E., 2005, Introduction to Image Reconstruction and Inverse Problems, in *NATO ASIB Proc. 198 : Optics in astrophysics* (R. Foy & F. C. Foy, ed.), 397.
- Thiébaud, E., 2008, MIRA : an effective imaging algorithm for optical interferometry, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, vol. 7013.
- Thiébaud, E., Bouvier, J., Blazit, A. et al., 1995, The companion of Z Canis Majoris detected in the visible., *Astron. & Astrophys.* **303**, 795.
- Thiébaud, E., Garcia, P. J. V. & Foy, R., 2003, Imaging with Amber/VLTI : the case of microjets, *Astrophysics and Space Science* **286**, 171.

- Thompson, A. R., Moran, J. M. & Swenson, G. W., Jr., 2001, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 2nd Edition*.
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D. & Danchi, W. C., 2001, A dusty torus around the luminous young star LkH α 101, *Nature* **409**, 1012.
- Ulvestad, J. S., 1999, Capabilities of the Very Long Baseline Array, in *Bulletin of the American Astronomical Society, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 31, 921.
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C. et al., 2004, Spatially and spectrally resolved 10 μ m emission in Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **418**, 177.
- van den Ancker, M. E., de Winter, D. & Tjin A Djie, H. R. E., 1998, HIPPARCOS photometry of Herbig Ae/Be stars, *Astron. & Astrophys.* **330**, 145.
- Vinković, D., Ivezić, Ž., Jurkić, T. & Elitzur, M., 2006, Near-Infrared and the Inner Regions of Protoplanetary Disks, *Astrophysical Journal* **636**, 348.
- Vorobyov, E. I. & Basu, S., 2005, The Origin of Episodic Accretion Bursts in the Early Stages of Star Formation, *Astrophysical Journal, Letters* **633**, L137.
- Wakker, B. P. & Schwarz, U. J., 1988, The Multi-Resolution CLEAN and its application to the short-spacing problem in interferometry, *Astron. & Astrophys.* **200**, 312.
- Wassell, E. J., Grady, C. A., Woodgate, B. et al., 2006, An Asymmetric Outflow from the Herbig Ae Star HD 163296, *Astrophysical Journal* **650**, 985.
- Watson, A. M., Stapelfeldt, K. R., Wood, K. & Ménard, F., 2007, Multiwavelength Imaging of Young Stellar Object Disks : Toward an Understanding of Disk Structure and Dust Evolution, *Protostars and Planets V* 523.
- Young, J. S., Baldwin, J. E., Boysen, R. C. et al., 2000, New views of Betelgeuse : multi-wavelength surface imaging and implications for models of hotspot generation, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **315**, 635.
- Zhao, M., Gies, D., Monnier, J. D. et al., 2008, First Resolved Images of the Eclipsing and Interacting Binary β Lyrae, *Astrophysical Journal, Letters* **684**, L95.
- Zhao, M., Monnier, J. D., Pedretti, E. et al., 2009, Imaging and Modeling Rapidly Rotating Stars : α Cephei and α Ophiuchi, *Astrophysical Journal* **701**, 209.

Annexes

Annexe A

Reconstruction d'images d'autres objets astrophysiques

Durant ma thèse, j'ai eu l'occasion de participer à la reconstruction d'une image d'un objet astrophysique différent des objets jeunes. Il s'agit d'une étoile de type Mira. Ces étoiles sont des étoiles géantes rouges de faible masse ($\sim 1 M_{\odot}$). Elles montrent des variations importantes de magnitude ($\Delta V \approx 9$) sur de longues périodes (~ 1 an) et finiront par évoluer en une nébuleuse planétaire ou une naine blanche. Leur perte de masse importante de l'ordre de $10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$ est l'une des sources les plus importantes de l'enrichissement chimique du milieu interstellaire. C'est pourquoi leur étude peut permettre de mieux comprendre leur rôle dans l'évolution chimique des galaxies.

Avec de larges diamètres et de fortes luminosités, les étoiles Mira sont des objets favoris pour l'interférométrie infrarouge. Grâce au spectrographe d'AMBER et à la possibilité de déplacer les ATs du VLTI, des observations interférométriques quasi continues dans les domaines spectral et spatial ont pu être obtenues sur l'étoile Mira TLep durant un temps suffisamment court (par rapport à la variabilité de l'étoile).

L'algorithme MiRA ne permettant pas d'utiliser l'information spectrale, nous avons réalisé une reconstruction d'images indépendante pour chaque longueur d'onde mesurée. Cependant, le nombre de données dans chaque canal spectral n'étant pas suffisant pour reconstruire une image utilisable pour l'analyse, une reconstruction d'images en deux temps a été employée :

1. Pour la première étape, nous avons complété artificiellement le jeu de données en faisant l'hypothèse de symétrie radiale : pour chaque longueur de base, les données sont identiques quelque soit l'angle de position de la base. L'amplitude et le signe de ces pseudo-données ont été obtenus respectivement à partir des mesures du spectre de puissance et des phases de clôture. L'algorithme MiRA a ensuite été utilisé avec une régularisation de lissage pour reconstruire un premier jeu d'images.
2. La seconde étape utilise les images de l'étape précédente comme support avec une régularisation quadratique (Le Besnerais et al. 2008). Chaque longueur d'onde est reconstruite séparément et les images finales sont illustrées à la figure 4 du papier présenté ci-après.

Le résultat de la reconstruction d'images a été complété par ajustement des données avec un

modèle simple, constitué d'une étoile et d'une enveloppe.

Ces images ont apporté la confirmation de l'existence d'une enveloppe moléculaire sphérique à 0.1 UA de la photosphère. Les images reconstruites confirment la structure générale de l'étoile centrale partiellement obscurcie par une enveloppe moléculaire avec opacité changeante. A 1.7 μm , l'enveloppe devient optiquement fine et l'émission correspondante apparaît comme un anneau entourant l'étoile. Ce résultat a fait l'objet d'un communiqué de presse.

L E

Pre-maximum spectro-imaging of the Mira star T Leporis with AMBER/VLTI[★]

J.-B. Le Bouquin¹, S. Lacour², S. Renard², E. Thiébaud³, A. Merand¹, and T. Verhoelst⁴

¹ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
e-mail: jlebouqu@eso.org

² LAOG-UMR 5571, CNRS and Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble, France

³ ARI/Observatoire de Lyon, France and Jean-Marie Mariotti Center, France

⁴ Instituut voor Sterrenkunde, KULeuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium

Received 23 December 2008 / Accepted 4 February 2009

ABSTRACT

Context. Diffuse envelopes around Mira variables are among the most important sources influencing the chemical evolution of galaxies. However they represent an observational challenge because of their complex spectral features and their rapid temporal variability.

Aims. We aimed at constraining the exact brightness distribution of the Mira star T Lep with a model-independent analysis.

Methods. We obtained single-epoch interferometric observations with a dataset continuous in the spectral domain ($\lambda = 1.5\text{--}2.4\ \mu\text{m}$) and in the spatial domain (interferometric baselines ranging from 11 to 96 m). We performed a model independent image reconstruction for each spectral bin using the MIRA software. We completed the analysis by modeling the data with a simple star+layer model inspired from the images.

Results. Reconstructed images confirm the general picture of a central star partially obscured by the surrounding molecular shell of changing opacity. At $1.7\ \mu\text{m}$, the shell becomes optically thin, with corresponding emission appearing as a ring circling the star. This is the first direct evidence of the spherical morphology of the molecular shell. Model fitting confirmed a spherical layer of constant size and changing opacity over the wavelengths. Rough modeling points to a continuum opacity within the shell, in addition to the CO and H₂O features. Accordingly, it appeared impossible to model the data by a photosphere alone in any of the spectral bins.

Key words. techniques: interferometric – stars: AGB and post-AGB – stars: atmospheres – stars: individual: T Lep – stars: mass-loss

1. Introduction

Among the Asymptotic Giant Branch members, Mira stars are low-mass ($1\ M_{\odot}$), large-amplitude ($\Delta V \approx 9$), long-period variables (≈ 1 yr), evolving toward the planetary nebula and white dwarf phases. Their important mass-loss rate, of the order of $10^{-6}\ M_{\odot}/\text{year}$, significantly affects their evolution and is one of the most important sources for the chemical enrichment of the interstellar medium. A better understanding of these late stages of stellar evolution may help shed light on this important player in the chemical evolution of galaxies. Due to their large diameters and high luminosities, Mira variables are a favorite target for observations at high angular resolution in the optical and near-infrared (NIR) wavelengths. The wealth of aperture-masking and long baseline interferometric information has strongly advanced the study of molecule and dust formation (Perrin et al. 1999; Thompson et al. 2002; Woodruff et al. 2004; Ohnaka 2004; Ireland & Scholz 2006; Ragland et al. 2006). The global picture is an onion-like structure with molecular layers and dust shells surrounding the photosphere, the latter animated by various activities (pulsations, convection, wave-shocks) crucial to explain the mass-loss process and the structural evolution.

To fully characterize the structure of a Mira star's atmosphere, one would need the complete intensity map at all wavelengths and all pulsation phases, recorded over a large number of pulsation cycles. The majority of recent studies concentrated on the spectral and/or the phase dependence. They overcame the

issue of the exact brightness distribution by using either integrated quantities (such as *diameter*, Millan-Gabet et al. 2005; Woodruff et al. 2008), or the direct comparison of a few interferometric measurements with geometric (Mennesson et al. 2002; Perrin et al. 2004) or dynamic models of pulsating atmospheres (Ohnaka et al. 2006; Wittkowski et al. 2007, 2008). To study the brightness distribution, the difficulty lies in collecting a sufficient amount of spatial information in a period of time shorter than the typical life-time of the expected structures, and within spectral bins small enough to spectrally resolve the molecular bands (for which completely different intensity maps are expected).

In this work, we present a multi-wavelength, spatially resolved observation of the single star T Lep. This Mira variable has a spectral type of M6e-M9e and V-band magnitude varying from 7.3 to 14.3 (Samus et al. 2004). For the ephemeris, we use a Modified Julian Day of last maximum brightness $T_0 = 54446$ days and a pulsation period of 380 days (based on the last cycles observed by AAVSO), instead of the 368 days from Whitelock et al. (2000). The mass-loss has been estimated to be $7.3 \times 10^{-7}\ M_{\odot}/\text{year}$ by Loup et al. (1993). The most prominent spectral features expected in the NIR comes from water vapor and also CO. The shapes and widths of these molecular bands depend on the stellar phase.

We present the dataset in Sect. 2, with a special emphasis on the observations and data reduction. Image reconstruction is presented and discussed in Sect. 3. We model the data in Sect. 4 with a simple star+layer model inspired by Perrin et al. (2004).

[★] Based on observations collected at the VLTI, ESO-Paranal, Chile.

Table 1. Observation log.

Date	T Lep phase	Baselines	Spectral range
2008-10-10	0.80	G2-G0-K0	1.5087–2.3191 μm
2008-11-04	0.86	D0-H0-G1	1.4287–2.4413 μm
2008-11-06	0.87	A0-D0-H0	1.4287–2.4238 μm
2008-11-10	0.88	E0-G0-H0	1.4287–2.4413 μm

2. Observations and data reduction

Data were collected at the Very Large Telescope Interferometer (VLTI, [Haguenauer et al. 2008](#)) with the spectrograph AMBER ([Petrov et al. 2007](#)) covering simultaneously the J-, H- and K-bands with a spectral resolution of $R \approx 35$. Even though J-band fringes have been properly recorded in several observations, we decided to discard them from the analysis of this paper since the data quality is significantly worse than for longer wavelengths. The majority of the observations have been obtained by the FINITO fringe-tracker ([Le Bouquin et al. 2008](#)). When the conditions were unstable, we used FINITO in group-tracking mode (instead of phase-tracking). This mode reduces the sensitivity to unstable atmospheres at the cost of a clearly reduced instrumental contrast. We used 4 configurations of 3 Auxiliary Telescopes (ATs) each. Data for the A0-D0-H0, D0-H0-G1 and E0-G0-H0 configurations were obtained within a few days of each other while data with G2-G0-K0, extracted from the archive, was obtained about 1 month before as shown in Table 1.

Concerning the wavelength tables, we performed a rough absolute calibration by cross-correlating our observed spectra with an atmospheric model. We found a systematic offset of $0.08 \pm 0.02 \mu\text{m}$ with respect to the initial AMBER table.

Observations of calibrator stars with smaller angular diameters were interleaved with observations of T Lep. We were able to reach an average observation frequency of about 25 min per calibrated point. This appeared to be crucial to properly sample the instrumental and atmospheric transfer function (TF). This also allowed us to manually discard the obvious outlier measurements without degrading the spatial coverage of our dataset too much. Additionally, we discarded all observations where the FINITO locking ratio was lower than 60%. Raw visibility and closure phase values were computed using the latest public version of the `amdlib` package (version 2.2, [Tatulli & AMBER consortium 2007](#)) and the `yorick` interface provided by the Jean-Marie Mariotti Center. We used our own software to calibrate the instrumental and atmospheric TF (see Fig. 1 for an example). We estimated the uncertainty on the TF with the dispersion between the consecutive points obtained for each observation of a calibration star. This dispersion generally dominated the other sources of error (mainly the diameter uncertainty of calibrators) and was propagated to the uncertainties on the calibrated visibilities and phases obtained for T Lep. Figure 2 shows the final UV-plane coverage of all observations that successfully passed all steps of the data reduction and calibration quality control. The east-west direction is favored because of the geometry of the telescope triplets used. Visibility curves are displayed in Fig. 3.

Looking at the interferometric data, we found that the general picture of T Lep significantly departs from a simple disk or Gaussian. It is composed of at least two different features: one has a characteristic size 5–7 mas and the other 11–16 mas. The exact size of these components and the flux ratio depend on the wavelength. This is qualitatively in agreement with a complex stellar atmosphere surrounded by molecular shells with wavelength-dependent opacity. Additionally, the non-zero

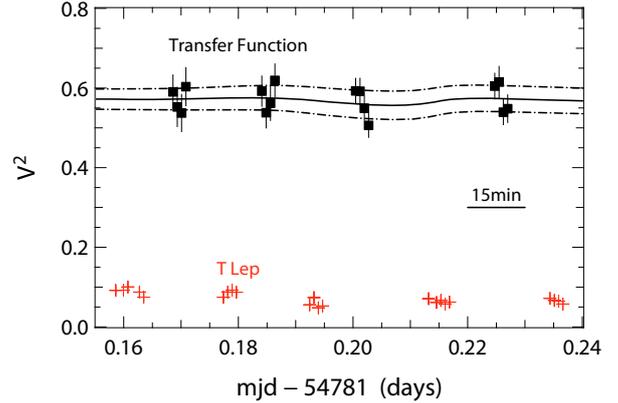


Fig. 1. Example of observation sequence, on the baseline G0-H0 and for the spectral bin 1.59 μm . The interpolated TF is represented.

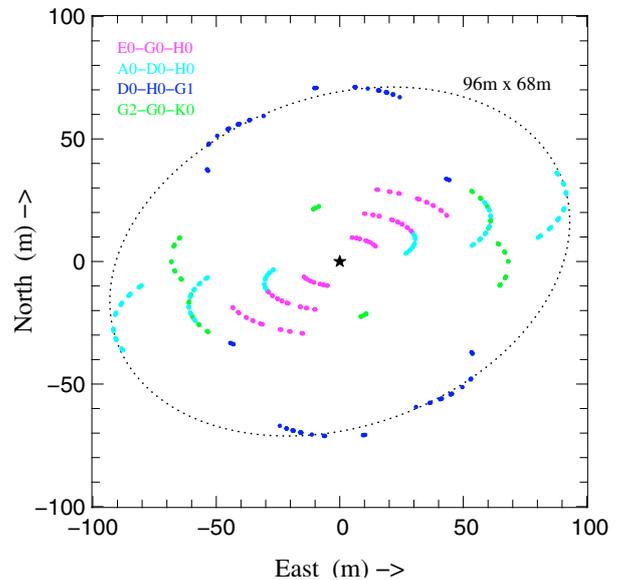


Fig. 2. Projected baselines (UV-plane) in meters of the complete AMBER dataset on T Lep.

closure phase (departure from 0–180 deg up to 90 deg in the H-band and 30 deg in the K-band) indicated the presence of asymmetries either in the shells or in the photosphere itself. Interestingly, we were not able to reproduce correctly the interferometric data with simple geometrical models such as Gaussian + Gaussian, or limb-darkened disk (LDD) + Gaussian, even when disregarding the closure phases. This was our main motivation to attempt to reconstruct an image.

3. Image reconstruction

Our dataset is perfectly suited to spectro-spatial inversion, where the spectral *and* the spatial dimensions are treated together assuming a certain number of degrees of freedom in each space. Unfortunately the necessary algorithms are not yet available, and we had to solve the problem independently for each spectral bin. We performed the image reconstruction with the MIRA software ([Thiebaut 2008](#); [Cotton et al. 2008](#)). In spite of the apparent completeness of the dataset, we expected that it would not be straightforward to produce images: (i) the geometry of the VLTI array makes the east-west direction privileged; (ii) the necessary use of closure phases makes the phase information three times less rich than that of the visibilities. Therefore, a

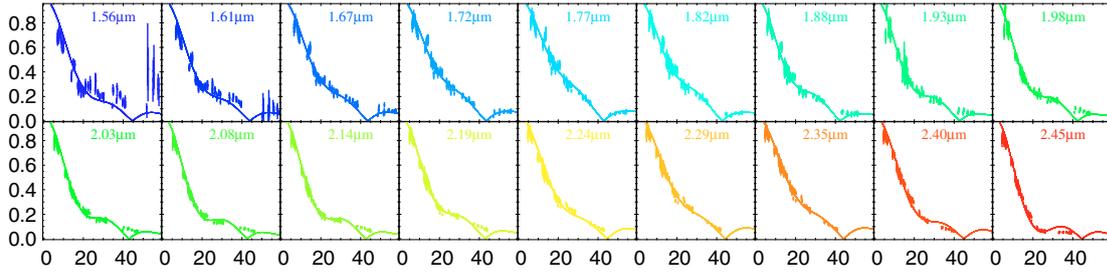


Fig. 3. Visibility profiles $V(B_\lambda)$ from AMBER/VLTI, compared to the star+layer model of Perrin et al. (2004). The horizontal axes are the spatial frequencies B_λ , marked in meter per micron, the vertical axes are the linear visibilities.

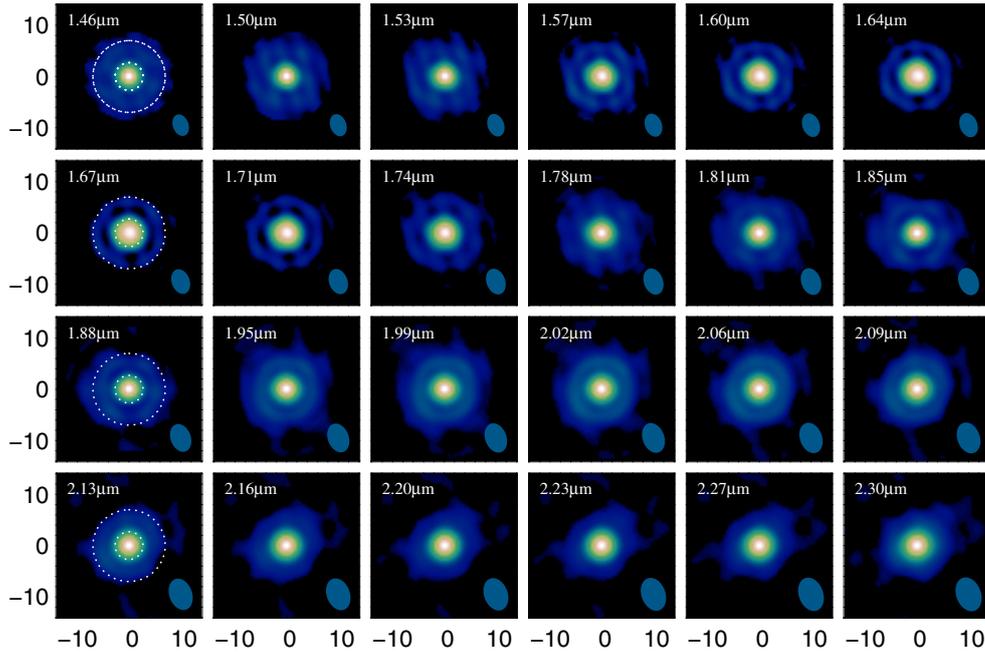


Fig. 4. Reconstructed images of T Lep with the MIRA software for several AMBER spectral bins across the H and K bands. The interferometric beam size is displayed in the bottom-right part of each image. Spatial scale is in mas. The white circles in the first column represent the average radius for the molecular layer ($\Phi_l \sim 15$ mas) and for the central star ($\Phi_s \sim 5.8$ mas), extracted from the modeling of Sect. 4. It corresponds to the respective diameters of 2.5 and 1 AU (assuming 5.95 ± 0.70 mas parallax from van Leeuwen 2007). The mean surface brightness ratio between the photosphere and the molecular environment is around 10%.

2-step image reconstruction strategy was specifically elaborated. The first step consisted of building a radially symmetrical image from the data. Only the baseline length was considered. The amplitude and sign of these pseudo data (which are all real due to the assumed symmetry) were derived from the measured power spectrum and sign of the closure phases respectively. We then used MIRA with a strong smoothness regularization to reconstruct the first stage images. The second step uses these brightness distributions as a support for a quadratic regularization of a 2D brightness map (Le Besnerais et al. 2008). Each of the spectral channels was processed separately. Resulting final images are presented in Fig. 4.

The reconstructed images clearly highlight two components. The brighter central component corresponds to the photosphere, with a linear radius of $100 R_\odot$ (assuming a parallax of 5.95 mas from van Leeuwen 2007). The second component is the molecular layer (molsphere), characterized by the high spectral dependency of its apparent morphology. Within the molecular absorption bands ($1.5\text{--}1.6 \mu\text{m}$, $1.75\text{--}2.15 \mu\text{m}$, $2.3\text{--}2.5 \mu\text{m}$), the shell is optically thick and appears, projected toward the observer, as a circular disk. Between these bands, absorption by molecules is

not as strong, and the shell becomes optically thin. It appears as a projected ring encircling the photosphere ($1.6\text{--}1.75 \mu\text{m}$). The lack of data points in the second lobe at $2.2 \mu\text{m}$ (see Fig. 3) prevented the algorithm from reconstructing the inner gap between the molecular shell and the photosphere. Instead, it resulted in a decreased contrast between the molsphere and the photosphere.

Each spectral bin has been reduced and imaged independently. These images are in good agreement. It provides a strong indication that the MIRA algorithm is not inverting the statistical noise present in the data. Possible correlations may still originate from the calibration noise (atmospheric turbulence) and the use of common calibrator stars. However, these sources of errors are unlikely to give rise to such a coherent pattern as observed in Fig. 4. These images are a strong argument for a shell-like geometry of the molecules within the atmosphere.

4. Intensity profile modeling

In addition to reconstructed images of the molecular shells, we used a simple radiative transfer model developed by Perrin et al. (2004) to derive the physical parameters of the system.

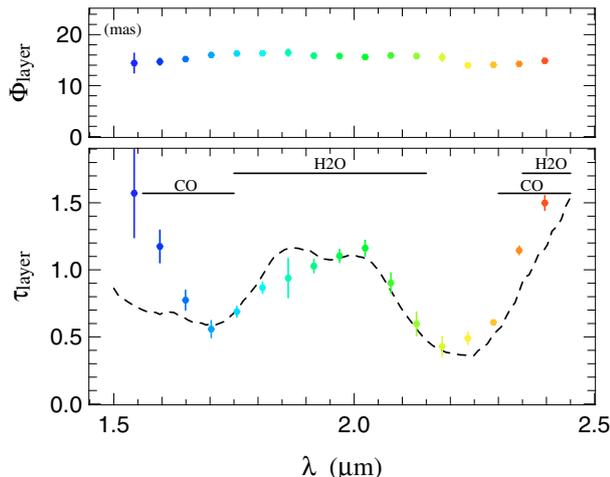


Fig. 5. Size and optical depth of the layer surrounding the photosphere, as extracted by a fit of the visibility curves (Sect. 4). The dashed curve is a fit with H₂O and CO opacities assuming $T_l = 1800$ K (Verhoelst, private communication). A continuum opacity of $\tau \approx 0.2$ was added.

This model consists of a uniform disk star that emits radiation with a black body spectrum (Φ_\star, T_\star), surrounded by a spherical layer with no geometrical thickness. The layer is characterized by a size, a temperature and an optical depth (Φ_l, T_l, τ_l). Such an analytic model can be compared to our wealth of observations without requiring time-consuming computations. We have also preferred to use an ad-hoc geometrical model rather than a self-consistent hydrodynamical model in order to easily give some geometrical flexibility to the fitting process. Other types of models will be discussed in further publications. We allowed the layer size and optical depth to be wavelength dependent, but not its temperature nor the stellar parameters. We were able to reproduce the visibility curves with the following parameters $T_\star = 3500$ K, $T_l = 1800$ K, $\Phi_\star = 5.8$ mas and the chromatic quantities of Fig. 5. According to the good overlay of the visibility curves in Fig. 3, all spectral features observed in Fig. 5 are real. However, our fit shows important correlations between T_\star , T_l and the average level of τ_l (≈ 1). Additional spectroscopic inputs may be needed to provide definite measurements of these quantities.

The model is able to reproduce the wavelength dependency of the visibility break around $B_\lambda = 20$. Our data strongly suggest that the star+layer geometry is a good proxy for the real intensity profile and strengthens the result we had obtained with our imaging technique. It also gives a strong argument suggesting that the opacity effect explains most of the apparent size changes, without requiring important changes in the layer size (which was wavelength-independent in previous studies).

Following computations of Verhoelst et al. (2006), we modeled the spectral dependency of the optical depth as a sum of water vapor (mainly contributing in the range 1.75 – 2.15 μm), and CO (below 1.75 μm and above 2.3 μm). However, we had to add a continuum opacity of constant value ≈ 0.2 to be able to fairly reproduce the observed curve. Accordingly, the optical depth of the layer is always greater than 0.4 over the complete spectral range: it is impossible to see the photosphere alone. The presence of this continuum opacity, as well as the discrepancies in the fit, will require adapted modeling before being understood.

The simple star+layer model was able to reproduce almost all the visibility points with $V > 15\%$ but clearly failed at higher spatial frequency. An important feature in the visibility curves is

the increase of contrast with baseline observed around $B_\lambda = 45$ for the spectral bins around 1.8 μm . It could be tempting to identify it as a “visibility second lobe” following a “visibility null” (confirmed by the closure phases). This visibility lobe is apparently no longer observed around 1.9 μm and above. The only way to continuously remove a visibility null is i) to fill it with unresolved flux; or ii) to displace it to infinite spatial frequencies by smoothing the corresponding edge; and iii) to add important asymmetries so that the visibility becomes a complex number around the null. The two first cases are not plausible in our case because the visibility around $B_\lambda = 45$ never reaches 0 in the entire dataset. We conclude that the visibility profiles cannot be explained by an axisymmetric distribution continuous in wavelength. Undoubtedly, such an effect would have been missed with a less complete spectral and/or spatial coverage.

5. Conclusions

We believe this letter presents the first interferometric observations of a Mira star with a dataset almost continuous in the spectral and in the spatial domain. Obtaining it in a short amount of time has been made possible by the use of the AMBER spectrograph associated with the relocatable ATs of VLTI.

Individual spectral channel image reconstruction was achieved using the MIRA software. It provides confirmation of the existence of a spherical molecular shell at ≈ 1 AU of the photosphere. Between 1.5 – 2.4 μm we did not find any spectral region where the brightness profile of T Lep can be explained by a single Gaussian or a single LDD. Conversely, when using a simple radiative transfer model we never found an optical depth less than 0.4 for the layer surrounding the photosphere. Rough modeling points to a continuum emission within the molecular shell, in addition to the CO and H₂O features.

Acknowledgements. J.B.L.B. thanks the complete VLTI team. We acknowledge the use of the AAVSO International Database, of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System, and of the Centre de Données Astronomiques de Strasbourg. All graphics were drawn with the freeware yorick.

References

- Cotton, W., Monnier, J., Baron, F., et al. 2008, in SPIE Conf., 7013
- Haguenauer, P., Abuter, R., Alonso, J., et al. 2008, in SPIE Conf., 7013
- Ireland, M. J., & Scholz, M. 2006, MNRAS, 367, 1585
- Le Besnerais, G., Lacour, S., Mugnier, L. M., et al. 2008, in IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing
- Le Bouquin, J.-B., Abuter, R., Bauvir, B., et al. 2008, in SPIE Conf., 7013
- Loup, C., Forveille, T., Omont, A., & Paul, J. F. 1993, A&AS, 99, 291
- Mennesson, B., Perrin, G., Chagnon, G., et al. 2002, ApJ, 579, 446
- Millan-Gabet, R., Pedretti, E., Monnier, J. D., et al. 2005, ApJ, 620, 961
- Ohnaka, K. 2004, A&A, 424, 1011
- Ohnaka, K., Scholz, M., & Wood, P. R. 2006, A&A, 446, 1119
- Perrin, G., Coudé du Foresto, V., Ridgway, S. T., et al. 1999, A&A, 345, 221
- Perrin, G., Ridgway, S. T., Mennesson, B., et al. 2004, A&A, 426, 279
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1
- Ragland, S., Traub, W. A., Berger, J.-P., et al. 2006, ApJ, 652, 650
- Samus, N., Durlevich, O. V., et al. 2004, VizieR Online Data Catalog, 2250, 0
- Tatulli, E., & AMBER consortium 2007, A&A, 464, 29
- Thiebaud, E. 2008, in SPIE Conf., 7013
- Thompson, R., Creech-Eakman, M. J., & van Belle, G. 2002, ApJ, 577, 447
- van Leeuwen, F. 2007, Hipparcos, the new reduction of the raw data (Springer)
- Verhoelst, T., Decin, L., van Malderen, R., et al. 2006, A&A, 447, 311
- Whitelock, P., Marang, F., & Feast, M. 2000, MNRAS, 319, 728
- Wittkowski, M., Boboltz, D. A., Ohnaka, K., et al. 2007, A&A, 470, 191
- Wittkowski, M., Boboltz, D. A., Driebe, T., et al. 2008, A&A, 479, L21
- Woodruff, H. C., Eberhardt, M., Driebe, T., et al. 2004, A&A, 421, 703
- Woodruff, H. C., Tuthill, P. G., Monnier, J. D., et al. 2008, ApJ, 673, 418

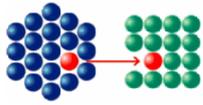
Annexe B

Validation des compétences des docteurs : « Le Nouveau Chapitre de la Thèse »[®]

Durant ma thèse, j'ai eu l'occasion de suivre la formation intitulée "Validation des compétences des docteurs : « Le Nouveau Chapitre de la Thèse »[®]". Proposée par l'ABG (Association Bernard Grégory), elle consiste à valoriser la thèse de doctorat comme une première expérience professionnelle de gestion de projet. Ces objectifs se déclinent en trois points :

- savoir présenter son sujet de recherche et ses compétences dans un langage non académique ;
- identifier l'ensemble des compétences, scientifiques et non scientifiques, acquises et mises en oeuvre durant la thèse ;
- définir les pistes professionnelles qui en découlent et se préparer à la rédaction de CV adaptés.

En suivant un canevas précis, cette formation débouche sur la réalisation d'un document d'une dizaine de pages présenté ci-après.



Association Bernard Gregory
www.abg.asso.fr



*Valorisation des compétences des docteurs
« un nouveau chapitre de la thèse »[®]*

Stéphanie RENARD

École doctorale : École doctorale de physique de l'Université de Grenoble

Spécialité : Astrophysique et milieux dilués

Organisme de rattachement : Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG) & Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CRAL)

Mentor : Jean-Christophe Klein

**Reconstruction d'images de l'environnement proche des
étoiles jeunes : vers la compréhension de la formation
planétaire**



Date probable de présentation orale du « NCT » :

Sujet académique de la thèse : Imager les zones de formation des planètes autour des étoiles jeunes dans le cadre de reconstruction d'images pour le VLTI.

Nom des directeurs de thèse : Fabien Malbet & Éric Thiébaud

Date probable de soutenance : octobre 2010

1 Cadre général du projet de recherche

1.1 Présentation du sujet de thèse : contexte, objectifs et enjeux

Depuis le jour où j'ai pris conscience de l'Univers infiniment grand qui nous entoure, je n'ai cessé de m'interroger sur le pourquoi et le comment de la création de choses aussi complexes que le Soleil, les planètes et finalement, l'être humain. Quoi de plus naturel alors que de me retrouver à présent plongée dans une thèse en astronomie ! Le sujet de ma thèse se rattache à la question de la formation des planètes. Pour répondre à cela, j'ai observé des objets de notre galaxie appelés "jeunes" en comparaison de notre Soleil car ne possédant pas encore de planètes, mais ayant toutes les caractéristiques pour en former. En effet, à la place des planètes, on trouve un disque rempli de gaz et de poussière.

Mais comment peut-on les observer ? L'enjeu est impressionnant : les étoiles se trouvent à plus de 5 millions de milliards de kilomètres de notre Terre et j'essaie d'observer des détails allant de 0.1 à 10 fois la distance entre la Terre et le Soleil, valant 150 millions de kilomètres. J'ai donc recours à des instruments, appelés "de haute résolution angulaire", permettant d'observer des détails un million de fois plus petits que le degré. A l'instar d'un zoom d'un appareil photo, plus un télescope est grand, plus les détails observables sont petits. Dans mon cas, j'ai besoin d'un télescope d'une centaine de mètres de diamètre. Actuellement, pour des raisons techniques, les télescopes les plus grands ne font que dix mètres. Pour atteindre les grandeurs nécessaires, une technique permet de contourner cette difficulté : l'interférométrie. Elle consiste à observer simultanément avec plusieurs télescopes. Ce faisant, les détails observables ne sont plus liés à la taille d'un seul télescope mais à la *distance* entre les télescopes. Étant plus évident de placer cent mètres entre deux télescopes que de réaliser un télescope unique de cent mètres de diamètre, cette idée lumineuse a permis d'observer les détails nécessaires au sujet qui me préoccupe.

Le gros inconvénient de l'interférométrie est que l'on n'observe plus des images. Dû au procédé optique employé, nous avons accès à une mesure, appelée *visibilité*, qui peut être théoriquement reliée à l'image elle-même à condition de posséder une infinité de mesures. En pratique, cette infinité est impossible à atteindre et l'analyse des données est effectuée par l'intermédiaire d'un modèle choisi *a priori*. Ce travail est plutôt limitatif car les modèles employés sont des modèles géométriques simples, parfois très éloignés de la complexité de l'objet. Le but de ma thèse est d'utiliser un algorithme afin de reconstruire une image à partir des données interférométriques. L'avantage principal est, premièrement, de faciliter l'analyse car une image est plus évidente à interpréter, et, deuxièmement, de ne plus limiter l'interprétation à des objets simples choisis *a priori*, mais à des objets complexes plus proches de la réalité.

Dans le cadre détaillé ci-dessus, l'objectif technique de ma thèse est l'optimisation de l'outil de reconstruction d'images pour les données disponibles à ce jour. L'objectif scientifique est l'application à des observations d'objets jeunes, avec confrontation des résultats à ceux obtenus jusqu'à présent.

Cette thèse a un enjeu important pour la communauté internationale scientifique s'intéressant à la formation stellaire et planétaire, et plus particulièrement aux étoiles jeunes, en apportant de nouvelles contraintes sur les modèles utilisés jusqu'à présent et en fournissant les premières images de l'environnement proche des objets jeunes. D'un point de vue plus technique, la validation d'un algorithme de reconstruction d'images et la détermination d'une méthodologie pour obtenir des résultats optimaux avec cet algorithme ont un impact non négligeable pour le futur de l'interférométrie : grâce à l'arrivée imminente de nouveaux instruments permettant d'obtenir de plus en plus de données de meilleure qualité, la reconstruction d'images deviendra l'outil de base pour l'analyse des données en interférométrie infrarouge. De plus, un enjeu sociétal pourrait également découler de ma thèse, pour son apport dans la compréhension de la formation des planètes.

1.2 Environnement du projet

Université, laboratoires et équipes

Dans le cadre de ma thèse, je suis étudiante du Pôle de Recherche et d'Enseignement Supérieur (PRES) « Université de Grenoble ». D'un point de vue recherche, cette université comprend 93 laboratoires, plus de 5000 chercheurs et enseignants-chercheurs et un peu moins de 3500 doctorants, répartis dans 14 écoles doctorales. Elle est associée à 5 centres de recherche internationaux et 9 centres nationaux. Parmi les 5 établissements présents, je fais partie de l'Université Joseph Fourier (UJF), s'occupant des sciences, des technologies et de la santé. L'UJF comprend 4 pôles de recherche avec 1700 doctorants dont 1350 sont inscrits à l'UJF, donnant en moyenne 300 thèses soutenues par an.

J'effectue ma thèse en co-tutelle entre le Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble et le Centre de Recherche Astrophysique de Lyon, avec une répartition en temps respective de 80% et 20%. Le Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG) existe depuis une trentaine d'année et est une unité mixte de recherche de l'UJF et du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). Il est également membre de l'Observatoire des Sciences de l'Univers de Grenoble (OSUG) et est situé sur le campus universitaire de Saint-Martin d'Hères. Il comprend 114 personnes (au 1 janvier 2010) dont 75 permanents et 16 doctorants, rattachés à une seule école doctorale (Physique). Les recherches effectuées au LAOG sont dédiées à la compréhension de notre Univers allant des étoiles proches aux galaxies lointaines. Les activités du laboratoire sont consacrées, d'une part, à la réalisation et l'utilisation d'instruments pour l'observation des astres et, d'autre part, au développement de théories et de simulations permettant d'expliquer ces observations. Au sein du laboratoire, les recherches sont divisées en quatre équipes thématiques (voir Figure 1 pour l'organigramme).

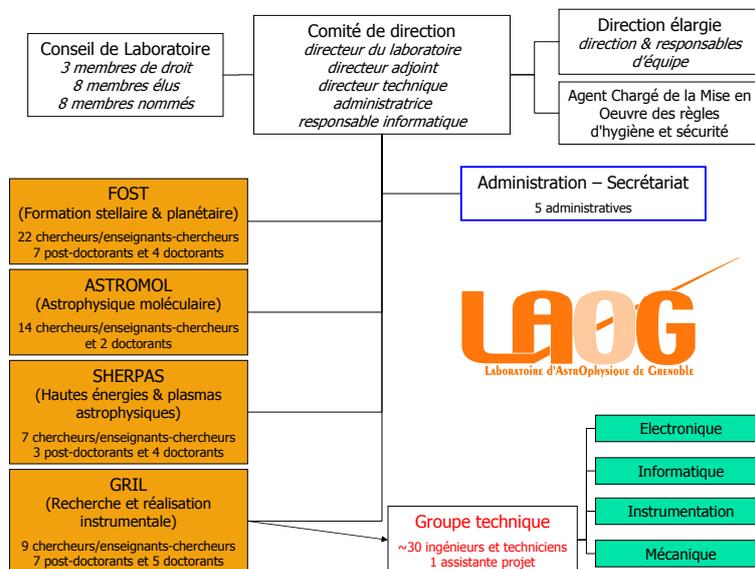


FIGURE 1: Organigramme du LAOG

Je fais partie des deux plus grosses équipes du laboratoire :

- l'équipe FOST s'occupe de la compréhension des mécanismes engendrant la formation des étoiles et des planètes, ainsi que l'étude des planètes et systèmes planétaires extérieurs au nôtre. Ma thèse étant dédiée à l'étude des objets jeunes pour en comprendre la formation planétaire, elle se place naturellement dans le projet de cette équipe.
- l'équipe GRIL est l'équipe de recherche instrumentale du LAOG. Elle s'occupe à la fois de la construction et du développement d'instruments ou de nouveaux concepts. L'ensemble de ses réalisations est fait grâce à un travail en amont de Recherche et Développement en collaboration avec des partenaires industriels de la recherche, notamment à Grenoble. Le LAOG s'est

fortement impliqué dans la réalisation d'instruments de pointe dédiés spécifiquement à la haute résolution angulaire pour les très grands équipements européens, dont l'interférométrie. Cette dernière étant l'outil dominant de ma thèse, elle fait également partie du projet de l'équipe.

Le LAOG entretient énormément de collaborations avec d'autres laboratoires nationaux d'astrophysique (à Grenoble, à Paris, à Marseille, etc.) mais également avec des laboratoires R&D dans le cadre de l'équipe GRIL (CEA-LETI par exemple). Il a également des contacts nombreux avec l'international, étant l'un des partenaires majeurs du programme d'instrumentation de l'European Southern Observatory (ESO), et est membre de réseaux européens (tels que Constellation, Jet Set). Ses collaborations dépassent également l'Europe avec des partenaires aux États-Unis, en Asie, au Brésil, au Chili, etc. La collaboration qui touche plus particulièrement ma thèse est celle de l'instrument interférométrique AMBER (entre Nice, l'Allemagne et l'Italie), que j'ai eu l'occasion d'utiliser lors de mes observations au Chili.

Le Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CRAL) est également une unité mixte de recherche sous la tutelle de l'Université Claude Bernard Lyon 1 (UCBL), de l'École Normale Supérieure de Lyon (ENS-L), et du CNRS. Son activité se déploie sur deux sites : celui de l'Observatoire à Saint-Genis-Laval, et celui de l'ENS-L, dans le 7^{ème} arrondissement de Lyon. Il a été fondé en 1995 et ses activités de recherche se déclinent en quatre équipes. Le sujet de l'équipe A.I.R.I. (Astrophysique et Imagerie aux Résolutions Interférométriques), comprenant 13 personnes et dont je fais partie, est la haute résolution angulaire (comme l'interférométrie) et son application à quelques cas astrophysiques. Son activité se décline en 3 thèmes : l'astrophysique, la recherche expérimentale et algorithmique (dont la méthode de reconstruction d'images présente dans ma thèse) et l'instrumentation à haute résolution angulaire.

Moyens mobilisés pour le projet

Les moyens mobilisés pour mon projet sont essentiellement pratiques, avec un bureau de 20 mètres carrés partagé entre 4 doctorants et un ordinateur fixe mis à disposition au début de la thèse. Une secrétaire est reliée à chaque équipe pour gérer les commandes et les missions. J'ai également utilisé le centre de calcul de l'OSUG et effectué des observations au Chili avec l'un des plus grands télescopes européens, le Very Large Telescope Interferometer (VLTI), à l'aide de l'instrument AMBER.

Concurrence

La concurrence au niveau de ma thèse est quasi inexistante. Le milieu de recherche en astronomie est plutôt basé sur un système de collaborations. Dans le cadre de ma recherche, il existe 4-5 algorithmes de reconstruction d'images différents, disponibles ou non à la communauté. Les données utilisées deviennent publiques un an après leur date d'observation. Ce dernier point est le seul à m'avoir un peu poussé dans le rythme de travail afin de publier avant que d'autres ne le fassent la première image d'un objet jeune complexe.

1.3 Mon parcours personnel vers la thèse

Le choix d'une thèse en astrophysique s'est naturellement imposé lors de mon parcours. Déjà fortement intéressée par le spatial, j'ai suivi des études d'ingénieur en physique avec une spécialité en techniques spatiales à l'Université de Liège en Belgique. Le programme contenant beaucoup de cours sur les techniques mais un seul sur l'astrophysique, j'ai voulu effectuer mon stage de fin d'études dans un laboratoire d'astrophysique, si possible à l'étranger pour une plus grande ouverture. Les collaborations entre Liège et Grenoble existaient déjà et un sujet de stage m'a été proposé, adapté à mes compétences et à mes attentes : à la fois technique mais avec une application sur des objets astrophysiques. Ma première expérience dans le domaine de la recherche m'ayant beaucoup plu, j'ai pris la décision de poursuivre dans cette voie en effectuant une thèse. Je me suis tout naturellement porté vers

le réseau déjà connu, le laboratoire de Grenoble et celui de Liège. A Liège, j'avais la possibilité de choisir librement mon sujet, et donc de poursuivre ce que j'avais commencé lors de mon stage. A Grenoble, en revanche, les 4-5 sujets de thèse avaient déjà été définis. Afin de m'aider dans mon choix, j'ai discuté avec plusieurs personnes me permettant de rassembler un maximum d'informations, que ce soient sur les personnes impliquées, les moyens mis en oeuvre, les sujets proposés ou la vie de doctorant à Grenoble et à Liège. Mon choix définitif de lieu s'est finalement porté vers Grenoble, pour une question de précision du sujet et d'encadrement présent (directeurs de thèse et équipes), sans compter que je connaissais déjà l'environnement grâce à mon stage. Parmi les sujets, j'ai choisi celui qui avait un côté astrophysique ainsi qu'un côté technique, surtout que je retrouvais la technique déjà employée lors de mon stage. Avant la fin de mon stage, j'ai donc rencontré mon futur directeur de thèse, que je connaissais déjà pour son implication dans mon travail de fin d'études. Cette rencontre lui a permis de m'exposer plus en détail le sujet et de s'assurer que j'avais les compétences techniques nécessaires à la bonne réalisation du projet. J'ai découvert quelqu'un qui avait déjà de l'expérience dans l'encadrement de thèse et dans l'enseignement. Grâce à des objectifs bien définis, le démarrage de la thèse était une étape bien planifiée. Par contre, j'étais libre d'y introduire ma contribution ou de modifier légèrement le parcours en cours de route, à condition que le tout forme toujours un sujet homogène. Cette liberté et cet optimisme dans le bon déroulement de la thèse m'ont tout de suite conquis.

2 Déroulement, gestion et coût estimé du projet

2.1 Préparation et cadrage du projet

Facteurs à risque et à succès

Le premier facteur à risque identifié dans la thèse était son financement. En effet, il n'était pas assuré et il fallait décrocher une bourse ministérielle, attribuée par l'école doctorale. Cette bourse s'obtient suite à un concours, où le doctorant présente le sujet devant une commission d'une quinzaine de personnes. Plusieurs répétitions avec mon futur directeur de thèse ont donc été organisées pour me préparer à cet entretien. Mis à part le problème du financement, mon futur directeur de thèse est quelqu'un de très occupé et le problème de l'encadrement pouvait se poser. Mais cet aspect ne m'a jamais beaucoup freiné, sachant que premièrement le sujet était suffisamment important à ses yeux pour qu'il y accorde le temps nécessaire, et deuxièmement, même en cas de problème, je ne craignais pas d'aller trouver d'autres membres de l'équipe pour débloquer la situation, ce que j'avais déjà expérimenté lors de mon stage.

Du point de vue des facteurs à succès, j'en avais pointé quelques-uns. Le sujet était avant tout innovant : il n'existait aucun travail sur la reconstruction d'images en interférométrie optique appliquée aux objets jeunes. Par ailleurs, même la technique de reconstruction n'avait pas encore été amenée au LAOG. Ce point pourrait être estimé comme un facteur à risque, mais la thèse se déroulant en co-tutelle avec le créateur de l'algorithme, le risque était limité. J'avais également la possibilité de commencer le coeur du sujet presque directement : des données à traiter étaient déjà disponibles, même s'il était prévu que d'autres viendraient en cours de thèse. Il y avait également une idée précise du déroulement des premiers mois. Et le dernier point, je connaissais et j'appréciais déjà l'environnement et l'ambiance dans lesquels j'allais devoir travailler durant les trois prochaines années, ce qui est un facteur loin d'être négligeable à mes yeux.

Mobilisation financière et aspect contractuel

D'un point de vue plus pratique, seuls les financements internes à l'équipe étaient prévus pour la mobilisation, à raison d'une demande moyenne de 3000 € par an concernant mon sujet.

Les seuls aspects contractuels sont le contrat doctoral, d'une durée de 3 ans, avec l'Université Joseph Fourier, le règlement intérieur du laboratoire et la charte informatique sur l'utilisation des re-

sources informatiques et des services Internet du CNRS. Aucun contrat de confidentialité n'intervient dans ma thèse.

2.2 Conduite du projet

Les étapes du projet

Les étapes du projet sont présentées à la Figure 2 et sont décrites ci-après.

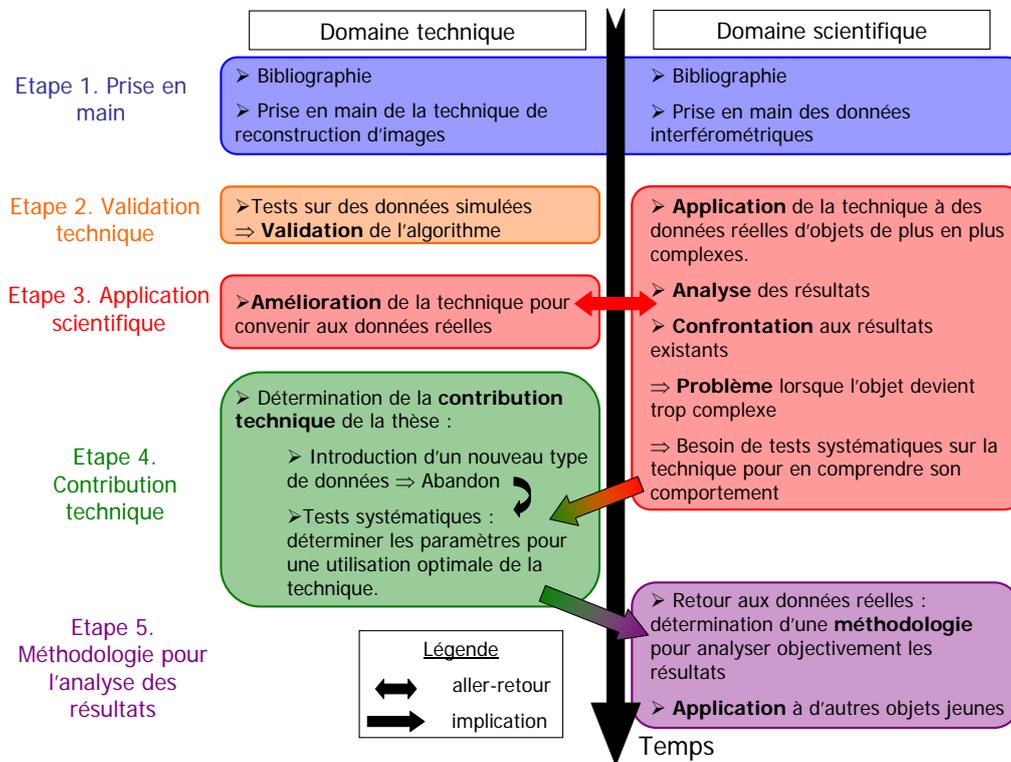


FIGURE 2: Les étapes du projet

Étape n°1 : Prise en main. La bibliographie est une étape incontournable de toute thèse se plaçant dans un contexte déjà existant. La lecture d'un certain nombre d'articles m'a permis de me familiariser avec mon sujet, bien que la compréhension complète à la première lecture soit difficile. En parallèle, j'ai commencé par prendre en main les données déjà à ma disposition et j'ai appris à les lire avec le langage informatique YORICK pour pouvoir les présenter sous forme de graphique. La deuxième partie fut de prendre en main l'algorithme permettant de reconstruire les images. Avec mon directeur de thèse, nous nous sommes rendus à Lyon où j'ai fait la connaissance de mon co-directeur de thèse.

Étape n°2 : Validation de la technique. Cette étape comprend 2 points : la compréhension de la technique de reconstruction d'images et sa validation. La validation s'effectue grâce à des données simulées à partir d'un objet virtuel. Connaissant l'objet de départ, les résultats par la reconstruction peuvent être analysés. Dans un premier temps, j'ai récupéré des données simulées existantes, réalisées pour la validation d'un futur instrument. Par après, j'ai appris moi-même à créer des modèles simples et à en extraire les données nécessaires. Du point de vue des collaborations, cette étape a donné lieu à des allers-retours avec le créateur de l'algorithme pour le corriger et l'améliorer au vu de son application.

Étape n°3 : Application scientifique. Cette étape constitue le cœur de la thèse. Elle consiste à reconstruire des images, cette fois-ci à partir de données réelles obtenues sur des objets jeunes. La première application fut un succès : j'ai pu confirmer les résultats obtenus par l'application d'une méthode indépendante de la première. Le deuxième objet reconstruit était un peu plus complexe que le premier. Il a mis en évidence des structures uniquement dues à la technique employée. Ce n'est qu'en appliquant la méthode à un troisième objet, encore plus complexe, que trancher entre

les parties de l'image réellement dues aux données et celles dues à la méthode employée s'est avéré plus difficile que prévu. De plus, la technique nécessite de choisir entre plusieurs paramètres et aucune étude ne nous permettait de déterminer ces paramètres de manière optimale. La réalisation de cette étude comme contribution technique de ma thèse s'est donc naturellement imposé. Du point de vue des collaborations, l'analyse scientifique fut réalisée en majeure partie avec mon directeur de thèse et deux autres collaborateurs, Jean-Philippe Berger et Myriam Benisty, qui m'ont fourni les données et ont participé aux différentes réunions de brainstorming sur l'interprétation des résultats et la détermination des différents tests à effectuer pour augmenter notre confiance dans l'image. Des petites modifications et améliorations de la technique par mon co-directeur furent également nécessaires afin qu'elle s'adapte au mieux à nos besoins.

Étape n°4 : Contribution technique. La contribution technique initialement déterminée pour ma thèse était l'introduction d'un nouveau type de données dans l'algorithme. Cette étape aurait permis d'avancer vers la version future de l'algorithme, qui tiendrait compte de toute l'information disponible dans les données actuelles. Cette étude n'en est restée qu'à un niveau théorique très préliminaire, avant que l'étude des paramètres optimaux, présentés à l'étape précédente, ne s'impose comme la contribution à réaliser prioritairement. Cette étude consiste à réaliser des tests de manière systématique sur l'algorithme et à en déterminer son comportement général. Elle a été effectuée avec mon co-directeur, où il m'a fourni tous les outils nécessaires. Je me suis occupée de vérifier la faisabilité des tests, de les lancer et de récupérer les résultats. Les tests étant nombreux (plus de 25 000), j'ai dû apprendre à utiliser les moyens de calcul intensif fourni par l'OSUG, les ressources de mon ordinateur n'étant pas suffisantes. L'analyse des résultats fut discutée régulièrement avec mes deux directeurs de thèse et a fait l'objet d'un article publié.

Étape n°5 : Méthodologie pour l'analyse des résultats. Une fois les résultats des tests en main, les paramètres de la reconstruction étaient définis. Il ne manquait plus que de pouvoir analyser de manière la plus objective possible les résultats obtenus. J'ai donc imaginé une méthodologie qui permet de distinguer entre les structures réelles et celles dues à la méthode utilisée. Cette méthodologie est appliquée à un des objets complexes et expliquée en détail dans un deuxième article publié. C'est la première image de l'environnement proche d'un objet jeune complexe. J'ai appliqué également cette méthode à d'autres objets jeunes.

Le suivi de la thèse

Les points d'avancement avec mon directeur de thèse avaient lieu à peu près une fois par mois durant la première année de la thèse, mais il était disponible pour répondre à mes questions en dehors de ces délais. Durant la deuxième année, mon directeur de thèse principal est parti pendant un an aux États-Unis. Les points d'avancement ont continué, à raison de 4-5 sur l'année, mais ceux-ci consistaient essentiellement à s'assurer de la continuité de la thèse et à suivre de loin l'évolution du projet. Pendant cette deuxième année, je me suis surtout tournée vers mon co-directeur de thèse et j'ai effectué plusieurs voyages à Lyon. Les réunions de troisième année se présentent plutôt sous la forme de collaboration (co-écriture d'articles), le fil conducteur de la thèse étant à présent bien défini.

J'ai participé également aux réunions hebdomadaires des équipes. Cependant, appartenant à deux équipes, j'ai dû faire des choix et évaluer sur base du planning de la réunion s'il était pertinent que je m'y présente. En ce qui concerne l'équipe GRIL, deux réunions par mois sont organisées, le plus souvent sous forme d'un séminaire par une personne interne ou externe, suivi d'une discussion sur l'un ou l'autre sujet concernant l'équipe (projets, financement, etc.) Pour l'équipe FOST, la réunion a lieu une fois par semaine à condition qu'une personne interne ou externe présente ses travaux, précédé d'une présentation d'une dizaine de minutes par un des doctorants de l'équipe afin de surveiller l'avancement de sa thèse et de discuter d'éventuels problèmes (scientifique ou technique). En plus de ces deux réunions, je participe à une autre entre une partie des membres de l'équipe GRIL qui a lieu une fois par semaine. Cette réunion consiste en un tour de table où chacun explique ses actions de la semaine et présente d'éventuels problèmes afin de recueillir l'avis des collègues.

En plus des réunions d'équipe, les thèses sont particulièrement surveillées au LAOG. Il existe un comité des thèses, réunissant un membre de chaque équipe, qui auditionne les doctorants une fois par an pour surveiller l'avancement de la thèse et détecter d'éventuels problèmes matériels ou humains. Ces personnes sont également notre contact pour discuter individuellement des problèmes rencontrés. Une journée des thèses est également organisée une fois par an, où chaque doctorant explique dans un temps imparti son sujet à l'entière du laboratoire.

Durant ces trois années de thèse, j'ai également participé à six conférences internationales (dont quatre présentations orales et trois posters), trois écoles sur les différents sujets de ma thèse et j'ai participé à 5 observations au Chili. La répartition du temps de travail lors de ma thèse est présentée dans la Table 1.

Activités	Temps passé
Recherche	85%
Écoles et cours de formation	7%
Missions (observations, conférences)	8%

TABLE 1: Répartition du temps de travail

Problèmes rencontrés et solutions apportées

La plupart des problèmes rencontrés lors de la thèse ont été des problèmes purement techniques, que j'ai pu résoudre par la consultation d'articles ou de personnes adéquates sur les sujets précis.

Du point de vue matériel, j'ai été confrontée à une performance insuffisante de mon ordinateur. Mes collaborateurs m'ont réorienté vers le service de calcul intensif de l'observatoire. J'ai appris à m'en servir afin de réaliser les tests sur la technique.

Finalement, afin de pouvoir travailler avec mon co-directeur de thèse, j'ai dû me déplacer à Lyon, le travail à distance n'étant pas du tout efficace.

2.3 Estimation et prise en charge du coût du projet

Le coût total de ma thèse s'élève à un peu plus de 250 000 €. La répartition du coût est illustrée à la Figure 3 à gauche. On constate que près de la moitié du budget est contenu dans les salaires et 40% dans l'infrastructure, une partie importante étant due à l'utilisation de télescopes. Les missions et les conférences en France et à l'étranger représentent 6% du budget, tandis que les frais de formation (cours et école) en constituent 4%. Le matériel (ordinateur), les consommables (papeterie, imprimantes) et la documentation (internet, journaux, impression de thèse et de poster) ne concernent que ce qui reste (1%). Du point de vue de la ventilation du financement, illustrée à la Figure 3 à droite, la majeure partie de l'argent provient à part égale entre les université, essentiellement l'UJF, et l'organisme européen ESO, pour le financement des observations. Le CNRS participe à 10%. Le reste est financé par d'autres organismes, pour la partie de salaire associée à des collaborateurs travaillant à l'étranger ou pour l'organisation d'école d'été, ou encore par moi-même pour l'inscription à l'université.

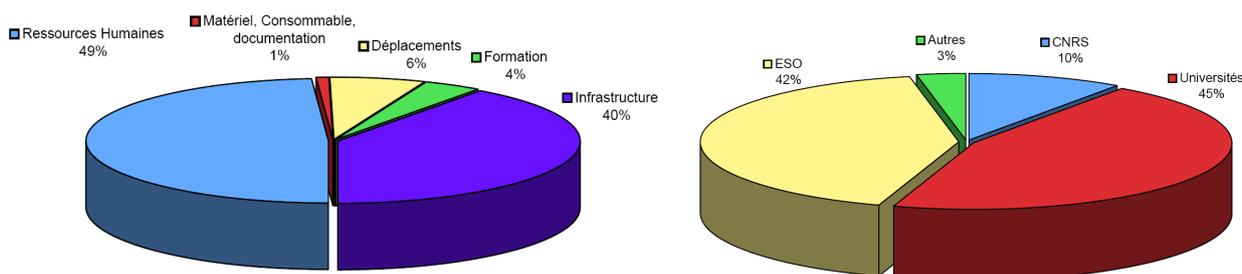


FIGURE 3: La répartition (à gauche) et ventilation (à droite) du coût de la thèse.

3 Les compétences acquises

En premier lieu, ces trois années de thèse consistent une première expérience professionnelle dans le domaine de la recherche. Elles m'ont permis de conduire un projet dans sa globalité et de faire face aux différentes difficultés présentes : techniques bien sûr, mais également de planification et de respect des délais, ou encore de communication entre les différents collaborateurs. J'ai pu également découvrir les différents aspects du fonctionnement d'un laboratoire de recherche : sa hiérarchie, la communication entre les différents niveaux, les moyens techniques et humains mis en oeuvre pour chaque projet. J'ai découvert le fonctionnement des grands projets publics instrumentaux en participant à des observations sur le plus grand télescope européen au Chili.

Compétences techniques

Durant ces trois années, j'ai acquis les compétences techniques suivantes :

- des bonnes **connaissances scientifiques** dans le domaine de l'astrophysique en général. Afin de prendre en main le sujet et de placer ma recherche dans son contexte, j'ai lu des articles relatifs à mon domaine. Par la suite, une veille bibliographique est nécessaire afin de rester au fait de nouvelles découvertes scientifiques ;
- une **expertise du traitement des images**, ce sujet étant le coeur technique de ma thèse ;
- en **gestion de projet**. Durant ces trois années de thèse, j'ai mené un projet à bien. J'ai personnellement participé à l'initiation du projet, au décodage de la problématique et à sa résolution. J'ai établi des bilans réguliers et adapté le projet en cours de réalisation, suivant les résultats obtenus ;
- en **réalisation d'un projet observationnel** depuis la demande de temps d'observation où l'on explique la pertinence et la faisabilité du projet jusqu'à la préparation spécifique pour réaliser ces observations ;
- sur les différentes **méthodologies pour l'analyse des données scientifiques**. J'ai utilisé des techniques d'analyse, de modélisation et d'interprétation des résultats. J'ai confronté des données réelles à des modèles théoriques afin d'en déduire les paramètres physiques adéquats. Finalement, j'ai comparé les résultats obtenus à ceux déjà existants ;
- en **langage de programmation informatique**, par la participation au développement de l'algorithme de reconstruction d'images. J'ai également réalisé des codes simples afin de m'aider dans le processus d'interprétation des résultats ;
- en **anglais, à l'oral comme à l'écrit**. Durant ma thèse, j'ai participé activement à plusieurs conférences internationales, en communiquant les résultats et les avancées de mon projet. Par la réalisation d'une veille scientifique, j'ai lu régulièrement des articles dans des journaux internationaux, m'apportant un vocabulaire technique.

Qualités personnelles

Du point de vue personnel, j'ai pointé les qualités suivantes :

- je fais preuve d'une grande **curiosité intellectuelle**. Cette qualité m'a permis de suivre de près les progrès concernant mon sujet de recherche, mais également de m'intéresser aux différents sujets traités dans mon laboratoire. J'ai participé régulièrement aux séminaires hebdomadaires du laboratoire, touchant à des sujets de l'astrophysique en général ;
- j'ai acquis une **capacité d'analyse et de synthèse**, en particulier lorsqu'il a fallu extraire des résultats pertinents hors des 25 000 tests réalisés sur la technique ;
- je possède également des facilités pour la **rédaction des rapports et articles scientifiques**, en français ou en anglais, ayant rédigé des articles dans des journaux mais également des rapports pour faciliter les points d'avancement avec mes collaborateurs ;
- j'ai également acquis une faculté d'**organisation**, afin de gérer les différentes parties du projet. J'ai maintenu un équilibre entre le côté astrophysique et le côté technique de ma thèse. J'ai organisé mon travail entre la production de résultats, la rédaction d'articles et la participation

- à des conférences et à des observations. Cette étape nécessite également de pouvoir se projeter dans le futur, afin de respecter les différents délais présents ;
- je possède une certaine aisance dans le **travail en autonomie**, mon travail n’ayant pas eu de difficulté à avancer malgré la forte occupation de mes directeurs de thèse et collaborateurs ;
 - j’ai également des **qualités relationnelles**. Je me suis très bien intégrée dans mon laboratoire. J’ai fortement apprécié le travail en collaboration avec d’autres chercheurs et les réunions hebdomadaires des équipes, où les échanges sur les travaux en cours étaient très enrichissants ;
 - Je suis également **mobile**, ayant dû faire des voyages plus ou moins longs pour assister à des conférences ou effectuer des observations.

Compétences transférables

Au vu de ces compétences et de mon parcours, le métier direct auquel je serai destiné est le métier de chargé de recherche dans le domaine public. En restant à l’Université, je pourrai également penser au métier d’enseignant, à condition bien sûr d’approfondir ma formation dans le domaine de l’enseignement, par une agrégation par exemple.

Grâce à une adaptation vers le milieu de l’entreprise privée, mes compétences seraient transférables vers un métier de chargé de recherche dans un grand groupe privé ou dans une jeune entreprise innovante. En se basant également sur mon diplôme d’ingénieur précédemment acquis, je pourrai exercer le métier d’ingénieur Recherche et Développement, où mon expérience en gestion de projet et mes qualités personnelles sont des atouts requis.

Dans le tableau ci-dessous, je reprends différents métiers que je pourrais exercer, et j’analyse les compétences techniques et les qualités relationnelles requises par rapport à mon niveau acquis. Finalement, je donne un niveau global à la transférabilité de mes compétences pour le métier décrit.

Métiers	Compétences techniques		Qualités personnelles		Niveau général
	requis	acquises	requis	acquises	
Chargé de recherche (public) – Domaine : astrophysique	Expertise scientifique du domaine Méthodologies de recueil de données scientifiques Utilisation de logiciels de modélisation et simulation Programmation informatique Anglais technique (oral et écrit)	++ + ++ + ++	Créativité Ténacité et persévérance Sens du détail et rigueur Disponibilité et investissement Qualité de rédaction (français et anglais) Travail en équipe	+ ++ ++ + ++ +	Excellent
Chargé de recherche (privé) – Domaine : imagerie médicale	Expertise scientifique du domaine Méthodologies de recueil de données scientifiques Utilisation de logiciels de modélisation et simulation Programmation informatique Anglais technique (oral et écrit)	- + ++ + ++	Créativité Ténacité et persévérance Sens du détail et rigueur Disponibilité et investissement Qualité de rédaction (français et anglais) Travail en équipe	+ ++ ++ + ++ +	Très bon
Ingénieur R&D – Domaine : spatial	Connaissance scientifique du domaine Connaissance du fonctionnement d’un projet Connaissance du marché Anglais (oral et écrit)	++ + - - ++	Travail en équipe Qualité relationnelle Organisation Rigueur Qualité de synthèse et d’analyse Aisance rédactionnelle	+ ++ ++ ++ ++ ++	Très bon
Ingénieur R&D – Domaine : physique en général	Connaissance scientifique du domaine Connaissance du fonctionnement d’un projet Connaissance du marché Anglais (oral et écrit)	+ + - - ++	Travail en équipe Qualité relationnelle Organisation Rigueur Qualité de synthèse et d’analyse Aisance rédactionnelle	+ ++ ++ ++ ++ ++	Très bon
Suite page suivante ...					

... Suite de la page précédente					
Métiers	Compétences techniques		Qualités personnelles		Niveau général
	requis	acquises	requis	acquises	
Rédaction scientifique et/ou technique	Connaissances scientifiques/techniques du domaine	-	Autonomie dans le travail	+	Bon
	Recherches documentaires	++	Qualités rédactionnelles	++	
Enseignement général du second degré – Physique	Connaissance de la discipline	+	Intérêt pour la pédagogie et la transmission de savoirs	+	Bon
	Maîtrise de la pédagogie et de l'animation de groupe	+	Capacité à travailler en équipe	++	
	Capacité à adapter la stratégie pédagogique aux objectifs et aux caractéristiques des élèves	-	Qualités relationnelles pour travailler avec les partenaires extérieurs	++	
	Elaboration des outils d'évaluation	--	Capacité à se rendre disponible envers les étudiants	+	
	Utilisation d'outils bureautiques	+	Bonne connaissance des métiers et des débouchés.	--	
Ingénieur technico-commercial – Domaine : spatial ou physique en général	Connaissance du secteur	-	Qualité d'écoute, de compréhension et de dialogue	++	Moyen
	Connaissance de l'expertise technique	--	Esprit d'analyse	+	
	Expérience de la gestion de projet	+	Rigueur et sens de l'organisation	++	
	Maîtrise de l'anglais	++	Sens des affaires	--	
Ingénieur brevets – Domaine : spatial ou physique en général	Connaissances scientifiques des sujets liés au domaine	+	Autonomie dans le travail	+	Moyen
	Recherches documentaires	+	Qualités rédactionnelles	++	
	Connaissances juridiques (droit de propriété industrielle)	--	Esprit de synthèse et d'analyse	++	
	Anglais (oral et écrit)	++	Curiosité et goût pour l'apprentissage	++	
	Connaissances en allemand (appréciées)	--	Capacités de jugement et de discernement	+	
			Persévérance	+	
Ingénieur test et essai – Domaine : physique en général	Connaissance des produits développés par l'entreprise	--	Créativité	+	Moyen
	Connaissances théoriques (physique, chimie, hydraulique, mathématique)	+	Initiative	-	
	Utilisation de systèmes et instruments de mesure	-	Rigueur	++	
	Bonnes capacités rédactionnelles	++	Goût pour la technique et la manipulation	+	
	Bon niveau d'anglais technique	++	Capacités d'analyse et de synthèse	++	
			Disponibilité	+	
Chargé ou assistant de communication scientifique – Domaine : astronomie ou physique en général	Bonne plume et expression orale	-	Aptitudes rédactionnelles	++	Moyen
	Maîtrise des outils informatiques et connaissances graphiques de base	--	Capacité d'écoute	++	
	Procédures d'enquêtes, d'études de marché et d'investigation des besoins	--	Diplomatie, adaptabilité et aisance relationnelle	++	
	Anglais	++	Bonne culture générale et créativité	+	
			Rigueur et clarté	++	
			Disponibilité	+	

TABLE 2: Transférabilité de compétences.

Réseau professionnel

Je possède uniquement un petit réseau dans le domaine de la recherche publique, à travers mon directeur de thèse et par ma participation à des conférences. Aucun réseau dans le domaine privé n'a été formé durant ma thèse vu qu'il n'existe aucun lien avec une entreprise.

4 Impact de la thèse

Pour la communauté

D'un point de vue scientifique, ma thèse a permis de publier la première image de l'environnement proche d'un objet jeune complexe en infrarouge. Bien que l'interprétation de cette image est limitée, elle a permis de renforcer l'idée générale que la communauté scientifique en avait et de confirmer

les résultats obtenus par les méthodes utilisées jusqu'alors. Ce résultat est probant et prouve l'intérêt grandissant que la méthode va acquérir avec l'arrivée des nouveaux instruments interférométriques.

D'un point de vue technique sur la méthode employée, ma thèse a permis d'ouvrir la voix vers la reconstruction d'images "presse-bouton", où l'utilisateur n'aurait plus besoin de connaître les détails de la technique pour extraire de ses données une image optimale.

Pour l'équipe et les partenaires du projet, la réussite de ma thèse les encourage à poursuivre la recherche sur le sujet et à proposer une nouvelle thèse dans la continuité de la mienne. De plus, cette étude a permis de perfectionner et d'entrevoir les directions à prendre pour le futur de la technique de reconstruction d'images en interférométrie infrarouge.

Pour moi-même

L'impact qui m'a le plus touché est le côté international de ma thèse. A chaque mission, j'ai fait la connaissance de personnes provenant du monde entier. Cette confrontation avec d'autres cultures et les échanges sur nos vies m'ont permis une ouverture d'esprit et un développement personnel. De plus, grâce à ce contact avec un environnement international, j'ai appris à me débrouiller dans une autre langue et dans un autre pays, parfois très différent du mien.

J'ai appris également à intégrer et à apprécier la spécificité du travail dans la recherche publique qui est la liberté d'action. Grâce à cette autonomie, un investissement personnel dans le travail devient possible. En parallèle, l'intégration dans les équipes et dans le laboratoire s'étant très bien déroulé, j'ai découvert du potentiel pour l'adaptation au travail en équipe.

Cette thèse m'a permis d'approfondir mes connaissances en astrophysique, autant du point de vue théorique que du point de vue technique. J'ai pu réaliser que le domaine instrumental et technique me plaisait davantage que le domaine purement astrophysique.

Le travail dans la recherche publique demande généralement un grand investissement de soi et une flexibilité sur son emploi du temps. J'ai pu tester la frontière que je pouvais mettre entre ma vie professionnelle et ma vie privée, et à quel point j'étais prête à ce que la première empiète sur la seconde.

5 Identification de pistes professionnelles

Afin d'identifier deux pistes professionnelles, je me suis basée sur mon expérience : j'ai choisi les métiers où je pouvais mettre en valeur mes trois années en recherche, et ce, sans nécessité de suivre des formations complémentaires.

Ma première piste professionnelle identifiée est le métier d'ingénieur Recherche et Développement dans une entreprise spatiale. Le côté technique de ma thèse m'ayant davantage intéressé que son côté théorique pure, cette piste me permet de revenir à mes études premières, tout en mettant en avant mes compétences développées lors de ma thèse dans le domaine de la recherche. Ce métier demande des connaissances de l'entreprise et des techniques spatiales que j'ai étudiées lors de mes études d'ingénieur.

La deuxième piste professionnelle envisagée est être chargé de recherche dans une entreprise faisant de l'imagerie médicale. Lors d'une école sur le traitement des images, j'ai eu l'occasion de constater que les techniques employées dans ma thèse se rapprochent fortement de celles employées dans le domaine de l'imagerie médicale. Ce rapprochement me permet d'envisager un métier dans ce secteur, tout en restant dans le domaine de la recherche pour mettre en valeur mon expérience.

Afin de me familiariser avec le marché de l'emploi, je me suis inscrite sur le site de l'APEC (Association Pour l'Emploi des Cadres) et j'ai participé à des salons pour l'emploi, à Grenoble et à Paris. J'ai également suivi un cours de marketing industriel afin de me familiariser avec le domaine de l'entreprise.

En conclusion, cette thèse constitue ma première expérience professionnelle et m'a conforté dans la possibilité d'atteindre un épanouissement à la fois professionnel et privé.

Annexe C

Activités reliées à la thèse

Conférences

1. Science with the VLT in the ELT Era, Garching, octobre 2007 ; présentation d'un poster. Proceedings : S. Renard et al., Prospects for Near-infrared Characterization of Hot Jupiters with the VLTI Spectro-imager (VSI), Science with the VLT in the ELT Era, Astrophysics and Space Science Proceedings, Springer Netherlands, 2009, p. 349
2. SPIE, Marseille, juin 2008 ; présentation orale + poster. Proceedings :
 - S. Renard et al., Prospects for near-infrared characterization of hot Jupiters with the VLTI Spectro-Imager (VSI), Optical and Infrared Interferometry. Edited by Schöller, Markus ; Danchi, William C. ; Delplancke, Françoise. Proceedings of the SPIE, Volume 7013, p. 70132Z-70132Z-10 (2008).
 - S. Renard et al., Imaging reconstruction for infrared interferometry : first images of YSOs environment, Optical and Infrared Interferometry. Edited by Schöller, Markus ; Danchi, William C. ; Delplancke, Françoise. Proceedings of the SPIE, Volume 7013, p. 70131L-70131L-10 (2008).
 - M. Filho, S. Renard, et al., Phase closure image reconstruction for future VLTI instrumentation, Optical and Infrared Interferometry. Edited by Schöller, Markus ; Danchi, William C. ; Delplancke, Françoise. Proceedings of the SPIE, Volume 7013, p. 70133Z-70133Z-10 (2008).
3. Spitzer conference, Los Angeles, octobre 2008 ; présentation d'un poster.
4. Planet formation and evolution : the Solar system and extrasolar planet, Tübingen, mars 2009 ; présentation orale.
5. Workshop on Interferometry Imaging WII09, Goutelas, mai 2009 ; présentation orale.
6. From circumstellar disks to planetary systems, Garching, novembre 2009 ; présentation d'un poster.
7. SPIE, San Diego, juin 2010 ; présentation orale. Proceedings : S. Renard et al., Image reconstruction in optical interferometry : applications to the inner regions of protoplanetary disks.

Demandes de temps

1. P82 : S. Renard et al., Revealing the inner structure of Herbig AeBe stars through model independent imaging. Accepté, Prog. ID : 082.C-0918.
2. P83 : J.-P. Berger et al., Revealing the inner structure of Herbig AeBe stars through model independent imaging ; Accepté, Prog. ID : 083.C-0907.
3. P84 : S. Renard et al., Revealing the inner gaz structure of MWC275 through model independent imaging in the Brackett-gamma line. Rejeté.
4. P86 : J.-P. Berger et al., Imaging the inner regions of the post main sequence, interacting binary system SS Lep. Rejeté.

Écoles d'été

1. VLTI Summer School : "Circumstellar disk and planets at very high angular resolution", Porto, juin 2007.
2. VLTI Summer School : "Astrometry and Imaging with the Very large Telescope Interferometer", Hongrie, juin 2008.
3. ASTROCAM Summer School : "Young Stellar Objects : from cool stars to exoplanets", Espagne, juin 2009.
4. École d'été de Peyresq "Problèmes inverses en traitement des signaux et des images", Peyresq, juillet 2009.

Résumé

Les planètes se forment très probablement dans les disques de gaz et de poussière détectés autour des étoiles jeunes en cours de formation. L'étude de ces disques circumstellaires est donc indispensable pour comprendre la formation des planètes et l'origine de notre système solaire. Au vu des distances des régions de formation stellaires les plus proches, observer la partie des disques situées entre 0.1 et 10 UA correspond à des échelles spatiales de l'ordre de la milli-arcseconde. L'interférométrie infrarouge est un outil adapté pour atteindre de telles échelles spatiales et, par conséquent, pour étudier l'environnement proche des étoiles jeunes. Cependant, un interféromètre ne produit pas une image directe de l'objet observé. Les données obtenues jusqu'à présent sont peu nombreuses et utilisées uniquement pour contraindre des modèles théoriques. Avec l'arrivée de nouveaux instruments, les données interférométriques peuvent être utilisées pour reconstruire des images indépendamment de modèles paramétriques, comme il est habituellement fait dans le domaine radio.

Le présent travail vise à appliquer la méthode de reconstruction d'images à des données interférométriques en infrarouge proche d'objets jeunes. Dans un premier temps, une étude systématique de la méthode de reconstruction d'images est réalisée sur l'algorithme MiRA et des règles pratiques pour les utilisateurs en sont extraits. Il est également démontré qu'il vaut mieux augmenter la couverture du plan (u, v) , et ce de manière la plus homogène possible, plutôt que de diminuer les barres d'erreur sur les données. Dans un deuxième temps, la méthode est appliquée à une Herbig Ae, MWC 275, donnant lieu à la première image de l'environnement proche d'une étoile jeune complexe. Suite à la pauvreté de la couverture (u, v) , une image évidente à interpréter n'est pas réalisable malgré l'utilisation de paramètres adéquats. Une méthodologie impliquant l'utilisation d'un modèle de l'objet est donc indispensable afin de ne pas sur-interpréter les structures dans l'image reconstruite. Finalement, la technique est appliquée à d'autres objets jeunes. Ces nouvelles applications renforcent l'intérêt d'utiliser la reconstruction d'images comme technique d'analyse mais confirment également la prudence à avoir lors de l'analyse des images reconstruites.

Mots-clés: objets jeunes - disques circumstellaires - haute résolution angulaire - interférométrie infrarouge - reconstruction d'images

Abstract

Planets are believed to form in disks of gas and dust detected around newly born stars. The study of such circumstellar disks is necessary to understand how the planets form and the origin of our solar system. At the distance of the closest star forming regions, the observation of the disk at distances ranging from 0.1 to 10 AUs corresponds to milli-arcsecond spatial scales. Infrared interferometry is a suitable tool to achieve such spatial scales and to conduct observations of the close environment of such disks. However, an interferometer does not provide a direct image of the observed object. The data obtained so far consist of a small number of measurements which can only constrain theoretical models. With the advent of recent multi-aperture interferometers, the interferometric data can be used to reconstruct images independently of any parametric model, as is routinely done in the radio frequency range.

The goal of the present work is to apply the image reconstruction technique to near-infrared interferometric data of young stellar objects. Firstly, a systematic study of the image reconstruction method is done on the MiRA algorithm and practical rules for the users are derived from the tests. Moreover, the study demonstrates that the (u, v) coverage is more critical than the signal-to-noise ratio in the image reconstruction context. Secondly, the method is applied on an Herbig Ae star, MWC 275, leading to the first image of a complex young stellar object. Due to the sparseness of the (u, v) coverage, an unambiguous image easy to interpret cannot be derived, even if optimal parameters are used. A methodology, using a model of the observed object, is necessary to not over-interpret the structures in the reconstructed image. Finally, the technique is applied to other young stellar objects. The new applications affirm the interest of the image reconstruction method to analyze the data, but confirm also that the images have to be interpreted carefully.

Keywords: young stellar objects - circumstellar disks - high angular resolution - infrared interferometry - image reconstruction

