



**HAL**  
open science

# Etude des parties internes des disques protoplanétaires observés par interférométrie

Fabien Anthonioz

► **To cite this version:**

Fabien Anthonioz. Etude des parties internes des disques protoplanétaires observés par interférométrie. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAY024 . tel-01214581

**HAL Id: tel-01214581**

**<https://theses.hal.science/tel-01214581>**

Submitted on 12 Oct 2015

**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**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

**Fabien Anthonioz**

Thèse dirigée par **François Ménard**

préparée au sein de l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de  
**Grenoble**  
et de l'École Doctorale de physique de Grenoble

## Étude des parties internes des disques protoplanétaires observés par interférométrie

Thèse soutenue publiquement le **10 Avril 2015**,  
devant le jury composé de :

**Mme Karine Perraut**

Astronome, OSUG/IPAG, St Martin d'Hères, Présidente

**Mr Stefan Kraus**

Lecturer in Astrophysics, CEMPS, Exeter, Rapporteur

**M. Phillipe Stee**

Directeur de Recherche, CNRS, Nice., Rapporteur

**M. Olivier Absil**

Chercheur Qualifié, AGO, Liège, Examineur

**M. Fabien Malbet**

Directeur de Recherche, IPAG, St Martin d'Hères, Examineur

**M. Jean-Baptiste Lebouquin**

Astronome Adjoint, IPAG, St Martin d'Hères, Examineur

**Mr Michiel Min**

Professeur Associé, Université d'Amsterdam, Examineur

**François Ménard**

Directeur de Recherche, IPAG, Grenoble, Directeur de thèse





# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>iv</b>
<b>Table des figures</b>	<b>vi</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'observation des disques protoplanétaires</b>	<b>3</b>
1.1 Rappel historique . . . . .	3
1.2 La formation d'un système stellaire . . . . .	5
1.3 Description générale d'un disque circumstellaire . . . . .	9
Petit historique sur les modèles de disques . . . . .	9
La structure et la composition du disque . . . . .	10
1.4 L'observation des disques circumstellaires . . . . .	11
Les domaines de longueur d'ondes et les régions du disque . . . . .	11
La Distribution Spectrale d'Énergie . . . . .	11
La spectroscopie infrarouge . . . . .	12
L'imagerie directe . . . . .	13
<b>2 Introduction à l'interférométrie</b>	<b>15</b>
2.1 Le pouvoir de résolution des télescopes et les avantages de l'interférométrie infrarouge . . . . .	15
2.2 Histoire de l'interférométrie . . . . .	16
2.3 L'instrument . . . . .	17
Les cohérences temporelles et spatiales . . . . .	17
2.4 La théorie de l'interférométrie et les observables . . . . .	19
Le théorème de Zernike-Van cittert . . . . .	19
La visibilité . . . . .	20
La phase et la clôture de phase . . . . .	21
Couvrir le plan $(u, v)$ . . . . .	22
2.5 Le VLTi et PIONIER . . . . .	23

<b>2</b>	<b>Les étoiles T Tauri observées avec PIONIER.</b>	<b>27</b>
<b>3</b>	<b>Les disques non résolus et les binaires.</b>	<b>33</b>
3.1	Les disques non résolus . . . . .	33
	L'estimation du flux maximum du disque . . . . .	33
3.2	Une grille de modèles pour la comparaison avec les données photométriques . . . . .	38
	La décomposition spectrale des données photométriques. . . . .	38
	L'influence du disque et de l'accrétion dans la détermination du rapport de flux entre le disque et la photosphère. . . . .	40
	Les résultats pour les étoiles non résolues. . . . .	42
	Résumé sur la limite de brillance des environnements très peu lumineux . . . . .	52
3.3	Les étoiles binaires observées par PIONIER . . . . .	52
	WW Cha . . . . .	54
	V1000 Sco . . . . .	57
	TWA 3A . . . . .	59
3.4	Conclusions et perspectives. . . . .	60
<b>4</b>	<b>La modélisation des disques circumstellaires</b>	<b>63</b>
4.1	Les modèles de l'émission thermique . . . . .	63
	Introduction . . . . .	63
	Le modèle gaussien . . . . .	64
	Le disque plat d'accrétion . . . . .	64
	Le modèle d'anneau . . . . .	65
	Le disque évasé . . . . .	66
	Le problème de l'estimation du rayon interne . . . . .	68
4.2	La contribution de la lumière diffusée . . . . .	70
	La régression linéaire des visibilitées . . . . .	72
	Une première estimation de la composante étendue . . . . .	79
	La comparaison des observations avec une grille de modèles . . . . .	80
	La variation des visibilitées en fonction des paramètres du disque . . . . .	82
	Résumé sur l'influence des paramètres de l'objet jeune sur les profils de visibilité . . . . .	89
	Le modèle composite . . . . .	90
	L'influence de l'évasement et de l'échelle de hauteur. . . . .	92
	La détermination du flux du disque . . . . .	94
	TW Hya . . . . .	96
	HT Lup . . . . .	98
	GQ Lup . . . . .	98
	RU Lup . . . . .	99
	RY Lup . . . . .	101
	V1149 Sco . . . . .	103
	AS 205 A . . . . .	104
	V2129 Oph . . . . .	105
	V 2508 Oph . . . . .	106

	V1121 Oph . . . . .	107
	S CrA . . . . .	107
	HN Lup . . . . .	108
	La modélisation des visibilitées des étoiles observées. . . . .	109
4.3	Conclusions et perspectives . . . . .	115
<b>3</b>	<b>Les modélisations individuelles d'étoiles jeunes</b>	<b>119</b>
<b>5</b>	<b>La modélisation de MY Lup, V709 CrA et GQ Lup</b>	<b>127</b>
5.1	Le modèle de MY Lup . . . . .	127
	Ce que l'on sait de MY Lup. . . . .	127
	La modélisation du système MY Lup . . . . .	127
5.2	Le modèle de V709 CrA . . . . .	131
5.3	Le modèle de GQ Lup . . . . .	133
	Les contraintes GQ Lup et son environnement venant de la littérature . . . . .	133
	Le modèle de GQ Lup . . . . .	137
5.4	Conclusions et perspectives . . . . .	141
<b>6</b>	<b>Le cas de RU Lup</b>	<b>145</b>
6.1	Ce que l'on sait de RU Lup . . . . .	145
6.2	Le modèle de RU Lup . . . . .	148
	Présentation du modèle de base . . . . .	148
	Le sillon de RU Lup . . . . .	154
6.3	En conclusion . . . . .	159
<b>7</b>	<b>La modélisation de l'étoile de Herbig HD 142527</b>	<b>163</b>
7.1	Rapide description du système . . . . .	163
7.2	Les données disponibles . . . . .	165
	La SED de HD 142527 . . . . .	165
	Les données interférométriques . . . . .	166
7.3	La modélisation des parties internes de HD 142527 . . . . .	168
	Contraintes et paramètres fixés . . . . .	168
	Le disque interne vu par PIONIER . . . . .	170
	Le disque interne vu par MIDI . . . . .	172
	La modélisation du disque externe . . . . .	176
7.4	En conclusion : les limites du modèle axisymétrique . . . . .	178
<b>8</b>	<b>En conclusion...</b>	<b>183</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>187</b>
	<b>Annexes</b>	<b>198</b>
<b>A</b>	<b>Article publié dans Astronomy &amp; Astrophysics</b>	<b>199</b>

## Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques des interféromètres présents et à venir au VLTI. . . . .	24
2.2	Observations interférométriques des étoiles de type T Tauri antérieures à PIONIER. . . . .	29
2.3	Caractéristiques des étoiles observés durant la campagne d'observation. . .	31
3.1	Résumé des observations avec PIONIER pour les étoiles non résolues. . . .	35
3.2	Ajustement de la fraction de flux du disque maximum pour les objets non résolus. . . . .	37
3.3	Résumé de l'ajustement du rapport de flux en bande H pour les objets non résolus. . . . .	44
3.4	Photométrie de TWA07 utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	44
3.5	Photométrie de V4046 Sgr utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	46
3.6	Photométrie de TWA 3B utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	46
3.7	Photométrie de MY Lup utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	47
3.8	Photométrie de FK Ser utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	49
3.9	Photométrie de V709 CrA utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	51
3.10	Résumé des observations PIONIER des étoiles binaires. . . . .	54
3.11	Paramètres des différents modèles ajustant les données PIONIER de WW Cha. . . . .	57
3.12	Paramètres du modèle de binaire ajustant les données PIONIER de V1000 Sco. . . . .	58
3.13	Paramètres du modèle de binaire ajustant les données PIONIER de TWA 3A. . .	59
4.1	Résumé des observations PIONIER des objets résolus. . . . .	73
4.2	Influence des paramètres du disque sur les visibilitées. . . . .	84
4.3	Résultat de l'ajustement des SED. . . . .	97
4.4	Photométrie de TW Hya utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	97
4.5	Photométrie de HT Lup utilisée pour l'ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	99

4.6	Photométrie de GQ Lup utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	100
4.7	Photométrie de RU Lup utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	100
4.8	Photométrie de RY Lup utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	102
4.9	Photométrie de V1149 Sco utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	104
4.10	Photométrie de AS 205 A utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	104
4.11	Photométrie de V2129 Oph utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	106
4.12	Photométrie de V2508 Oph utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	106
4.13	Photométrie de V1121 Oph utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	107
4.14	Photométrie de S CrA utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	108
4.15	Photométrie de HN Lup utilisée pour l’ajustement du rapport de flux en bande H. . . . .	108
4.16	Paramètres des modèles composites et thermiques ajustant les profils de visibilité. . . . .	114
5.1	Photométrie de MY Lup. . . . .	128
5.2	Paramètres des modèles simulant MY Lup. . . . .	130
5.3	Photométrie de V709 CrA. . . . .	131
5.4	Modèles testant la taille du rayon interne et celle des grains de V709 CrA . . . . .	133
5.5	Paramètres du système de GQ Lup et du modèle créé par <a href="#">Dai et al. (2010)</a> . . . . .	135
5.6	Photométrie de GQ Lup. . . . .	138
5.7	Paramètres du modèle ajustant les données de GQ Lup. . . . .	140
6.1	Photométrie de RU Lup. . . . .	146
6.2	Paramètres du modèle d’étoile et de disque déterminés par <a href="#">Schegerer et al. (2009)</a> . . . . .	149
6.3	Paramètres du modèle ajustant la photométrie et les données MIDI et PIONIER de RU Lup. . . . .	150
7.1	Photométrie de HD142527. . . . .	166
7.2	Résumé des observations de HD142527 par PIONIER. . . . .	167
7.3	Paramètres du modèle de HD 142527. . . . .	177



# Table des figures

1.1	SED et schéma explicatif d'un objet de classe 0. . . . .	5
1.2	SED et schéma explicatif d'un objet de classe I. . . . .	6
1.3	SED et schéma explicatif d'un objet de classe II . . . . .	7
1.4	Images du disque de transition de PDS 70 et du disque de débris de HR 4796. . . . .	8
1.5	SED et schéma explicatif d'un disque de transition. . . . .	8
1.6	SED et schéma explicatif d'un disque de débris. . . . .	9
1.7	Domaines d'émissions des régions d'un disque circumstellaire. . . . .	12
1.8	Exemple d'opacités de poussières en fonction de la longueur d'onde. . . . .	13
2.1	Photographie de l'interféromètre du mont Wilson. . . . .	17
2.2	Schéma explicatif du fonctionnement d'un interféromètre. . . . .	18
2.3	Cohérence spectrale d'une onde polychromatique. . . . .	19
2.4	Détermination de la visibilité et de la phase . . . . .	20
2.5	Schéma explicatif de la clôture de phase. . . . .	22
2.6	Couverture du plan $(u,v)$ en fonction du nombre de télescopes. . . . .	24
2.7	Couverture du plan $(u,v)$ en fonction de la rotation terrestre et de la dispersion spectrale. . . . .	25
2.8	L'instrument PIONIER . . . . .	26
3.1	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de TWA07. . . . .	33
3.2	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de V4046 Sgr. . . . .	34
3.3	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de TWA 3b. . . . .	34
3.4	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de FK Ser. . . . .	34
3.5	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de MY Lup. . . . .	35
3.6	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de V709 CrA. . . . .	35
3.7	Probabilité associées aux ajustements du flux maximum pour les disques non résolus. . . . .	37
3.8	Ajustement des visibilité des objets ayant un disque non résolu. . . . .	38
3.9	Exemple d'ajustement de la taille de la grille de modèles. . . . .	40
3.10	Influence de l'émission du disque et de l'accrétion sur l'ajustement de la SED. . . . .	41
3.11	Divergences entre le rapport $F_{tot.}/F_{phot.}$ et $F_{tot.}/mod.$ pour différentes valeurs d'extinction et de température de l'étoile. . . . .	42
3.12	Ajustement de la photométrie de quatre modèles d'étoile et leur disques. . . . .	43
3.13	Ajustement de la photométrie de TWA 07. . . . .	45
3.14	Ajustement de la photométrie de V4046 Sgr. . . . .	47

3.15	Ajustement de la photométrie de TWA 3B. . . . .	48
3.16	Ajustement de la photométrie de MY Lup. . . . .	49
3.17	Ajustement de la photométrie de FK Ser. . . . .	50
3.18	Ajustement de la photométrie de V709 CrA. . . . .	51
3.19	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de WW Cha. . . . .	53
3.20	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de TWA 3a. . . . .	53
3.21	Plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de V1000 Sco. . . . .	53
3.22	Ajustement des données de WW Cha par un modèle de binaire. . . . .	56
3.23	Position du compagnon de WW Cha en fonction de la date d'observation. . . . .	58
3.24	Ajustement des données interférométriques de V1000 Sco par un modèle de binaire. . . . .	59
3.25	Ajustement des données interférométriques de TWA 3a par un modèle de binaire. . . . .	60
4.1	profil de visibilité des modèles gaussiens, d'anneau et de disque plat d'accrétion (Millan-Gabet et al. 1999). . . . .	65
4.2	Ajustement des visibilité de FU Ori (Malbet et al. 1998). . . . .	66
4.3	Ajustement des visibilité de V2129 Oph (Eisner et al. 2007). . . . .	67
4.4	Rayons internes des disques protoplanétaires en fonction de la luminosité de l'étoile (Monnier & Millan-Gabet 2002). . . . .	69
4.5	Comparaison de différents rayons pour AS 205 A, V2129 Oph, V2508 Oph et PX Vul. . . . .	70
4.6	Déviations des rayons internes des étoiles T Tauri par rapport au rayon de sublimation (Eisner et al. 2007). . . . .	71
4.7	Taille des régions d'émission thermique, diffusant la lumière stellaire et diffusant l'émission du disque (Pinte et al. 2008). . . . .	72
4.8	profils de visibilité d'un modèle d'anneau et d'un modèle prenant en compte la diffusion de la lumière (Pinte et al. 2008). . . . .	74
4.9	Comparaison du vrai rayon interne d'un modèle de disque, et du rayon déduit par le modèle d'anneau (Pinte et al. 2008). . . . .	75
4.10	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de TW Hya. . . . .	75
4.11	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de HT Lup. . . . .	76
4.12	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de HN Lup. . . . .	76
4.13	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de GQ Lup. . . . .	76
4.14	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de RU Lup. . . . .	77
4.15	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de V1149 Sco. . . . .	77
4.16	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de RY Lup. . . . .	77
4.17	Plan $(u,v)$ (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de AS 205 A de Mai 2011 (en rouge), Juin (en vert) et Juillet 2012 (en bleu). . . . .	78
4.18	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de V1129 Oph. . . . .	78
4.19	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de V2508 Oph. . . . .	78
4.20	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de V1121 Oph. . . . .	79
4.21	plan $(u,v)$ , visibilité et clôtures de phase de S Cra. . . . .	79
4.22	Régression linéaire des visibilité d'un modèle d'anneau et d'un modèle de transfert radiatif. . . . .	80

4.23	Régression linéaire des profils de visibilité. . . . .	81
4.24	Régression linéaire des visibilités à courtes bases de RU Lup et RY Lup. . .	82
4.25	Résultat de la régression linéaire des étoiles observées et d'une grille de modèles. . . . .	83
4.26	Influence des paramètres du disque et de l'étoile sur la régression linéaire. .	84
4.27	Influence du coefficient d'évasement et de la taille des poussières sur la régression linéaire d'un modèle de disque. . . . .	86
4.28	Influence de l'échelle de hauteur et de la masse du disque sur la régression linéaire. . . . .	87
4.29	Influence du rayon interne du disque et du rayon de l'étoile sur la régression linéaire. . . . .	88
4.30	Influence de la température de l'étoile et de la luminosité d'accrétion sur la régression linéaire. . . . .	89
4.31	Schéma du disque du modèle composite. . . . .	91
4.32	Influence de l'échelle de hauteur dans le cas du modèle composite. . . . .	93
4.33	Influence du coefficient d'évasement dans le cas du modèle composite. . . .	94
4.34	Influence du coefficient d'évasement sur le paramètre $\theta_{in}$ , pour un profil de visibilité n'étant influencé que par la composante étendue. . . . .	95
4.35	Influence du coefficient d'évasement sur le paramètre $\theta_{in}$ , pour un profil de visibilité influencé par la composante étendue et l'émission thermique. . . .	96
4.36	Ajustements de la photométrie de TW Hya et de V1149 Sco. . . . .	98
4.37	Ajustement des SED de HT Lup et GQ Lup. . . . .	99
4.38	Ajustements de la SED de RU Lup et V2129 Oph. . . . .	101
4.39	Ajustements des SED de RY Lup. . . . .	103
4.40	Ajustement de la SED de V2508 Oph et de AS 205 A. . . . .	105
4.41	Ajustement de la SED de S CrA et de HN Lup. . . . .	109
4.42	Exemple d'ajustement de la taille d'une grille de modèles. . . . .	110
4.43	Probabilités associées à une grille de modèles. . . . .	112
4.44	Ajustements des profils de visibilité par différents modèles. . . . .	113
4.45	Influence du flux du disque $F_{tot}$ (a) et de la luminosité de l'étoile (b) sur le paramètre $F_{scat}/F_{tot}$ . . . . .	115
4.46	Rayons internes déterminés par différents modèles en fonction de $L_{\star}$ . . . .	116
4.47	Profil de brillance de surface et transformée de Fourier d'un modèle de disque.	124
4.48	Exemple d'ajustement des données interférométriques. . . . .	125
5.1	SED des modèles de MY Lup. . . . .	129
5.2	SED et premiers ajustements de V709 CrA. . . . .	132
5.3	Influence de la taille des grains sur la SED et modèle final de V709 CrA. . .	134
5.4	SED de GQ Lup. . . . .	136
5.5	Schéma du modèle de GQ Lup. . . . .	139
5.6	Ajustement de la SED de GQ Lup et influence de la présence d'un sillon sur celle-ci. . . . .	141
5.7	Ajustement des données interférométriques de GQ Lup. . . . .	142
6.1	Données photométriques et spectroscopiques utilisées pour la modélisation de RU Lup . . . . .	147

6.2	Ajustement de la SED de RU Lup. . . . .	151
6.3	Ajustement des données PIONIER de RU Lup. . . . .	152
6.4	Ajustement des données MIDI de RU Lup. . . . .	153
6.5	Modélisation de l'excès UV de RU Lup. . . . .	154
6.7	Ajustements de la SED de RU Lup par les modèles de disque avec sillon. . . . .	156
6.11	Influence du sillon de RU Lup sur les profils de visibilité pouvant être obtenus par MATISSE. . . . .	160
7.1	Modèle de HD 142527 par <a href="#">Verhoeff et al. (2011)</a> et observations en lumière diffusée par <a href="#">Avenhaus et al. (2014)</a> . . . . .	164
7.2	SED de HD142527. . . . .	165
7.3	Plan $(u,v)$ et profil de visibilité de HD 142527. . . . .	168
7.4	Profils de visibilité de HD 142527 par MIDI . . . . .	169
7.5	Ajustement des données PIONIER de HD142527 par un disque résolu. . . . .	170
7.6	Ajustement des données PIONIER par un premier modèle de disque interne. . . . .	171
7.7	Ajustement de la SED avec le modèle de disque interne étendu, et des données MIDI avec le modèle de disque interne normal. . . . .	172
7.8	Ajustement des données MIDI avec le modèle de disque interne, et un modèle simple de gaussienne. . . . .	173
7.9	Ajustement des données PIONIER de HD 142527 par le modèle final des parties internes. . . . .	175
7.10	Ajustement des données MIDI de HD142527 par un modèle à deux disques internes. . . . .	176
7.11	Ajustement de la SED de HD 142527 par le modèle final. . . . .	178
7.12	Schéma de HD 142527. . . . .	179



# Avant-Propos

Les moyens d'observations actuels permettent d'avoir un niveau de détails sans précédent sur la structure et la composition de l'environnement complexe des étoiles jeunes. Celles-ci sont entourées d'une structure aplatie, ayant la forme d'un disque et composée de gaz et de poussière. Ces disques sont d'une importance capitale pour notre compréhension de la formation des planètes ; les observations actuelles ont pour but d'apporter des contraintes toujours plus fortes sur ces disques et sur les modèles de formation planétaire.

Néanmoins, les régions internes de ces disques sont encore assez mal connues, surtout pour les étoiles de faibles masse et peu lumineuses. En effet, la plupart des étoiles ayant un disque circumstellaire sont situées à environ 450 années-lumière ; pour pouvoir observer le bord interne du disque, un télescope ayant un miroir principal d'une centaine de mètres de diamètre serait nécessaire, ce qui est technologiquement et financièrement impossible de nos jours. De plus l'éclat de l'étoile tend à noyer le signal du disque dans les régions proches de celle-ci. Ainsi les techniques d'imagerie actuelles permettent d'observer les disques circumstellaires à partir de 0.1 seconde d'arc (soit 15ua à 150 pc) de l'étoile centrale.

L'interférométrie en infrarouge proche permet d'observer cette zone en combinant de manière cohérente la lumière de plusieurs télescopes, ce qui permet d'avoir un plus grand pouvoir de résolution. Cette technique permet ainsi de contraindre le bord interne des disques circumstellaires. En combinant les données obtenues par interférométrie à d'autres jeux de données provenant de techniques d'observation différentes, nous pouvons avoir une vue d'ensemble de la structure et de la composition de ces disques, de leur bord interne à leur bord externe.

Ma thèse fut consacrée à l'observation des étoiles jeunes de faible masse par interférométrie en proche infrarouge, et à la modélisation multi-technique sur tout le domaine spectral de ces derniers dans le cadre du projet DIANA. La première partie de cette thèse porte sur une rapide introduction de la formation stellaire et des techniques d'observations (chapitre 1), et en particulier la technique d'interférométrie (chapitre 2). Les chapitres 3 et 4 sont eux dédiés à la campagne d'observation d'étoiles de type TTauri que j'ai mené, et la modélisation des données interférométriques collectées. La troisième partie de ce document, composée des chapitres 5, 6 et 7, regroupe la modélisation de l'environnement de plusieurs étoiles grâce à divers jeux de données provenant de techniques d'observation différentes. Finalement, les annexes présentent l'article publié dans A&A, portant sur la campagne d'observation des étoiles de type T Tauri, et le code d'ajustement du modèle composite avec les données interférométriques.



# Glossaire, notations et acronymes

## Bandes photométriques

Bande	$\lambda_{\text{eff}}(\mu\text{m})$	$\Delta\lambda(\mu\text{m})$	Type spectral	Température (K)
U	0.367	0.066	O	>25000
B	0.436	0.094	B	10000(B9) – 25000(B0)
V	0.545	0.085	A	7500(A9) – 10000(A0)
R	0.638	0.160	F	6000(F9) – 7500(F0)
I	0.797	0.149	G	5000(G9) – 6000(G0)
J	1.220	0.213	K	3500(K9) – 5000(K0)
H	1.630	0.307	M,L,T,Y	<3500
K	2.190	0.390		
L	3.450	0.472		
M	4.750	0.460		
N	10.5	2.5		



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

Unités et notations	
arcsec / seconde d'arc	$1/3600^{\text{ème}}$ de degré d'angle, soit $4.84814 \times 10^{-06}$ radians
mas / milliseconde d'arc	0.001 seconde d'arc
ua	Unité Astronomique soit $149.5978 \times 10^9$ m
parsec / pc	$3.085678 \times 10^{16}$ m
$M_{\odot}$ / Masse solaire	$1.98 \times 10^{30}$ kg
$R_{\odot}$ / Rayon Solaire	$6.96 \times 10^8$ m
SED	Distribution Spectrale d'Énergie

## Instruments d'interférométrie et télescopes

ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array. <i>Radio interféromètre à 66 antennes opérant entre 80 et 600 GHz.</i>
AMBER	Astronomical Multiple BEam Recombiner <i>Spectro-interféromètre à 3 télescopes du VLTI opérant en bandes H et K.</i>
AT	Auxiliary Telescope. <i>Télescope de 1.8m de diamètre installé au VLTI.</i>
CHARA	Center for High Angular Resolution Astronomy <i>Interféromètre pouvant combiner jusqu'à 6 télescopes.</i>
CRIRES	CRyogenic high-resolution InfraRed Echelle Spectrograph <i>Spectromètre installé au VLT opérant entre 1 et 5.3 <math>\mu\text{m}</math> avec une résolution spectrale maximale de 100000.</i>
GRAVITY	General Relativity Analysis with VLTI inTerferometrY. <i>Spectro-interféromètre à 4 télescopes à référence de phase de seconde génération du VLTI opérant en bande K.</i>
HERSCHEL	<i>Successeur de Spitzer, télescope spatial de 3.5 m de diamètre opérant de 60 à 670 <math>\mu\text{m}</math> suivant les instruments utilisés.</i>
HST	Hubble Space Telescope.
IOTA	Infrared Optical Telescope Array. <i>Ancien interféromètre à 3 télescopes opérant en bande H et K.</i>
IRS	InfraRed Spectrograph <i>Spectromètre de SPITZER, opérant entre 5 et 40<math>\mu\text{m}</math>.</i>
ISO	Infrared Space Observatory <i>Télescope spatial de 60cm opérant entre 2 et 200 <math>\mu\text{m}</math> suivant les instruments utilisés.</i>
IUE	International Ultraviolet Explorer <i>Télescope spatial de 45cm opérant entre 115 et 320 nm suivant les instruments utilisés.</i>
KAO	Kuiper Airborne Observatory. <i>Télescope de 91 cm installé dans un avion à réaction et opérant entre 1 et 500<math>\mu\text{m}</math>.</i>
KI	Keck Interferometer. <i>Interféromètre utilisant les deux télescopes de l'observatoire Keck en bande K.</i>
MATISSE	Multi-AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment <i>Spectro-interféromètre à 4 télescopes de seconde génération du VLTI opérant en bande N.</i>
MIDI	MID-Infrared instrument <i>Spectro-interféromètre à deux télescopes du VLTI opérant en bande N.</i>
MIPS	Multiband Imaging Photometer for Spitzer <i>Photomètre de spitzer, opérant à 24, 70 et 160<math>\mu\text{m}</math>.</i>
PIONIER	Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment <i>Interféromètre à 4 télescope du VLTI opérant en bande H.</i>
PTI	Palomar Testbed Interferometer. <i>Ancien interféromètre à 3 télescopes opérant en bande H et K.</i>
SMA	SubMillimeter Array <i>Radio interféromètre à 8 antennes opérant entre 180 et 700GHz.</i>
SPIRE	Spectral and Photometric Imaging Receiver <i>Spectro-imageur de Herschel, opérant entre 194 et 672<math>\mu\text{m}</math>.</i>
SPITZER	<i>Successeur de ISO, télescope spatial de 85cm opérant entre 5 et 160 <math>\mu\text{m}</math> suivant les instruments utilisés.</i>
UT	Unit Telescope <i>Télescope de 8.2m de diamètre installé au VLTI.</i>
VLBA	Very Long Base Array. <i>Radio interféromètre à 10 antennes, avec une base maximale de 8611 km.</i>



# PREMIÈRE PARTIE

---

## INTRODUCTION





# Chapitre 1

## L'observation des disques protoplanétaires

### 1.1 Rappel historique

L'origine du monde est une des rares questions aussi vieilles que l'humanité, du moins autant que l'écriture. L'un des premiers pas dans l'idée de la formation du système solaire (le terme lui-même ne sera utilisé qu'à partir de 1708) fut avancé par Aristarque de Samos en 280 avant l'Ère Chrétienne avec l'hypothèse de l'héliocentrisme, qui ne sera acceptée qu'à la fin du XVII<sup>ème</sup> siècle.

Le premier modèle de formation du système solaire fut proposé par Descartes et publié de façon posthume en 1644 ; Selon ce modèle, un grand tourbillon de matière se serait contracté pour former le Soleil et les planètes, expliquant ainsi le mouvement circulaire des planètes.

Après la publication de la théorie de la gravitation par Newton, une autre théorie fut initiée par Swedenborg (1737) et raffinée indépendamment par Kant (1755) et Laplace (1796). Cette théorie prévoit l'effondrement d'une nébuleuse de matière en rotation lente, qui prend la forme d'un disque sous l'action de la gravité et de la rotation. Les parties centrales de ce disque forment le Soleil tandis les planètes se forment avec le reste du disque. Cette théorie, remarquablement proche de la théorie de formation actuelle, avait néanmoins un problème de conservation du moment cinétique, les planètes tournant trop rapidement et le soleil (qui contient 99% de la masse du système solaire mais seulement 1% de son moment cinétique) pas assez. De plus, James Clerk Maxwell démontra que les anneaux de matières pouvaient se condenser en une myriade de petits corps mais que ces corps ne pourraient pas s'agglomérer pour former les planètes du Système solaire. Cette théorie fut alors abandonnée jusqu'au milieu du XX<sup>ème</sup> siècle.

Entre temps, Georges-Louis Leclerc de Buffon (1749) proposa une théorie concurrente, impliquant la chute d'une comète (dont les tailles étaient considérées comme bien plus grandes que ce que nous savons maintenant) dans le Soleil, éparpillant de la matière stellaire qui se condenserait et formerait les planètes. Laplace fit cependant remarquer que les planètes formées par cette collision n'auraient pas une vitesse orbitale suffisante et finiraient par retomber dans le Soleil. Cette théorie fut revisitée en 1918 par [Jeffreys \(1918\)](#), considérant cette fois-ci le passage proche d'une étoile arrachant de la

matière du Soleil. La matière arrachée formerait des planètes dont l'orbite elliptique serait circularisée par le frottement du milieu interplanétaire empli de matière. Néanmoins [Russell \(1935\)](#) montra que cette théorie de quasi-collision (et les variantes associées) ne permettait pas d'apporter suffisamment de moment angulaire aux planètes externes. [Nölke \(1932\)](#) releva de son côté que la matière interstellaire circularisant les planètes serait happée par celles-ci, créant leur atmosphère ; l'atmosphère terrestre comptant pour  $\sim 1/38000$  de sa masse totale, la Terre n'aurait pas pu être circularisée de cette manière.

La théorie nébulaire revint sur le devant de la scène quand une série d'observations ([Joy 1942, 1945, 1949](#)) permit de découvrir un type d'étoile inconnu jusqu'alors : des étoiles de type spectral proche du Soleil (entre F et M), ayant de fortes raies d'émissions, des variations irrégulières de luminosité et étant associées à des nébuleuses en émission ou absorption. Ces étoiles furent nommées étoiles (de type) T Tauri, du nom de l'étoile T Tau qui était l'étoile la plus connue et la plus brillante de ce groupe. La contrepartie massive des étoiles TTauri, ayant des types spectraux entre B et F0, furent elles découvertes par [Herbig \(1960\)](#), et nommées étoiles de Herbig.

L'extrême jeunesse de ce type d'objets fût pointée peu de temps après leur découverte, par [Ambartsumian \(1947\)](#) qui observa que les étoiles de type TTauri se trouvent dans des associations liées à des étoiles de type O et B, de durée de vie très courte. La présence de profondes raies de Lithium dans ces étoiles (en partie) convectives, en surabondance par rapport au Soleil et détruit à des températures plus faibles que celles requises pour la fusion nucléaire de l'hydrogène ([Bodenheimer 1965](#)), donnait un indice supplémentaire sur la jeunesse de ces étoiles.

L'étape suivante dans la compréhension de ces objets fut le développement des détecteurs infrarouges qui permit d'observer un excès en infrarouge proche (jusqu'à  $5\mu\text{m}$ ) important autour de ces étoiles ([Mendoza V. 1966](#)), conséquence d'une enveloppe ou d'un disque de poussière ([Mendoza V. 1968](#)), tandis qu'un excès dans le domaine ultraviolet fut observé dès les observations de [Joy \(1949\)](#). Ces différents excès furent attribués par [Lynden-Bell & Pringle \(1974\)](#) à l'action d'un disque visqueux. Celui-ci serait chauffé par l'étoile et réémettrait dans le domaine infrarouge, tandis que l'accrétion de matière circumstellaire par l'étoile expliquerait l'excès UV. Néanmoins, ce modèle était encore spéculatif, aucune donnée existante à l'époque pouvant infirmer ou confirmer celui-ci. Il fallut attendre le lancement des satellites IRAS<sup>1</sup> (opérant dans l'infrarouge moyen et lointain) et IUE<sup>1</sup> (observant le domaine UV) pour connaître la forme générale de la Distribution Spectrale d'Énergie (SED, expliquée plus loin) qui se trouvait être similaire au modèle de [Lynden-Bell & Pringle \(1974\)](#). Les observations de HL Tau avec le KAO<sup>1</sup> par [Cohen \(1983\)](#) et la modélisation de raies d'émission par différents modèles par [Appenzeller et al. \(1984\)](#) permirent de faire accepter largement l'hypothèse de disques autour des étoiles jeunes.

De nos jours les étapes de la formation d'un système stellaire de faible masse sont connues (une description plus poussée de celles-ci peuvent être trouvées dans les revues de [Hartmann \(2008\)](#); [Ménard & Bertout \(1999\)](#), entre autres) et sont présentées brièvement ci-dessous.

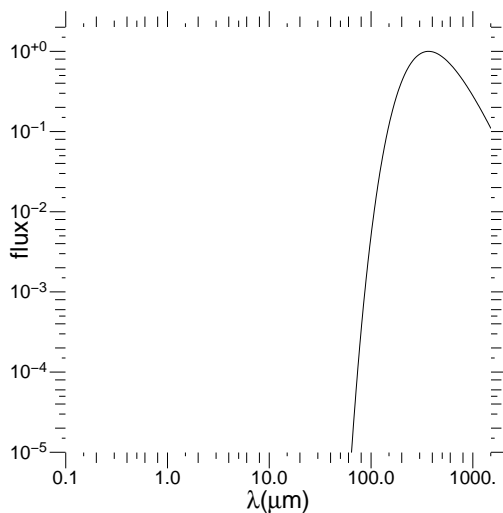
---

1. voir le glossaire.

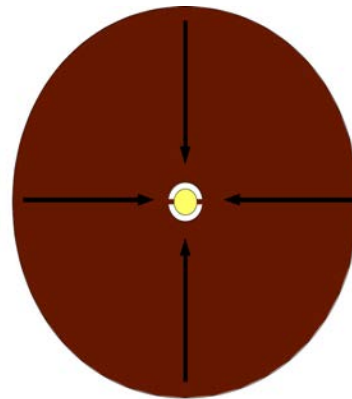
## 1.2 La formation d'un système stellaire

Les observations des systèmes protoplanétaires permettent d'associer ces derniers aux nuages moléculaires voisins, impliquant que la formation des étoiles et de leur environnement est liée au matériel interstellaire. Celui-ci est initialement à l'équilibre, la gravité étant compensée par une rotation lente, de la turbulence, de la pression magnétique ou un peu des trois. Cet équilibre est à un certain point rompu par un choc externe (supernova voisine, onde de densité d'un bras de la galaxie), par la masse du nuage excédant la masse de Jean ou par abaissement du champ magnétique par diffusion ambipolaire, et le nuage commence à se fragmenter et s'effondrer sur lui-même. Au cœur de ce nuage (ou des fragments de celui-ci) se forme un cœur pré-stellaire.

Ce cœur pré-stellaire évolue vers un objet de classe 0 (André et al. 1993), caractérisé par une proto-étoile (ou un système multiple) centrale, accréant de la matière d'une enveloppe contenant la majorité de la masse du système et constituée à 99% de gaz (figure 1.1b). La luminosité de la protoétoile est causée par contraction gravitationnelle et par la libération de l'énergie cinétique du gaz accrété. Le disque proto-stellaire commence à se former par conservation du moment angulaire, et des flots moléculaires sont également associés à ces objets. L'enveloppe entourant le système est froide, quelques dizaines de Kelvin, et très dense. L'extinction créée par cette enveloppe est très importante, atteignant plusieurs dizaines de magnitudes dans le domaine visible et l'émission du système est principalement dans le domaine millimétrique (figure 1.1a).



(a) Flux d'un objet de classe 0 typique en fonction de la longueur d'onde, aussi nommé Distribution Spectrale d'Énergie (SED). Les unités de flux sont arbitrairement définies.



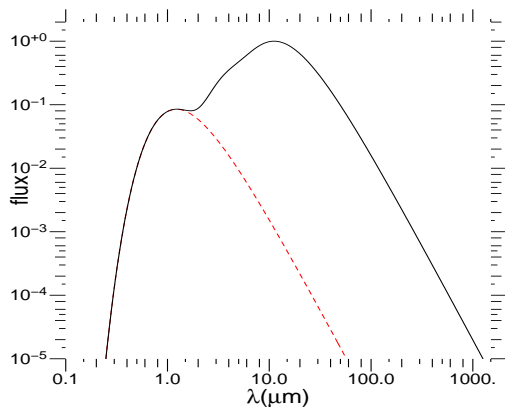
(b) Schéma d'un objet de classe 0. L'enveloppe et le disque circumstellaire sont représentés en marron tandis que l'étoile centrale est en jaune. L'accrétion est représentée par les flèches noires.

FIGURE 1.1 – SED et schéma explicatif d'un objet de classe 0.

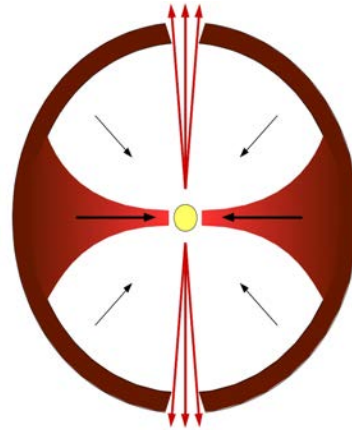
La topologie de l'accrétion est peu connue pour cette classe d'objets, étant masquée



par l'enveloppe. Néanmoins, celle-ci réduit rapidement la masse de cette dernière, qui diminue pour atteindre quelques dixièmes de masses solaires, (figure 1.2b) et alimente la protoétoile centrale et son disque. Le système passe de la classe 0 à ce stade, appelé classe I (Adams et al. 1987; Lada & Wilking 1984) en une centaine de milliers d'années ; il est caractérisé par une émission croissante en infrarouge moyen au fur et à mesure que l'épaisseur optique de l'enveloppe diminue (figure 1.2a), et par des flots bi-polaires importants.



(a) SED d'un objet de classe I typique. La courbe noire correspond à l'émission totale de l'objet (étoile, disque et enveloppe) tandis que la courbe en pointillés représente la contribution de l'étoile seule.



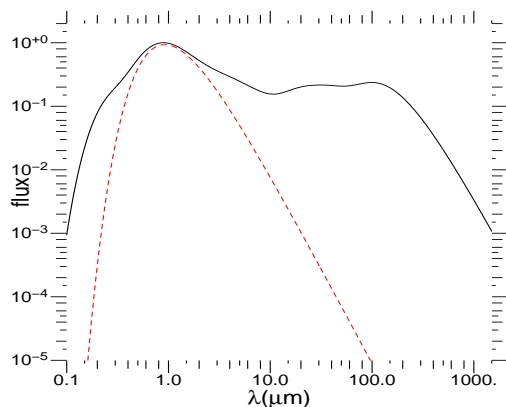
(b) Schéma d'un objet de classe I. L'enveloppe est toujours représentée par un cercle rouge sombre, l'accrétion par des flèches noires et l'étoile centrale par un rond jaune. La structure dans le plan médian représente le disque ; le dégradé de couleur représente la diminution de la température du disque en fonction du rayon. Finalement, les flèches rouges représentent les jets bipolaires de matière.

FIGURE 1.2 – SED et schéma explicatif d'un objet de classe I.

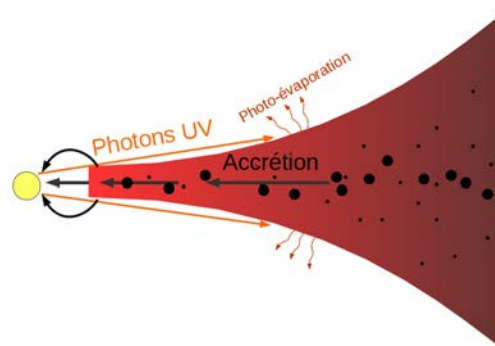
L'accrétion de l'enveloppe sur l'étoile et le disque continue jusqu'à sa disparition totale, au bout d'un million d'années environ. Le système est alors considéré comme étant de classe II et émet sur tout le domaine spectral. La période de la formation stellaire est finie, l'accrétion de matière sur l'étoile s'élevant au mieux à quelques  $10^{-7}$  masses solaires (figure 1.3b). L'étoile n'a cependant pas encore commencé les réactions de fusion de l'hydrogène. Elle est désignée sous le terme d'étoile de la pré-séquence principale (*PMS star*) et son emplacement sur le diagramme Hertzsprung-Russel, associé à des modèles d'évolution stellaire (Hayashi 1961; Siess et al. 2000; Chabrier et al. 2000), permet de déterminer son âge et sa masse. La masse du disque est réduite à quelques millièmes de masse solaires en règle générale au cours de cette phase. Les grains de poussières le composant voient leur taille augmenter par agglomération, ce qui accélère le processus de sédimentation dans le plan médian du disque.

L'accrétion de matière sur l'étoile libère une quantité appréciable d'énergie, qui peut être observée (grâce à la diminution de l'extinction) sous la forme d'un excès de

luminosité dans le domaine UV pouvant atteindre quelques dixièmes de la luminosité de l'étoile centrale. Le disque domine quant à lui l'émission dans les domaines infrarouges et millimétriques (figure 1.3a).



(a) SED d'un objet de classe II, ou disque circumstellaire. La courbe noire et en pointillés rouges représentent respectivement la SED totale de l'objet et de l'étoile seule.



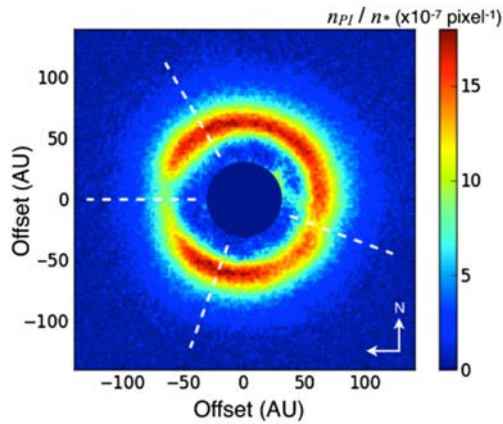
(b) Schéma des processus (agglomération et sédimentation de la poussière, accrétion sur l'étoile centrale et photo-évaporation du gaz) à l'oeuvre dans un disque protoplanétaire typique.

FIGURE 1.3 – SED et schéma explicatif d'un objet de classe II

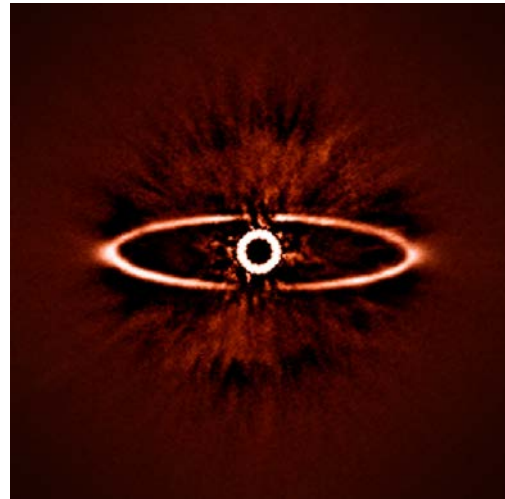
Avec la disparition de l'enveloppe, le disque circumstellaire perd son réservoir de matière. L'accrétion de gaz sur l'étoile diminue – les régions externes servant de moins en moins de stock de matière pour remplir les régions internes –, tandis que le gaz sur la surface du disque est chauffé à environ 10000K par les rayonnements UV et X. Au-delà d'un rayon critique, dépendant du type de rayonnement incident (Alexander et al. 2013), la vitesse thermique du gaz est supérieure à la vitesse de libération et le gaz est photo-évaporé sous la forme d'un vent de matière qui n'est plus remplacée. Au bout d'un certain temps l'accrétion dépeuple les parties internes du disque créant une cavité centrale, et la photo-évaporation chasse rapidement le gaz des premières unités astronomiques du disque. Durant cette phase l'agglomération et la sédimentation des grains se poursuivent et des corps planétaires se forment et accrètent la matière présente dans leurs sphères de Hill, creusant des sillons dans le disque (figure 1.5b). La déplétion de matière dans le disque résulte en une baisse de flux du disque à certaines longueurs d'ondes, comme il est montré dans la figure 1.5a.

Les disques arborant de telles cavités centrales et/ou des sillons créés par les protoplanètes la photoévaporation, la croissance des grains de poussière, etc. sont appelés disques de transition. Un exemple récent de ces disques de transitions est l'étoile PDS 70 (figure 1.4a) qui montre une grande cavité centrale et un disque s'étendant au delà. HD 142527, dont nous parlerons dans le chapitre 7, est un autre exemple de disque de transition avec une cavité centrale encore plus grande.

Lorsque tout le gaz a été évacué ou accrété, la pression de radiation et l'effet Poynting-Robertson chassent et accrètent les petits grains de poussière restants. Le système entre alors dans la classe III, caractérisé par un disque de débris ne contenant que

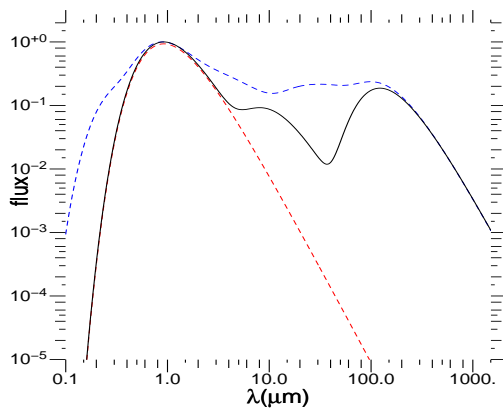


(a) Le disque de transition de PDS 70, observé par le télescope SUBARU en bande H. Image tirée de Takami et al. (2014).

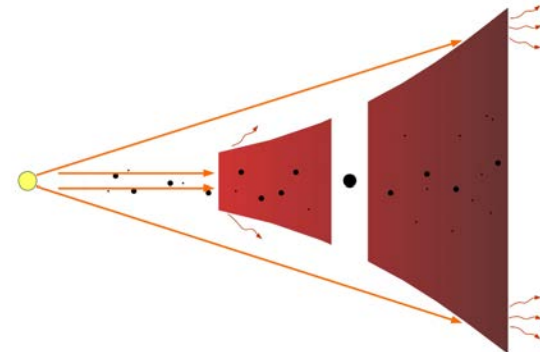


(b) Image du disque de débris entourant HR4796, observé par l'instrument SPHERE .

FIGURE 1.4 – Images du disque de transition de PDS 70 et du disque de débris de HR 4796.



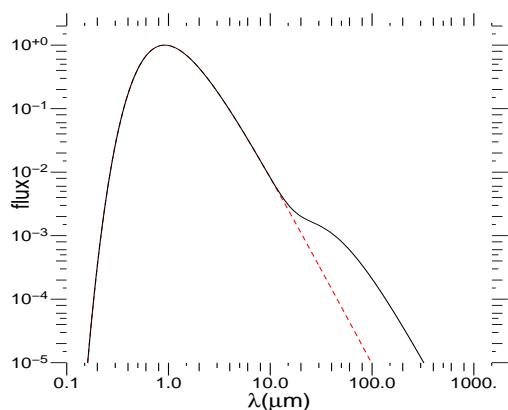
(a) SED d'un disque de transition marqué par une cavité centrale due à l'accrétion et à la photoévaporation, et un sillon créé par l'Interaction gravitationnelle d'une protoplanète. La courbe noire est l'émission totale du disque de transition et de l'étoile, la courbe rouge celle de l'étoile seule et la courbe bleue est celle du disque protoplanétaire présentée dans la figure 1.3a.



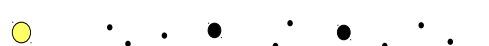
(b) Schéma d'un disque de transition caractérisé d'une part par une cavité centrale causée par l'accrétion et la photoévaporation du gaz, et d'autre part par une zone dépeuplée de matière par l'interaction d'une planète nouvellement formée .

FIGURE 1.5 – SED et schéma explicatif d'un disque de transition.

des planètes et planétésimaux (figure 1.6b) et émettant très faiblement en infrarouge lointain et dans le domaine millimétrique (figure 1.6a). Le disque entourant HR 4796 (figure 1.4b) est un exemple de disque de débris célèbre. La poussière observée dans ces disques est dite de seconde génération, étant formée par cascades collisionnelles.



(a) SED d'un disque de débris. Comme pour les images précédentes, la courbe noire représente l'émission totale de l'objet tandis que la courbe rouge est la contribution de l'étoile centrale.



(b) Schéma d'un disque de débris, formé uniquement de planètes et planétésimaux. La poussière créée par les chocs entre les différents corps, dite poussière de seconde génération n'est pas représentée ici.

FIGURE 1.6 – SED et schéma explicatif d'un disque de débris.

### 1.3 Description générale d'un disque circumstellaire

Après avoir résumé la formation stellaire et planétaire, penchons nous sur les disques circumstellaires composant les objets de classe II.

#### Petit historique sur les modèles de disques

Les observations d'objets jeunes dans les domaines visibles, infrarouges et millimétriques ont permis d'apporter assez tôt des contraintes sur l'environnement des objets jeunes. Comme il a été mentionné plus tôt, le premier modèle de disque permettant de modéliser les SED d'objets jeunes fut présenté par [Lynden-Bell & Pringle \(1974\)](#)<sup>2</sup> et consiste en un disque plat et fin, considéré comme une succession d'anneaux de corps noirs. La température  $T_d(r)$  de ces anneaux est déterminée en fonction du rayon par l'éclairement en lumière rasante de l'étoile centrale, la dissipation visqueuse et le refroidissement par rayonnement du disque. Dans cette configuration la température du disque  $T_d(r)$  est proportionnelle à  $r^{-3/4}$  et la SED est calculée en additionnant les contributions de ces anneaux.

Ce premier modèle de disque plat d'accrétion, et ses variantes successives, permet d'ajuster la SED de certaines étoiles de type T Tauri et de Herbig ([Bertout et al. 1988](#); [Hillenbrand et al. 1992](#)). Ces modèles échouent cependant à ajuster les SED de nombreux objets jeunes, dont l'émission diminue plus lentement à grande longueur d'onde que ceux-ci.

La température de ces disques étant estimée grâce à la SED comme étant proportionnelle à  $r^{-1/2}$ , un modèle de disque évasé fut présenté par [Kenyon & Hartmann](#)

2. Un modèle de disque similaire fut proposé peu de temps avant par [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#), modélisant l'environnement des trous noirs et étoiles à neutrons.

(1987). Ce modèle voit l'angle d'ouverture du disque augmenter en fonction du rayon, permettant aux parties externes d'intercepter plus de lumière stellaire, et être plus chaudes que pour le disque plat d'accrétion. Des études sur la température dans le disque et la prise en compte de l'opacité de la poussière (Calvet et al. 1991) ont finalement permis de créer le modèle à deux couches de Chiang & Goldreich (1997), qui sera perfectionné par Dullemond et al. (2001) en ajoutant une cavité centrale, causée par la sublimation de la poussière.

## La structure et la composition du disque

Les disques circumstellaires sont composés, comme il a déjà été dit, de gaz et de grains de poussières (principalement composés de silicates), ces derniers ayant une taille observée allant du dixième de micromètre (voire moins pour les PAH<sup>3</sup>) au centimètre. Le disque en lui-même est évasé, sa hauteur d'échelle croissant plus que linéairement par rapport au rayon du disque, jusqu'à son rayon externe. La limite du disque externe n'est pas nette, des observations de la raie de CO 1-0 dans le domaine millimétrique donnant des valeurs du rayon externe plus grandes que l'estimation, pour le même disque, faite à partir de données obtenues dans le visible ou le proche infrarouge. Une étude de Hughes et al. (2008) donne une explication à cette variation de l'estimation du rayon externe sous la forme d'un bord externe biseauté (*tapered-edge disk*, Lynden-Bell & Pringle (1974); Hartmann et al. (1998)). Celui-ci, conséquence de la conservation du moment cinétique engendré par l'accrétion, voit sa densité diminuer de manière exponentielle au delà d'un rayon critique ; les observations en lumière diffusée, dans le visible ou proche infrarouge détectent donc le disque jusqu'à ce rayon critique environ, tandis que les observations dans le domaine millimétrique voient le CO au-delà.

Si le gaz compte pour 99% environ de la masse totale du disque, et dirige la dynamique de celui-ci, c'est la poussière qui domine fortement l'opacité, et donc l'émission continue que nous détectons. La température de celle-ci dépend de sa distance à l'étoile ainsi que de sa position dans le disque, les grains dans les couches supérieures étant plus chauds que ceux proches du plan médian.

Dans les parties du disque proches de l'étoile, les grains en deçà d'un certain rayon, appelé rayon de sublimation, voient leur température devenir supérieure à leur température de sublimation, environ 1500K. Ces grains se... subliment, laissant les parties les plus proches de l'étoile vides de poussières et composées uniquement de gaz optiquement mince (Dullemond et al. 2001), tandis qu'un mur arrondi de poussières chaudes entoure l'étoile et marque le début du disque de poussières. Le gaz proche de l'étoile est accrété par l'étoile en suivant les lignes de champ magnétique, et un excès UV important résulte de la libération de l'énergie cinétique de l'accrétion.

---

3. *hydrocarbures polycycliques aromatiques*, molécules composées de multiples anneaux de carbones (PAH, Allamandola et al. (1989); Leger et al. (1989))

## 1.4 L'observation des disques circumstellaires

### Les domaines de longueur d'ondes et les régions du disque

Comme il a déjà été noté dans ce chapitre, la température du disque n'est pas unique, les régions les plus éloignées de l'étoile étant chauffées à quelques dizaines de Kelvin tandis que le bord interne du disque atteint les 1500K. Cette variation de température implique que les différentes régions du disque vont chacune principalement émettre dans un certain domaine de longueur d'onde.

Ainsi, le bord interne du disque (situé à environ 0.1ua) émettra principalement en infrarouge proche ( $1-3\mu\text{m}$ ) tandis que la première unité astronomique émet principalement entre 3 et  $10\mu\text{m}$  environ. Les 10 premières ua sont responsables de l'excès entre 10 et  $20\mu\text{m}$  et les régions plus lointaines produisent un excès en infrarouge moyen et lointain. Finalement, le domaine submillimétrique est dominé par l'émission des régions externes et froides du disque. L'excès observé dans le domaine UV est lui produit par l'accrétion de matière sur l'étoile centrale. La figure 1.7 schématise les domaines d'émission des différentes régions du disque.

### La Distribution Spectrale d'Énergie

La distribution Spectrale d'Énergie (SED), dont nous avons vu quelques exemples dans ce chapitre, fut historiquement la première technique permettant de caractériser l'environnement des objets jeunes, avec les observations et études de [Mendoza V. \(1966, 1968\)](#) et [Cohen \(1973\)](#), attribuant l'excès infrarouge à la présence de poussières de silicates autour de l'étoile.

La SED se base sur les observations photométriques à différentes longueurs d'ondes de l'objet, dont les excès sont dus aux températures différentes des différentes régions du disque circumstellaire (figure 1.7) pour essayer de contraindre sa structure et son étendue. La SED permet ainsi de classer les disques autour des étoiles de Herbig en 2 groupes ([Meeus et al. 2001](#)), ceux évases, et ceux présentant un obscurcissement dû à eux mêmes (*self-shadowed disk*), conséquence d'un renflement du bord interne dû au chauffage direct de l'étoile ([Dullemond et al. 2003](#)). L'ajustement des SED des étoiles de plus faible masse ne nécessitent pas ce bord interne surélevé pour reproduire les observations. La détermination de la classe des objets est lui aussi effectué par l'étude de la SED, plus particulièrement par la pente de la SED en infrarouge moyen.

La SED donne néanmoins une vision très partielle de l'environnement d'une étoile jeune, étant dépendante du modèle utilisé pour son ajustement. Ainsi, un modèle de disque ou d'enveloppe peut donner des résultats équivalents sur l'ajustement de la SED seule ([Vinković et al. 2003](#)). Cette technique permet néanmoins, si elle est associée à des techniques contraignant l'étendue spatiale de l'objet ([Lachaume et al. 2003](#); [Schneider et al. 2003](#)) de réduire fortement le nombre de degrés de liberté du modèle et de contraindre fortement celui-ci. Mon travail de thèse se base en partie sur cette association de la SED et d'autres techniques d'observation pour contraindre en particulier les parties internes des disques circumstellaires. Nous y reviendrons plus tard.

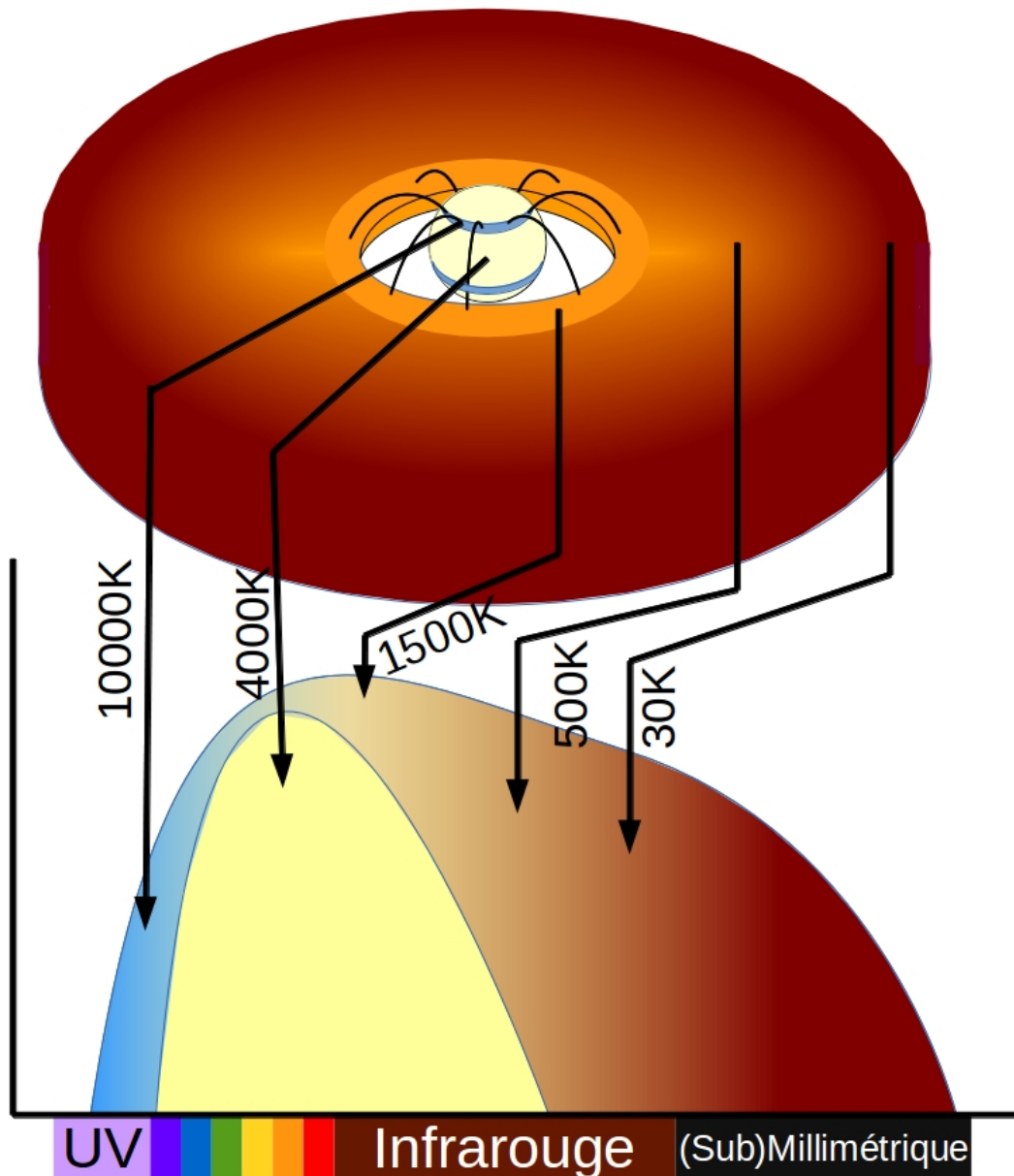


FIGURE 1.7 – Domaines d'émission des différentes régions d'un disque circumstellaire.

### La spectroscopie infrarouge

Les observations en spectroscopie infrarouge du télescope spatial ISO, puis celles de SPITZER nous ont donné une moisson de résultats à propos de la poussière gravitant dans les couches supérieures des disques circumstellaires. En effet, l'intervalle de longueurs d'onde entre 3 et 100  $\mu\text{m}$  présente de nombreuses raies d'émission provenant des résonances vibrationnelles des grains de poussières, des très petits grains qui sont hors équilibre radiatif, ainsi que des molécules de glaces d'eau et de  $\text{CO}_2$  dans les grains des couches externes du disque.

La caractéristique la plus "visible" des observations spectroscopiques en infrarouge moyen sont la présence de bandes d'émission à environ 10 et 20  $\mu\text{m}$ , causées par la

vibration de la liaison Si–O et aux flexions de la structure O–Si–O des grains de silicates (Dorschner 2003). La forme, l'amplitude et la longueur d'onde centrale de ces bandes d'émission sont dépendantes de la taille, de la composition et de la cristallinité des grains composant les couches supérieures du disque ; divers ajustements des spectres SPITZER et ISO par une mixture de silicates (dont des exemples sont données dans la figure 1.8) ont permis de déduire la composition de certains disques circumstellaires (Malfait et al. 1998b; van Boekel et al. 2005; Olofsson et al. 2010).

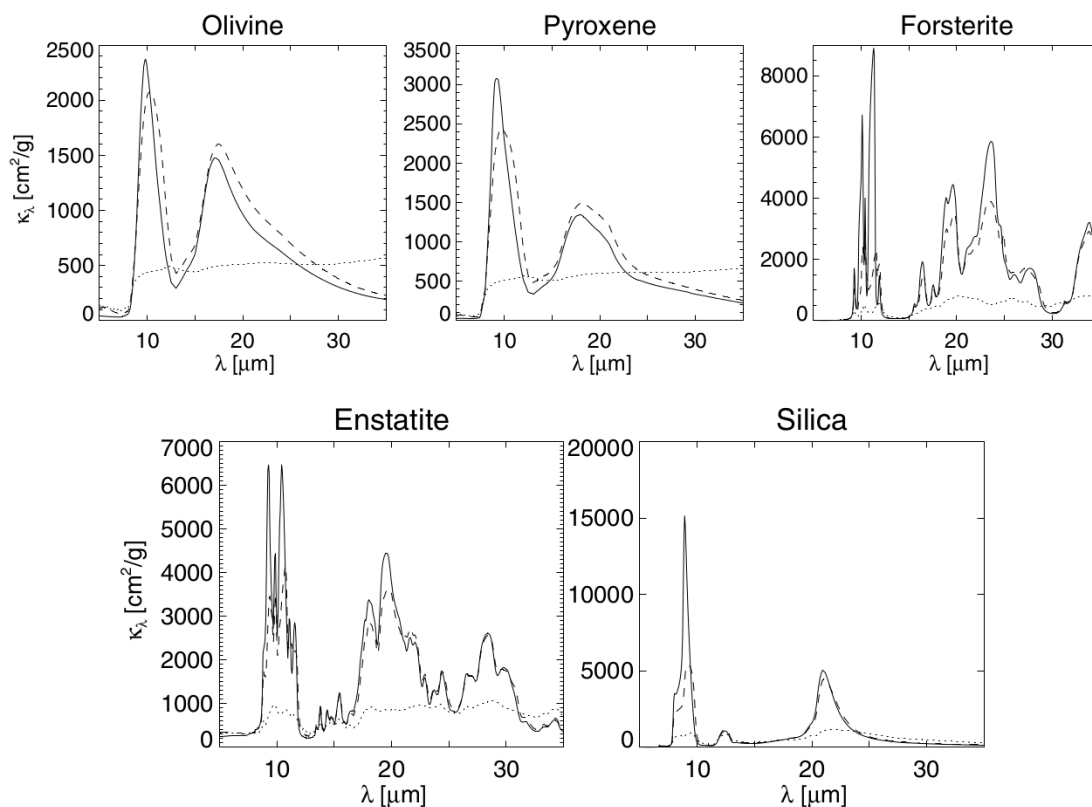


FIGURE 1.8 – Opacités de différentes poussières composant les disques circumstellaires, en fonction de la longueur d'onde pour des grains de 0.1 (lignes continues), 1 (lignes hachurées) et 6  $\mu\text{m}$  (lignes en pointillés). Pour ces 5 types de silicates, on peut apercevoir les bandes d'émission à environ 10 et 20  $\mu\text{m}$ , où l'opacité de la poussière étudiée est fortement accrue. Cette image est tirée de Olofsson et al. (2010).

Les couches supérieures du disque arborent des grains de très petite taille n'étant pas à l'équilibre radiatif. Des raies à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7  $\mu\text{m}$  observées dans les disques circumstellaires (Acke & van den Ancker 2004) auraient ainsi pour origine les résonances C-C et C-H des PAH. Ces grains ont un rôle important dans le chauffage du gaz, absorbant efficacement le rayonnement UV de l'étoile et réémettant l'énergie reçue par les raies de PAH en infrarouge proche.

## L'imagerie directe

Bien que l'observation directe soit la plus ancienne technique utilisée dans le domaine de l'astronomie, ce n'est que récemment que des images de disques ont pu être



obtenues. En effet, la détection de ceux-ci est rendue difficile par la turbulence atmosphérique ainsi que l'éclat de l'étoile centrale qui occulte son environnement.

La mise en orbite du HST et la mise en place de systèmes d'optique adaptative toujours plus performants sur les télescopes terrestres tendent à réduire (ou à éviter) le problème de la turbulence ; le contraste entre l'étoile centrale et son disque reste lui un problème de taille. Les premières images de disques obtenues (HH30 et HK Tau B) sont pour cela des images de disques vu par la tranche (*edge-on disk*), le contraste entre l'étoile cachée et le disque étant ainsi fortement réduit. Ces images montrent des disques évasés, dont la taille peut être déduite directement et dont la luminosité est due à la diffusion de la lumière stellaire par le disque. Les disques moins inclinés sont plus difficiles à observer, la lumière stellaire masquant complètement l'environnement. Diverses stratégies sont utilisées pour contourner ce problème et voir le disque. L'image peut être par exemple soustraite (après observation) de la fonction d'étalement du point (*PSF*) qui est généralement acquise en observant une étoile non résolue par le télescope. une autre technique implique un coronographe qui bloque (durant les observations) la lumière provenant des parties centrales du disque. Diverses techniques d'observations telles que ADI (Marois et al. 2006), LOCI (Lafrenière et al. 2007), etc. utilisent la rotation du champs de vue au cours du temps afin de retirer (partiellement) le signal de l'étoile et de ne conserver que son environnement. Les images résultantes permettent d'étudier les inhomogénéités du disque telles que des spirales, des sillons, ou des compagnons substellaires ou planétaires. Les techniques actuelles permettent de voir le disque en lumière diffusée du bord externe jusqu'aux premières 100 mas.

Une dernière technique dont je vais parler est la technique d'interférométrie. Cette thèse portant principalement sur l'observation des disques circumstellaires par interférométrie en infrarouge proche, le prochain chapitre présentera cette technique, les installations requises pour l'utiliser, ainsi que la théorie et les observables associées.

# Chapitre 2

## Introduction à l'interférométrie

### 2.1 Le pouvoir de résolution des télescopes et les avantages de l'interférométrie infrarouge

L'une des caractéristiques les plus importantes d'un télescope est sa résolution angulaire. Cette résolution détermine l'angle minimal à partir duquel deux points contigus peuvent être discernés ; ces deux points sont dits résolus par le télescope et peuvent être en théorie étudiés séparément. La résolution angulaire est proportionnelle à la longueur d'onde d'observation et est définie par le critère de Rayleigh :  $R \approx 1.22\lambda/D$ <sup>1</sup>, où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation et  $D$  le diamètre du télescope.

Un télescope de 10 mètres (à peu près la taille maximale atteinte à ce jour en dehors des radio-télescopes) observant en bande H (soit  $\lambda = 1.65\mu\text{m}$ , dans l'infrarouge proche) a donc une résolution spatiale de  $2 \times 10^{-7}$  degrés, soit environ 40 milliseconde d'arc (mas) ; assez pour distinguer deux points lumineux séparés de 60 mètres sur la lune.

Augmenter le diamètre des télescopes est donc impératif afin de résoudre les objets que l'on veut observer et de mieux discerner les détails de ceux-ci. L'augmentation de la taille des télescopes permet aussi d'augmenter la collecte de lumière provenant de ces objets, et donc d'observer des objets plus faibles et de réduire le temps d'observation nécessaire pour chaque objet.

Augmenter la taille des télescopes n'est cependant pas sans inconvénients. La turbulence atmosphérique tend à limiter la résolution des télescopes, et doit être compensée par des systèmes d'optique adaptative, qui corrigent par un miroir déformable le front d'onde déformé par la turbulence. La correction n'est pas parfaite, les systèmes d'optique adaptative *extrême* ayant au mieux un rapport de Strehl<sup>2</sup> de l'ordre de 85% en bande H. La taille des télescopes a aussi une limitation technologique et pécuniaire. En effet les projets de télescopes de très grande taille ont un cout dépassant le milliard d'euros pour un diamètre ne dépassant pas les 40 mètres.

Ces télescopes extrêmement grands auront donc une résolution angulaire de 10 mas

---

1. Cette valeur correspond à la distance angulaire entre deux points pour laquelle le maximum de la tache d'Airy du premier point se trouve au premier minimum de la tache d'Airy du second.

2. Le rapport de Strehl est le rapport entre le maximum du signal reçu et le maximum de celui-ci sans turbulence. Un système avec un rapport de Strehl de 1 corrigerait donc parfaitement les déformations du front d'onde dues à la turbulence.

en bande H ce qui correspond à environ 2 ua à 150 pc, la distance de la plupart des régions de formation stellaire. Les parties internes des disques protoplanétaires ne seront donc pas résolues avec ces instruments.

Une manière d'augmenter la résolution d'un télescope est de faire varier la longueur d'onde au lieu du diamètre. Divers instruments, tels que MAGAO (Close et al. 2012) et ZIMPOL (Thalmann et al. 2008) opèrent ainsi dans la bande R (et la raie H $\alpha$ ), ce qui permet d'augmenter la résolution d'un facteur 2.5 par rapport à des observations similaires en bande H, et de diminuer la PSF de l'étoile centrale de ce même facteur. Diminuer la longueur d'onde d'observation augmente néanmoins le contraste entre l'étoile et son environnement, ce qui noie le signal de ce dernier. De plus, le changement de longueur d'onde d'observation induit un changement de la nature des informations disponibles ; par exemple, la longueur d'onde de la raie H $\alpha$  est liée à l'accrétion, tandis que la détermination de la composition de la poussière circumstellaire est faite grâce à l'observation du disque entre 7 et 20  $\mu\text{m}$ .

Un interféromètre contourne le problème du diamètre en collectant et faisant interférer la lumière de paires de télescopes pouvant être séparées de plusieurs dizaines de mètres<sup>3</sup>. La combinaison des faisceaux lumineux donne des franges d'interférences, dont l'amplitude et le décalage par rapport à une position de référence donnent des informations sur l'environnement observé. La résolution atteinte par les interféromètres est environ égale à  $\lambda/B_m$ , où la base  $B_m$  est la séparation entre les deux télescopes, en mètres. Les interféromètres existants et opérant dans le visible ou l'infrarouge proche ont une résolution angulaire atteignant la milliarcseconde<sup>4</sup>, soit 0.15 ua à 150 pc, ce qui permet de sonder des parties inaccessibles aux télescopes conventionnels présents et à venir.

## 2.2 Histoire de l'interférométrie

L'histoire de l'interférométrie peut remonter jusqu'à l'expérience des fentes d'Young en 1801 qui nous apprend que le passage de la lumière d'une source lumineuse à travers 2 ouvertures circulaires produit des franges d'interférences, dont l'écartement dépend (pour une source placée à l'infini) de la séparation des ouvertures, de la longueur d'onde et de la distance entre les ouvertures et le détecteur.

L'application des fentes d'Young à l'astronomie a été envisagée par Fizeau en 1868 qui démontre comment déterminer le rayon des étoiles par la diminution du contraste des franges lors de l'augmentation de la distance entre les deux ouvertures. La première observation d'une étoile par interférométrie est elle effectuée par Stefan en 1873 sur l'étoile Sirius ; L'étoile n'est pas résolue à cause de la petite taille (80 cm) du télescope de Marseille mais les observations permettent de déterminer que l'étoile doit avoir un diamètre largement inférieur à 158 mas.

Il faut attendre les observations de Michelson en 1891 avec un télescope de 30 cm pour avoir une détermination du diamètre d'un corps céleste – les satellites galiléens – par interférométrie . Les premières déterminations de diamètres stellaires dans les années 1920 sont aussi l'œuvre de Michelson, qui réussit cet exploit en installant un

3. Ou milliers de kilomètres dans le cas des radio interféromètres inter-continentaux et spatiaux.

4. Suffisant pour distinguer une barque sur la Mer de la Tranquillité.



FIGURE 2.1 – L'interféromètre, constitué de 4 miroirs placés au sommet du télescope du Mont Wilson, ayant permis les premières déterminations de diamètres stellaires.

"double périscopie" de 6.1 mètres (visible dans la figure 2.1) au sommet du télescope du mont Wilson. L'interférométrie dans le visible tombe néanmoins en désuétude peu après, la turbulence atmosphérique à l'œuvre sur de plus grands télescopes rendant les mesures de franges d'interférences inexploitable.

Les contraintes atmosphériques et techniques étant moins importantes dans le domaine radio, les premières observations en radio-interférométrie sont effectuées dès 1956 par [Hanbury Brown & Twiss \(1956\)](#) sur l'étoile Sirius. Pour l'interférométrie optique, il faudra attendre le début des années 70 et les observations (à temps d'exposition court afin de figer la turbulence) de Vega par [Labeyrie \(1975\)](#) pour relancer l'intérêt de cette technique.

## 2.3 L'instrument

Le principe de base d'un interféromètre est présenté dans la figure 2.2. La lumière de l'étoile est collectée par deux télescopes séparés d'une certaine distance appelée base. Les deux faisceaux sont ensuite recombinaison sur un détecteur qui enregistre le contraste et la phase des franges d'interférences.

### Les cohérences temporelles et spatiales

Les objets observés en interférométrie le sont sur une plage de longueur d'onde plus ou moins limitée en fonction de la résolution spectrale. La différence de chemin optique (visible en vert dans la figure 2.3) entre les deux faisceaux de l'interféromètre

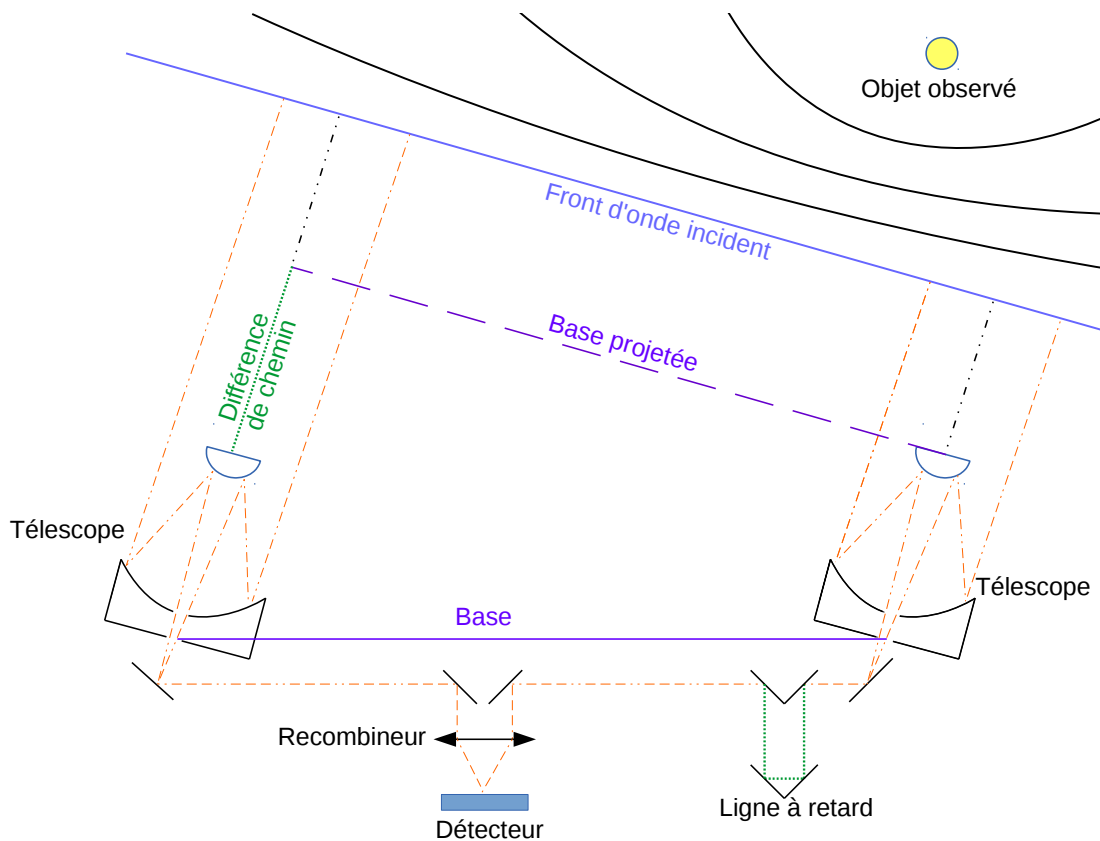


FIGURE 2.2 – Schéma explicatif du fonctionnement d'un interféromètre.

doit donc être inférieure à la cohérence temporelle des faisceaux observés pour que des franges d'interférences puissent être détectées par l'interféromètre.

Celle-ci fait référence aux valeurs du front d'onde incident à deux instants différents. Le rayonnement étant polychromatique, la somme des ondes monochromatiques le composant induit une perte de contraste au cours du temps, comme nous pouvons le voir dans la figure 2.3. La longueur de cohérence, déterminant la longueur où cette onde s'annule, est définie comme  $L_c = c\nu = \lambda^2/\Delta\lambda$  avec  $\lambda$  la longueur d'onde moyenne du faisceau incident et  $\Delta\lambda$  sa largeur spectrale. Pour éviter une perte de cohérence néfaste pour la détection des franges d'interférences, le faisceau ayant le chemin optique le plus court passe dans une ligne à retard, visible dans la figure 2.2. La longueur de cette ligne à retard varie continuellement suivant la position de l'objet dans le ciel afin de d'avoir une différence de chemin optique de l'ordre de la fraction millimètre ; un suiveur de frange compense ensuite cette différence de chemin optique, qui est finalement égale à une fraction de la longueur de cohérence<sup>5</sup>.

Si la source est étendue, l'addition d'ondes incohérentes émises à des endroits différents de celle-ci résulte en un brouillage des franges et une diminution du contraste de ces dernières. Cette diminution est dépendante de la séparation entre les télescopes et maximale pour une séparation supérieure à la largeur de cohérence  $l_c = \lambda d/\delta I$ , avec

5. Pour information, les lignes à retard du VLTI sont longues d'une centaine de mètres et ont une précision de l'ordre du micromètre, ce qui permet d'apprécier la prouesse technologique à l'œuvre.

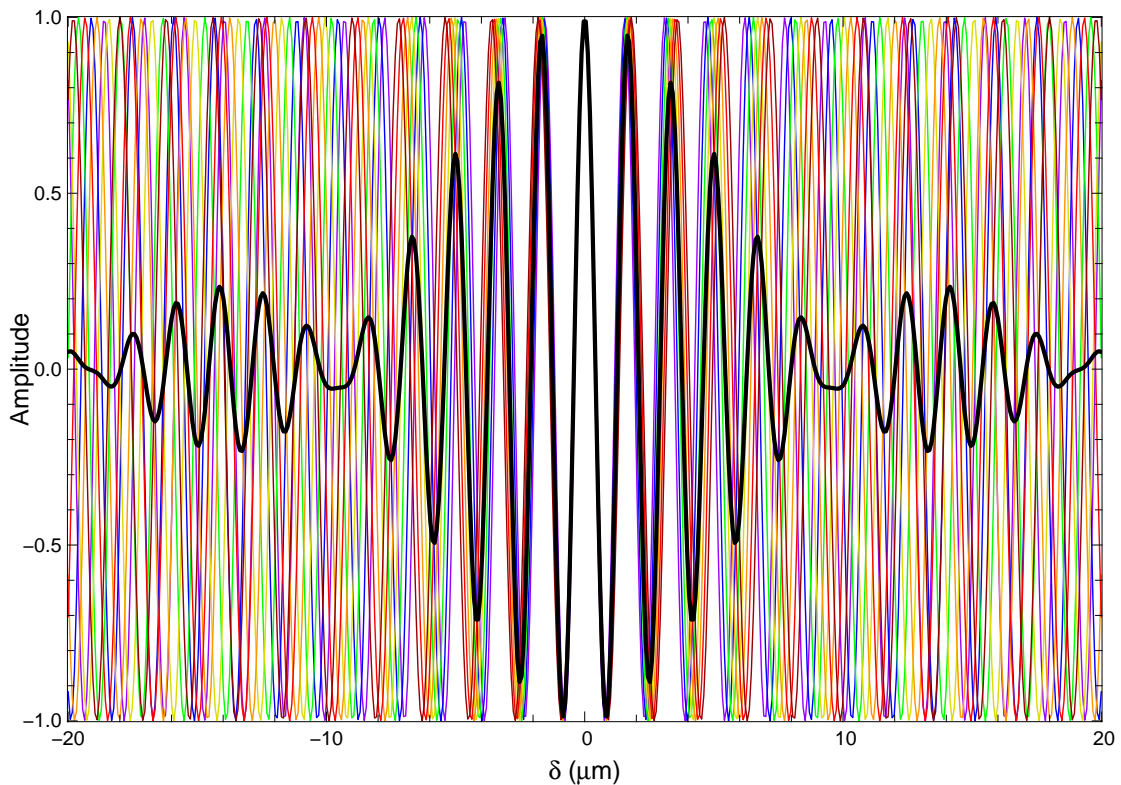


FIGURE 2.3 – Cohérence spectrale d'une onde non monochromatique (en noir) composée de 7 ondes lumineuses ayant une longueur d'onde entre  $1.55$  (en violet) et  $1.8\mu\text{m}$  (en carmin), en fonction de la différence de chemin optique  $c\tau$ .

$d$  la distance entre l'objet et les télescopes,  $\delta I$  la largeur de la distribution d'intensité de cet objet et  $\lambda$ , la longueur d'onde d'observation.

## 2.4 La théorie de l'interférométrie et les observables

### Le théorème de Zernike-Van cittert

Considérons une source lumineuse d'intensité  $I(\vec{\alpha})$  quelconque. La visibilité complexe  $\Gamma$  est reliée à  $I$  par une transformée de Fourier :

$$\Gamma(\vec{B}/\lambda) = |\Gamma|e^{i\phi} = \frac{\int \int I(\vec{\alpha})e^{-2\pi i(\vec{\alpha}\cdot\vec{B}/\lambda)}d\vec{\theta}}{\int \int I(\vec{\alpha})d\vec{\theta}} \quad (2.1)$$

avec  $\vec{B}$  la base en mètres et  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation ;  $B/\lambda$  étant appelée la fréquence spatiale, généralement présentée en nombre de longueur d'onde. Le plan de Fourier où sont représentées les fréquences spatiales est appelé le plan  $(u,v)$  et a pour axes  $\vec{u}$  et  $\vec{v}$ . Un interféromètre mesure l'amplitude  $|\Gamma|$ , aussi appelée visibilité, et la phase de cette visibilité  $\phi$  à une fréquence spatiale  $\frac{\vec{B}}{\lambda}$ .

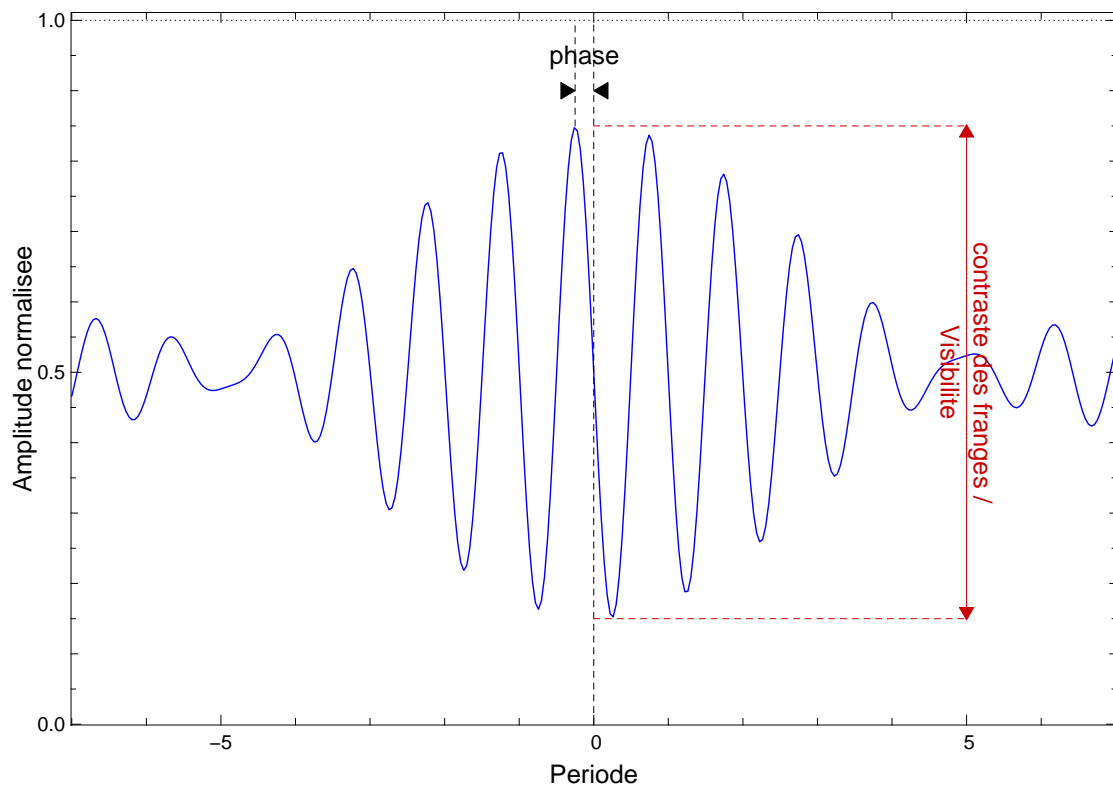


FIGURE 2.4 – Détermination de la visibilité et de la phase. La visibilité est fixée à 0.7 et est reliée aux intensités minimum et maximum de la frange d'interférence. La phase, fixée à  $90^\circ$ , mesure le déplacement de cette frange par rapport à la position de référence.

### La visibilité

Cette observable est normalisée, pour l'interférométrie infrarouge, par la visibilité de la source à fréquence  $B/\lambda$  nulle. Une source ayant une visibilité de 1 n'est pas résolue par l'Interféromètre (la transformée d'une source ponctuelle étant une fonction constante), tandis qu'à l'inverse, une source très résolue aura une visibilité égale à 0.

Dans la pratique, on mesure plutôt le contraste des franges qui est relié à la visibilité par le rapport

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (2.2)$$

$I_{min}$  et  $I_{max}$  étant respectivement les intensités minimum et maximum des franges d'Interférences, visibles dans la figure 2.4.

Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, les interféromètres opérant dans le proche infrarouge ne peuvent mesurer la phase des visibilités complexes. Ceux-ci mesurent donc le carré de l'amplitude de la visibilité complexe  $|V|^2$ , nommé visibilité carrée.

### La phase et la clôture de phase

La phase est la position relative du paquet de franges par rapport à une position de référence, pour laquelle la différence de chemins optiques est nulle. Cette quantité, présentée dans la figure 2.4, détermine la position du photocentre de la distribution d'intensité de l'objet selon une base donnée<sup>6</sup>.

Malheureusement, la turbulence atmosphérique introduit pour chaque télescope un terme de phase aléatoire. Si ce terme varie lentement dans le domaine radio, ce qui permet de retrouver  $|\Gamma|$  et  $\phi$  pour les radio-interféromètres, ce n'est pas le cas dans l'infrarouge proche. La mesure de la phase est donc impossible pour les interféromètres opérant dans ce domaine. Pour remédier à ce problème et récupérer une partie de l'information contenue dans la phase, l'interférométrie infrarouge a recours à diverses méthodes. La clôture de phase est la plus simple d'entre elle à mettre en pratique, ne nécessitant que trois télescopes au minimum. Son principe a été introduit par [Jennison \(1958\)](#) et est schématisé dans la figure 2.5.

Les trois phases  $\phi_{12}$ ,  $\phi_{23}$  et  $\phi_{31}$  observées par trois télescopes  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  s'écrivent :

$$\begin{aligned}\phi_{12} &= \Phi_{12} + \theta_2 - \theta_1 \\ \phi_{23} &= \Phi_{23} + \theta_3 - \theta_2 \\ \phi_{31} &= \Phi_{31} + \theta_1 - \theta_3\end{aligned}\tag{2.3}$$

avec  $\Phi_{xy}$  la phase de l'objet détectée par les télescopes  $T_x$  et  $T_y$  sans turbulence et  $\theta_x$  la contribution de l'atmosphère. La somme des phases des trois télescopes se nomme clôture de phase, s'écrit :

$$CP_{123} = \sum \phi = \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{31}\tag{2.4}$$

et est donc indépendante de la turbulence atmosphérique (ou d'autres termes de phase aléatoires).

D'autres techniques permettent de retrouver l'information contenue dans la phase. La référence de phase ([Lane & Colavita 2003](#)) consiste à observer simultanément l'objet scientifique et un objet de référence à une distance angulaire proche (environ 10 secondes d'arc) de celui-ci. Les fronts d'onde de ces deux objets passant par les mêmes cellules de turbulences, les termes de phase dus à la turbulence seront les mêmes pour les deux objets. La phase de l'objet à étudier peut donc être corrigée des fluctuations atmosphériques grâce à la phase provenant de l'objet de référence. Cette technique permet donc de retrouver la phase de l'objet, mais nécessite un objet de référence brillant, proche de l'objet de science, et de préférence non résolu par l'interféromètre (pour avoir une phase égale à 0). Un usage plus ancien de cette technique est l'astrométrie de précision qui permet d'atteindre des précisions de quelques dizaines de micro-arcsecondes ([Shao & Colavita 1992](#)).

Une autre méthode, la phase différentielle ([Mourard et al. 1989](#)) fait appel à la dispersion spectrale : la phase des franges est mesurée pour chaque longueur d'onde observée, et l'une d'entre elles est considérée comme la phase de référence. Cette méthode

6. En effet, la transformée de Fourier d'une translation est un changement phase.



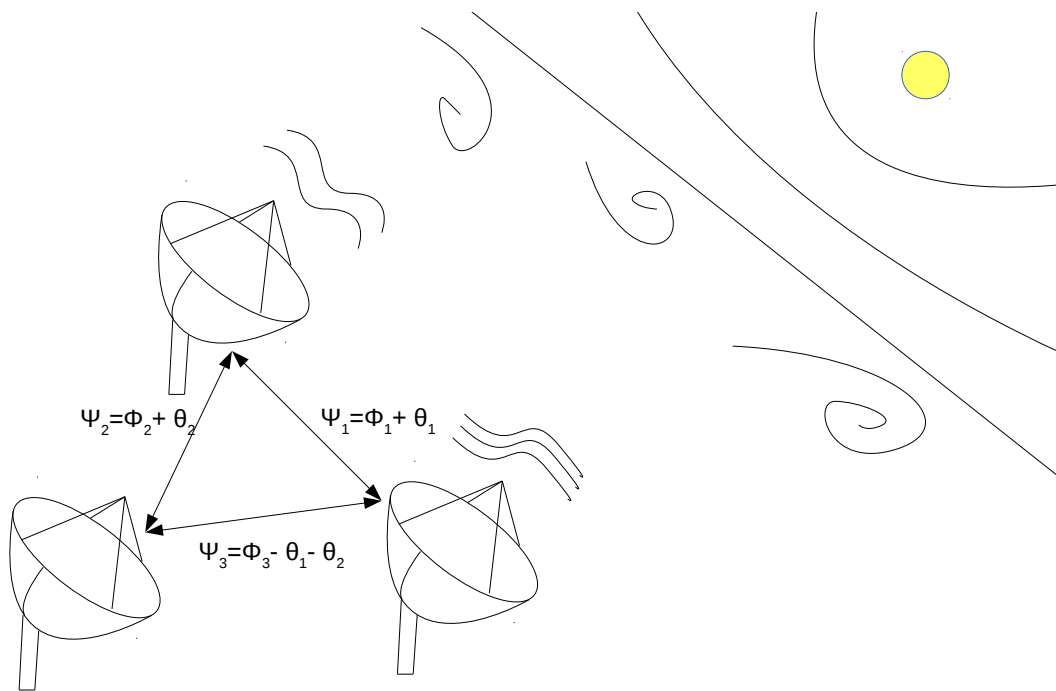


FIGURE 2.5 – Schéma explicatif de la clôture de phase.

permet d'accéder à la phase relative de l'objet mais nécessite un objet assez brillant pour pouvoir être observé sur plusieurs canaux spectraux.

### Couvrir le plan $(u, v)$

Les observations interférométriques permettent de résoudre des objets trop petits pour des télescopes conventionnels, mais les contraintes obtenues par ces observations sont dépendantes du nombre de données interférométriques disponibles. L'étude des corps célestes nécessitent le maximum de points  $(u, v)$  disponibles, répartis le mieux possible en termes de base et d'orientation, afin de tester et contraindre les modèles existants, voire de reconstruire une image à partir des données interférométriques (voir [Renard et al. \(2008\)](#), [Benisty et al. \(2011\)](#) et [Kluska et al. \(2014\)](#) pour apprécier les progrès dans ce domaine). Pour augmenter le nombre de points  $(u, v)$  disponibles, certaines solutions s'offrent à nous :

- Le nombre de visibilité étant égal à  $n(n - 1)/2$ , et le nombre de clôtures de phase à  $n(n - 1)(n - 2)/6$ ,  $n$  étant le nombre de télescopes, une solution possible est d'ajouter plus de télescopes. L'ajout d'un télescope permet ainsi d'augmenter considérablement la couverture du plan  $(u, v)$ . Cette stratégie est cependant extrêmement coûteuse financièrement parlant et difficile techniquement, et les interféromètres actuels ne prévoient pas d'agrandir leur parc de télescopes.
- Si la source varie peu temporellement, le déplacement de télescopes est aussi une bonne manière de compléter le plan  $(u, v)$ . Le VLTI propose par exemple trois configurations pour les télescopes auxiliaires (ATs) permettant de varier

la séparation et l'orientation des télescopes. Cette stratégie permet entre autres d'adapter les observations à la taille des objets observés. Le déplacement de télescopes est néanmoins une opération couteuse en temps, le déplacement d'un télescope demandant environ une journée dans le cas du VLTI. De plus, peu d'interféromètres ont des télescopes dont la position est reconfigurable.

- Une autre manière de couvrir le plan  $(u, v)$  est d'utiliser la rotation de la Terre, qui change l'orientation (et la longueur de la base) des télescopes au cours du temps. Cet effet, dit de super-synthèse, permet d'obtenir une couverture  $(u, v)$  assez importante pour peu que l'on observe suffisamment longtemps l'objet en question.
- La fréquence spatiale étant égale à  $B/\lambda$ , des fréquences spatiales différentes peuvent être sondées en variant la longueur d'onde d'observation. Dans la pratique, la lumière de l'objet observée est dispersée spectralement, et les franges sont enregistrées pour chaque canal spectral. Cette solution est cependant couteuse en flux et s'applique aux objets assez brillants, la lumière de ceux-ci étant divisée sur plusieurs canaux spectraux. L'objet observé peut aussi ne pas être un corps gris, comme nous pourrions le voir dans le cas de HD 142527 dans le chapitre 7 ; il faut donc considérer la variation de morphologie de la source en fonction de la longueur d'onde observée. Pour des objets ayant un environnement étendu, des techniques de reconstruction d'image mettent à profit cette variation de brillance, afin de retirer la contribution de l'étoile et de reconstruire uniquement l'environnement de celle-ci (Kluska et al. 2014).

Les figures 2.6a et 2.6b permettent de voir l'influence de l'ajout et du déplacement de télescopes sur le plan  $(u, v)$  (et donc sur le nombre de visibilité et clôtures de phases disponibles) tandis que la figure 2.7 montre l'augmentation de points  $(u, v)$  par l'effet de super-synthèse et la dispersion spectrale des faisceaux lumineux.

## 2.5 Le VLTI et PIONIER

Ma thèse s'est déroulée dans le cadre d'observations d'objets jeunes avec l'instrument PIONIER au VLTI. Cette section présente donc rapidement l'installation et l'instrument.

**Le VLTI**, pour *Very Large Telescope Interferometer* (Haguenauer et al. 2010) est comme son nom l'indique, l'interféromètre du VLT, situé sur le Cerro Paranal au Chili. Cet interféromètre peut faire interférer la lumière des quatre *Unit Telescopes* UTs ou des quatre *Auxiliary Telescopes* ATs composant le VLT. Afin de pouvoir couvrir le plan  $(u, v)$ , ces derniers sont déplacés régulièrement suivant 3 configurations : courte (pour avoir des bases entre 11 et 36m) intermédiaire (de 41 à 72m) et longue (de 57 à ~140m). La base maximum accessible pour les ATs est de 200m, mais cette dernière n'est jamais utilisée. En effet la station permettant cette base maximum a une fenêtre d'observation réduite, tant au niveau temporel (les lignes à retard ne permettent pas d'observer les

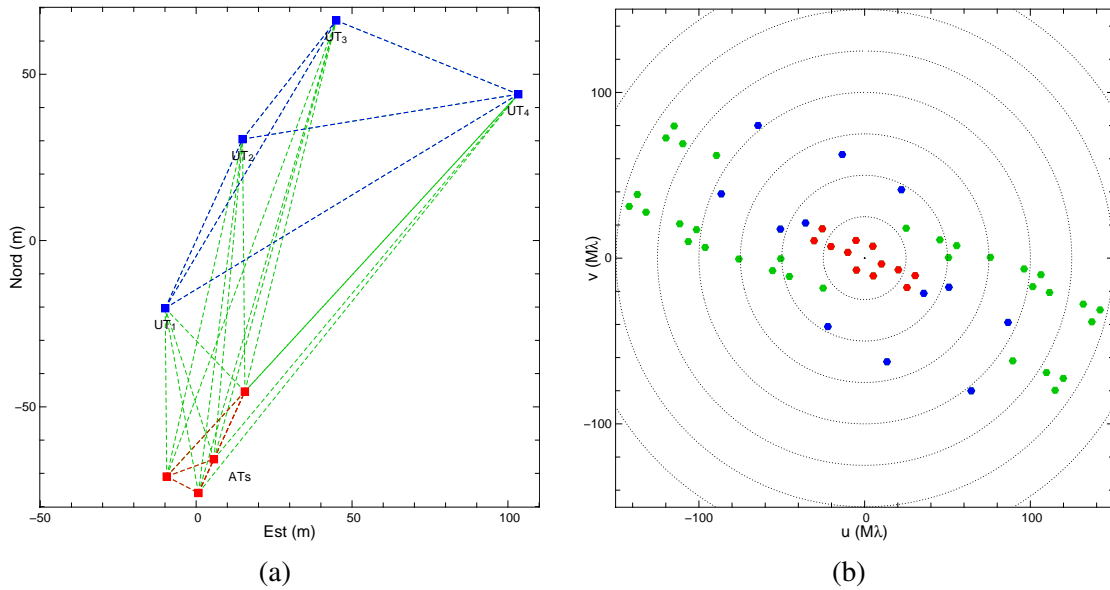


FIGURE 2.6 – *Figure de gauche* : Position des Unités télescopiques (UTs, carrés bleus), et des télescopes auxiliaires (ATs, carrés rouges) en configuration courte, installés au VLT. Les lignes hachurées représentent les bases pour les quatre UTs seuls (en bleu), les quatre ATs seuls (en rouge) tandis que les lignes vertes représentent les bases supplémentaires pour les 8 télescopes .

*Figure de droite* : Plan  $(u,v)$  simulé pour l'observation d'un objet céleste par les quatre UTs (en bleu), par les ATs (en rouges). Les points verts sont les points  $(u,v)$  en plus si l'observation est faite par les 8 télescopes.

étoiles loin du zénith dans cette configuration) qu'au niveau du ciel observable (les UTs en cachant une bonne partie). Pour améliorer les performances du VLTI, les UTs disposent de systèmes d'optique adaptative, tandis que les ATs sont équipés d'un *tip-tilt*, miroir inclinable permettant de centrer en temps réel l'image de l'objet décalée par la turbulence.

Le VLTI dispose de plusieurs instruments permettant d'observer des corps célestes à différentes longueurs d'ondes. Le tableau 2.1 donne un résumé des caractéristiques des instruments présents et à venir.

Instrument	$\lambda_{obs.}(\mu m)$	$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$	Nb télescopes	Magnitude Limite (UTs)
MIDI	8-13	30-230	2	$N \approx 4$
AMBER	1.2 ; 1.65 ; 2.2	30-12000	3	$K \approx 7.5$
PIONIER	1.65	5-45	4	$H \approx 8$ (ATs)
<i>MATISSE</i>	8-13	30-230	4	$N \approx 4$
<i>GRAVITY</i>	2.2	<4000	4	$K \approx 16$

Tableau 2.1 – Noms, longueurs d'onde d'observations, résolution spectrale, nombres de télescopes et magnitude limite des interféromètres présents et à venir (en italique) au VLTI.

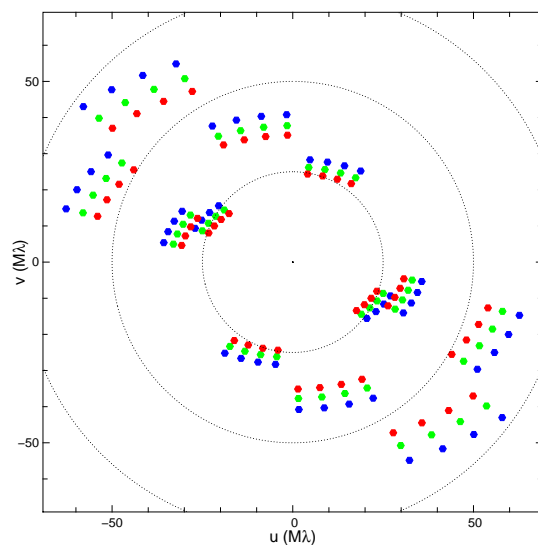


FIGURE 2.7 – Plan  $(u, v)$  simulé d'un objet observé à 4 moments différents (avec 30 minutes d'intervalle entre chaque observation), et dont la lumière à été dispersée sur 3 canaux spectraux. La rotation de la Terre et la dispersion spectrale de la lumière permettent de sonder différentes parties du plan  $(u, v)$  à chaque observation.

**PIONIER** (Le Bouquin et al. 2011) est un instrument interférométrique construit à Grenoble<sup>7</sup>, opérant en bande H et installé au VLTI. La grande sensibilité de cet instrument lui permet d'observer des objets de magnitude 8 en bande H avec les ATs ; En revanche, il est doté d'une faible résolution spectrale, les franges d'interférences pouvant être dispersées au mieux sur 7 canaux spectraux. La sensibilité de cet instrument repose sur l'emploi d'un composant d'optique intégrée, ce qui permet d'éviter la perte de flux par les réflexions successives des faisceaux sur les miroirs composants les instruments interférométriques traditionnels. L'utilisation de ce composant optique permet de plus un gain de place conséquent, celui-ci faisant environ 2 centimètres sur 6.

Une image de l'instrument est présentée dans la figure 2.8. La lumière provenant des télescopes passe par des filtres dichroïques (en position de repos dans l'image) réfléchissant la lumière en bande H, tandis que le reste est lu par la caméra de suivi IRIS. La lumière en bande H est ensuite réfléchi par les miroirs piézoélectriques modulant la différence de chemin optique et par les miroirs tip-tilt qui permettent de corriger le décalage mesuré par IRIS. Les faisceaux lumineux passent ensuite à travers une lame biréfringente compensant le déphasage des franges pour les polarisations orthogonales. Finalement, les faisceaux sont injectés dans des fibres optiques, combinés dans le composant intégré et les franges d'interférences résultantes sont enregistrées par le détecteur de PIONIER.

Une séance d'observation avec PIONIER se déroule généralement de la façon suivante : l'après-midi précédant les observations, les tip-tilt et la position du détecteur sont optimisés pour avoir le maximum de flux lu par le détecteur. L'orientation des lames biréfringentes est ensuite optimisée pour que la position des franges d'interférences soit la même pour les polarisations orthogonales. A la tombée de la nuit, et à la fin de celle-ci, une calibration spectrale est effectuée avec la source lumineuse interne de PIONIER. Les observations en elles-mêmes se déroulent généralement en observant selon le schéma "Calibrateur1-Science-Calibrateur2", en continuant idéalement sur "-Science-Calibrateur1,etc.". Les données sont réduites durant la nuit avec le code de réduction PNDRS ; cette réduction des données permet d'adapter la stratégie d'observation

7. <http://ipag.osug.fr/twiki/bin/view/Ipag/Projets/Pionier/WebHome>

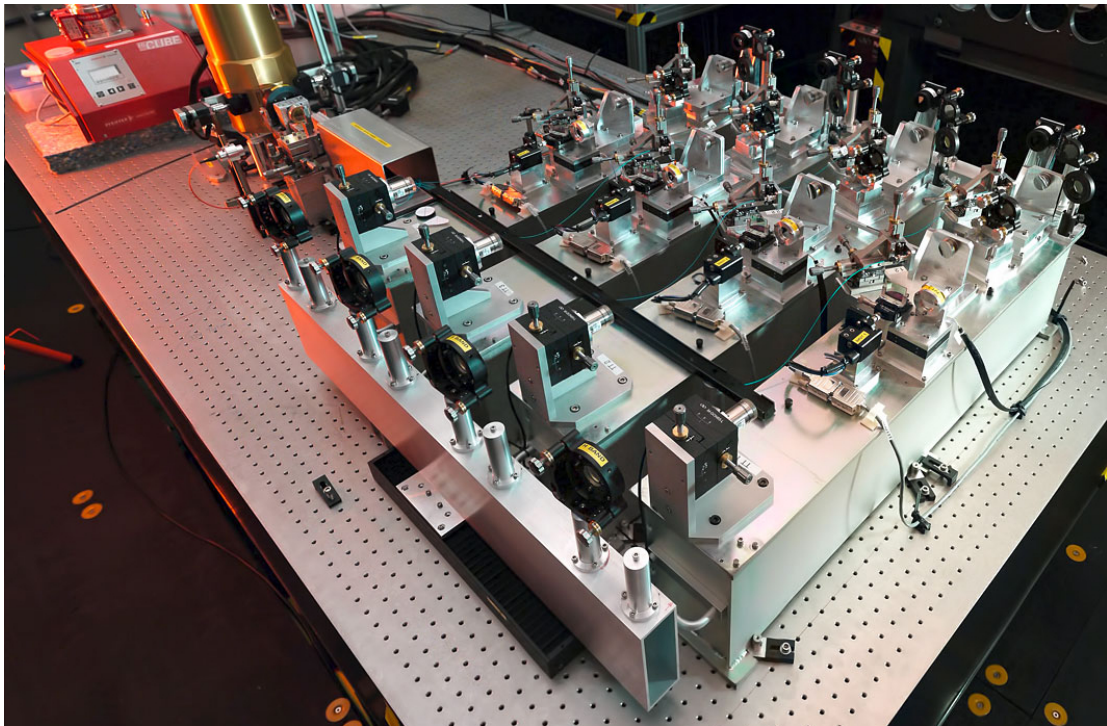


FIGURE 2.8 – Les différentes parties de l'instrument PIONIER. Dans le coté droit de l'image, nous pouvons voir (de bas en haut) les filtres dichroïques, les fibres optiques, les miroirs tip-tilt, les lames bi-refringentes et les miroirs piezoélectriques. En arrière plan, un second montage optique est utilisée pour la calibration de l'instrument. La partie supérieure gauche de l'image montre la cuve de refroidissement du détecteur (le cylindre couleur laiton), les différents filtres utilisables et le composant d'optique intégrée, derrière un cache protecteur pour les fibres optiques.

(et les étoiles observées) aux conditions météorologiques durant la nuit, et de passer plus ou moins de temps sur les différents objets, en fonction de l'intérêt des données réduites.

Le champ de vue de cet instrument est considéré comme égal à une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur varie entre 150 (Fabien Malbet, priv. comm.) et 400 mas ([Absil et al. 2011](#)) suivant les références. Celle-ci sera considérée comme étant environ égale à 250 mas pour la suite.

## DEUXIÈME PARTIE

# LES ÉTOILES T TAURI OBSERVÉES AVEC PIONIER.





## L'observation d'étoiles de type T Tauri avant PIONIER.

Avant l'installation de PIONIER au VLTI, une trentaine d'étoiles de types T Tauri – la plupart dans l'hémisphère Nord – ont été observées par interférométrie infrarouge, dans la grande majorité des cas avec le Keck Interferometer. Ces observations, dont un résumé succinct est présenté dans le tableau 2.2, sont caractérisées par une faible couverture  $(u, v)$  et une faible sensibilité dans le cas des interféromètres IOTA et PTI ; en conséquence, les données interférométriques de ces étoiles consistent en 2–3 points de visibilité pour la plupart. Des modèles simples ont donc été créés pour ajuster ces profils de visibilité lacunaires, modèles qui seront présentés et discutés dans le chapitre 4.

Étoile	SpT	Instr.	Refs.	Étoile	SpT	Instr.	Refs.
SU Aur	G2	KI, PTI	1, 2	DG Tau	K3	KI	4, 5, 6
V2129 Oph	K5	KI	7, 8	V2508 Oph	K6	KI	7, 6
AS 205 A	K5	KI	7, 6	CI Tau	K4IV	KI	8
DK Tau A	K9	KI	8, 6	DK Tau B	M1	KI	8
AA Tau	M0V	KI	8	RW Aur A	K2	KI	9, 5, 6
RW Aur B	K6	KI	8	V1002 Sco	K6	KI	8
V2058 Oph	K5	KI	8	V1331 Cyg	G5	KI	8, 6
DI Cep	G8	KI	8	BM And	F8	KI	8
RY Tau	G1	KI, IOTA	9, 6, 3, 11	DR Tau	K4	KI	9, 6
T Tau A	K0	KI, PTI	1, 2, 7	BP Tau	K7	KI	5
DI Tau	M0	KI	5	GM Aur	K3	KI	5
LkCA 15	K5	KI	5	V830 Tau	K7	KI	5
V1149 Sco	G5	KI	10	V1057 Cyg	F7	KI	6
VX Pul	F3	KI	7				

Tableau 2.2 – Nom, type spectral et instrument utilisé pour les étoiles de type T Tauri observées avant l'installation de PIONIER au VLTI.

Références : 1 [Akeson et al. \(2000\)](#), 2 [Akeson et al. \(2002\)](#), 4 [Colavita et al. \(2003\)](#), 5 [Akeson et al. \(2005a\)](#), 6 [Eisner et al. \(2010\)](#), 7 [Eisner et al. \(2005\)](#), 8 [Eisner et al. \(2007\)](#), 9 [Akeson et al. \(2005b\)](#), 10 [Monnier et al. \(2005\)](#), 11 [Monnier et al. \(2006\)](#).

Des études de spectro-interférométrie ont aussi été effectuées par [Eisner et al. \(2010\)](#) (et plus récemment par [Eisner et al. \(2014\)](#), qui a observé l'émission de la raie d'hydrogène Bry (associée par [Muzerolle et al. \(1998\)](#) à l'accrétion des étoiles jeunes). La modélisation de cette raie avec des modèles de disque keplérien, et d'accrétion de gaz sur l'étoile favorise légèrement cette dernière. La région d'émission de la raie Bry estimée par ce modèle d'accrétion directe est compatible avec les modèles d'accrétion magnétosphérique, et donc associée au rayon magnétosphérique de l'étoile.

PIONIER, grâce à sa grande sensibilité et une couverture  $(u, v)$  importante, permet d'observer avec une relative facilité l'émission continue des étoiles de type T Tauri, et d'amasser une quantité importante de données interférométriques. Un profil de visibilité complet ainsi qu'un nombre de clôtures de phase appréciable pouvant donc



être obtenus avec peu d'observations, une étude approfondie des parties internes des disques entourant ces objets peu lumineux est possible avec cet instrument. Durant ma thèse j'ai piloté une campagne d'observation d'étoiles de type T Tauri, campagne qui est présentée ci-dessous.

## La campagne d'observation d'étoiles de type T Tauri

Les observations se sont déroulées sur 5 semestres, entre Mai 2011 et Mai 2013. Au total, 17.5 nuits ont été allouées à cette campagne d'observation en utilisant les ATs stationnés en configuration longue (avec des bases allant de 47 à 129 mètres) et 7 nuits en configuration courte (avec des bases entre 11 et 36 mètres).

Les étoiles sélectionnées sont toutes dans l'hémisphère sud et ont une magnitude inférieure à 8.5 en bande H. Le premier critère de sélection est dû à la position géographique de l'instrument, favorisant les objets présents dans l'hémisphère sud. De plus, les étoiles du sud sont moins observées que leurs consœurs du nord ce qui en fait des cibles plus intéressantes à observer statistiquement parlant. Le deuxième point est lié à la limite de sensibilité de PIONIER qui ne peut observer des étoiles ayant une magnitude plus grande que 8.5 avec les ATs, même avec des conditions météorologiques optimales. La faible luminosité des étoiles observées fait que ces étoiles ont été observées sans dispersion spectrale.

Un troisième critère de sélection (et non des moindres) est la présence d'un disque autour de l'étoile. Cette présence est attestée par :

- un excès infrarouge traçant les poussières chaude proche de l'étoile,
- des observations dans le domaine millimétrique attestant la présence de poussières froides éloignées de l'étoile,
- ou bien des images du disque en lumière diffusée dans l'infrarouge proche.

Les séances d'observations en configuration longue se sont généralement déroulées dans des conditions acceptables, avec 7 nuits perdues à cause de mauvaises conditions météorologiques et à l'inverse 4 nuits avec d'excellentes conditions ayant permis l'observation des étoiles les plus faibles. La séance d'observation en configuration courte s'est elle déroulée dans des conditions météorologiques exécrales, avec une seule demi-nuit d'observations sur les 7 et de la pluie, du brouillard et/ou du vent empêchant l'ouverture des télescopes le reste des nuits.

Au total, 21 étoiles de type T Tauri et une étoile de Herbig ont été observées, dont trois en configuration courte. Ces étoiles ont été observées idéalement selon un schéma "Calibrateur1-Science-Calibrateur2-Science-Calibrateur1" , ou seulement "Cal1-Sci-Cal2" si les conditions ne permettaient pas de plus longues observations. Les positions, distances, types spectraux, luminosités et magnitudes en bande H de ces étoiles sont présentés dans le tableau 2.3.

Le prochain chapitre abordera les étoiles observées dont la signature du disque est faible voire inexistante, ou occultée par la présence d'un compagnon. Le résumé des

Étoile	R. A.	Dec	SpT	dist.(pc)	Log( $L/L_{sol}$ )	refs	H-mag
TWA 07	10 42 30	-33 40 16	M3.2	34	-0.94	4	7.13
TW Hya	11 01 51	-34 42 17	M0.5	56	-0.72	4	7.55
WW Cha	11 10 00	-76 34 57	K5	160	0.74	5, 6	7.21
TWA 3A	11 10 28	-37 31 52	M4.1	35	-0.92	4	7.53
TWA 3B	11 10 28	-37 31 52	M4.0	35	-1.10	4	8.15
HT Lup	15 45 12	-34 17 30	K2	150	0.74	4	6.87
HN Lup	15 48 05	-35 15 52	M1.5	150	-0.28	7, 14	8.1
GQ Lup	15 49 12	-35 39 05	K7	150	0.17	27	7.70
RU Lup	15 56 42	-37 49 15	K7	150	0.16	8, 9, 22	7.82
V1149 Sco	15 58 36	-22 57 15	G6	145	0.39	10	7.69
RY Lup	15 59 28	-40 21 51	G0V	150	0.41	2, 11, 12	7.69
MY Lup	16 00 44	-41 55 31	K0	150	-0.20	13, 23	8.69
V1000 Sco	16 11 08	-19 04 46	K2	145	0.44	14, 24	7.98
AS 205 A	16 11 31	-18 38 24	K5	125	0.60	15	6.75
V2129 Oph	16 27 40	-24 22 04	K5	121	0.15	26	7.67
V2508 Oph	16 48 45	-14 16 35	K6	125	0.46	16, 17	7.57
V1121 Oph	16 49 15	-14 22 08	K5	130	0.176	2, 12	7.45
V4046 Sgr	18 14 10	-32 47 34	K5V	73	-0.41×2	19	7.44
FK Ser	18 20 22	-10 11 13	K6IV	32	0.2	2, 20, 25	6.92
S CrA N	19 01 08	-36 57 19	K3	130	0.36	15	7.05
V709 CrA	19 01 34	-37 00 56	K1IV	130	0.19	21	7.97

Tableau 2.3 – Nom, position, type spectral, distance, magnitude en bande H pour toutes les étoiles observées.

Références : (1) [Manoj et al. \(2006\)](#), (2) [van Leeuwen \(2007\)](#), (3) [Alecian et al. \(2013\)](#), (4) [Herczeg & Hillenbrand \(2014\)](#), (5) [Luhman \(2007\)](#), (6) [Whittet et al. \(1997\)](#), (7) [Hughes et al. \(1994\)](#), (8) [Lommen et al. \(2007\)](#), (9) [Stempels et al. \(2007\)](#), (10) [Yang et al. \(2012\)](#), (11) [Reipurth et al. \(1996\)](#), (12) [Artemenko et al. \(2012\)](#), (13) [Romero et al. \(2012\)](#), (14) [Sartori et al. \(2003\)](#), (15) [Bast et al. \(2011\)](#), (16) [Andrews et al. \(2010\)](#), (17) [dist de Geus et al. \(1989\)](#), (18) [Alencar et al. \(2003\)](#), (19) [Donati et al. \(2011\)](#), (20) [Torres et al. \(2006\)](#), (21) [Forbrich & Preibisch \(2007\)](#), (22) Chapitre 6, (23) [Gregorio-Hetem & Hetem \(2002\)](#), (24) [Wahhaj et al. \(2010\)](#), (25) [McDonald et al. \(2012\)](#), (26) [Donati et al. \(2011\)](#), (27) [Dai et al. \(2010\)](#)

observations de ces objets est présenté dans les tableaux 3.1 et 3.10 tandis que les plans  $(u,v)$ , les profils de visibilité et les clôtures de phase de ces objets sont illustrés dans les figures 3.1 à 3.6 et 3.19 à 3.21. Les étoiles restantes, caractérisées par une contribution majoritaire du disque aux données interférométriques seront présentées dans le chapitre 4, tandis que le résumé des observations et les données interférométriques de ces dernières seront présentées dans le tableau 4.1 et les figures 4.10 à 4.21.

# Chapitre 3

## Les disques non résolus et les binaires.

### 3.1 Les disques non résolus

Six objets (TWA 07, TWA 3B, MY Lup, V 4046 Sgr, FK Ser et V709 CrA) parmi les 21 observés ont un profil de visibilité plus ou moins égal à 1 pour toutes les bases et des clôtures de phase compatibles avec 0. Le résumé des observations de ces étoiles est donné dans le tableau 3.1 tandis que les données interférométriques sont montrées dans les figures 3.1 à 3.6. Ces données interférométriques indiquent que l'environnement de l'étoile n'est pas détecté par PIONIER en bande H. N'importe quel modèle simulant cet environnement peut ajuster les données interférométriques, tant que le flux de celui-ci contribue de manière négligeable au flux total ; dans ce cas, la seule information pouvant être extraite des données PIONIER est le rapport maximum entre le flux du disque et le flux total.

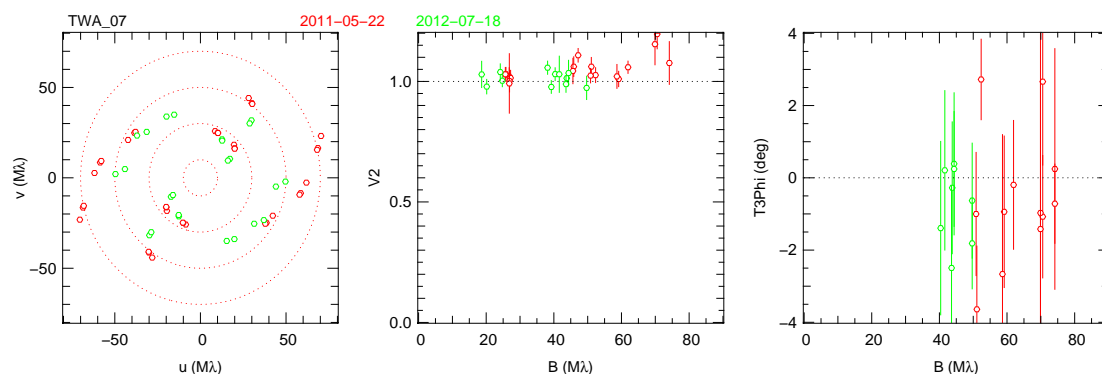


FIGURE 3.1 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de TWA 07 de Mai 2011 (en rouge) et Juillet 2012 (en vert).

### L'estimation du flux maximum du disque

Afin de déterminer cette quantité, les profils de visibilité de ces objets ont été modélisés par un modèle adapté de [di Folco et al. \(2007\)](#), constitué d'une étoile non résolue

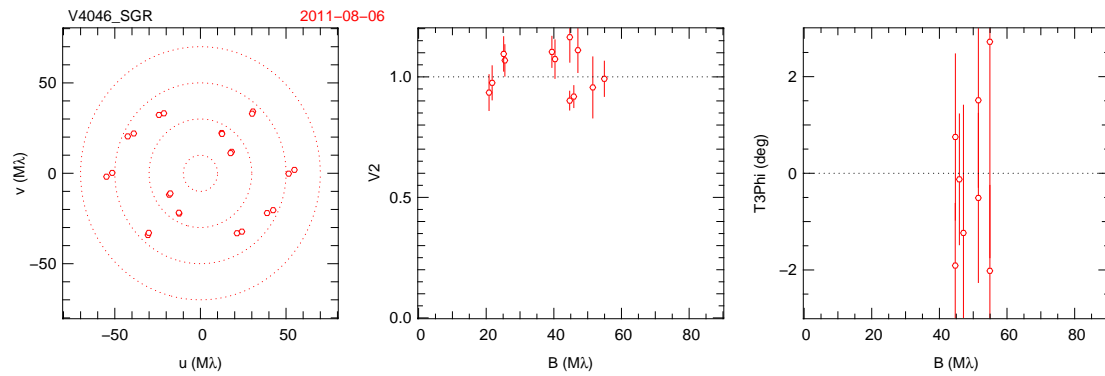


FIGURE 3.2 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de V4046 Sgr de Août 2011 (en rouge).

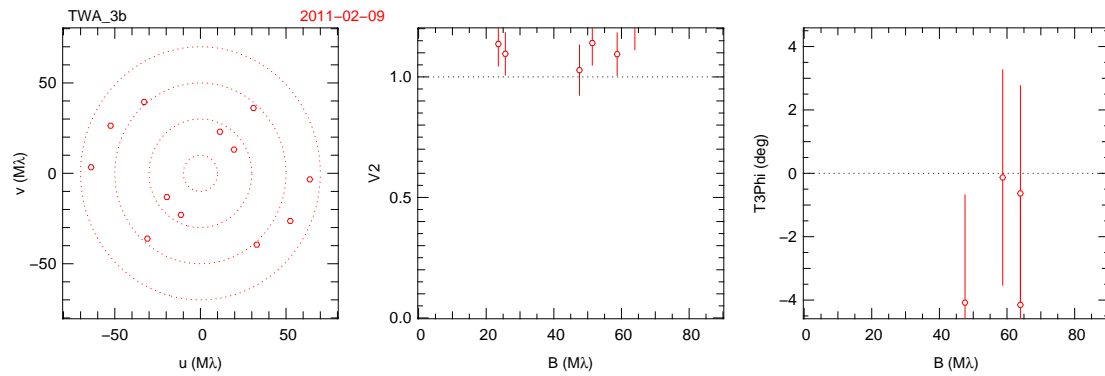


FIGURE 3.3 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de TWA 3B de Février 2011 (en rouge).

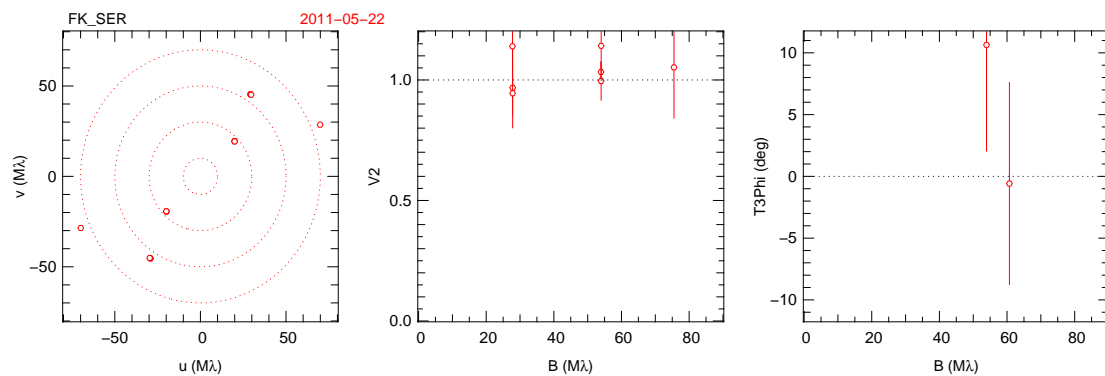


FIGURE 3.4 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de FK Ser de Mai 2011 (en rouge).

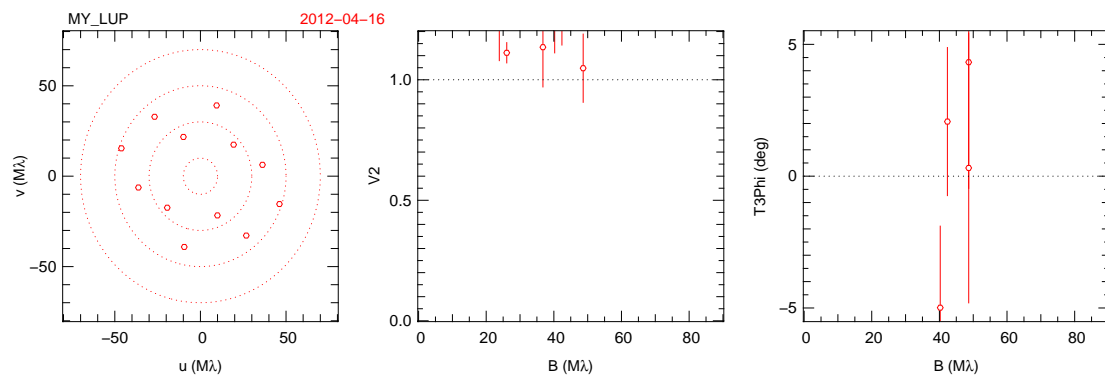


FIGURE 3.5 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de MY Lup de Mars 2011 (en rouge).

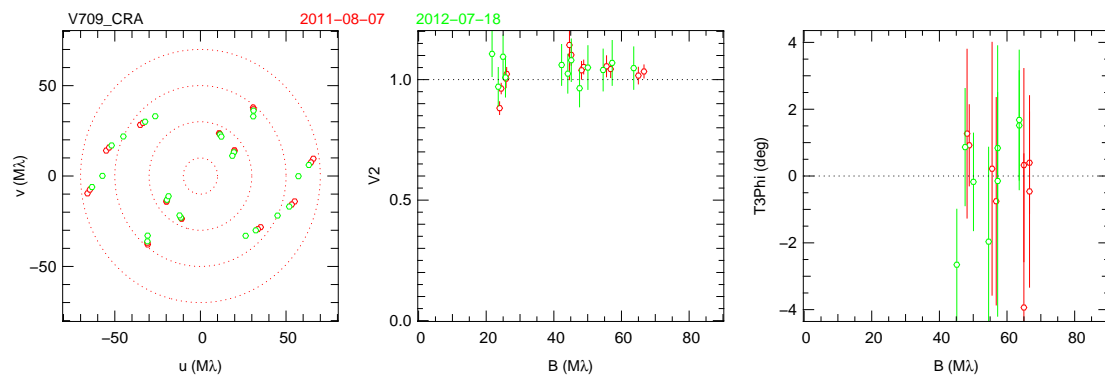


FIGURE 3.6 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de V709 CrA de Août 2011 (en rouge) et Juillet 2012 (en vert).

Étoile	Dates d'observation	Config.	Calibrateurs
MY Lup	2012-04-16	D0 G1 H0 I1	HIP 77962, HIP 78716
FK Ser	2011-05-22	A1 G1 I1 K0	HIP 91530
TWA 3B	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	HIP 53487, HIP 54547
TWA 07	2011-05-22	A1 G1 I1 K0	HIP 51920, HIP 53631
	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	HIP 51920, HIP 53631
V 709 Cra	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	HIP 92639, HIP 92910
	2011-08-07	A1 G1 I1 K0	HIP 93470
V4046 Sgr	2011-08-06	A1 G1 I1 K0	HIP 89922, HIP 89922

Tableau 3.1 – Résumé des observations avec l'instrument PIONIER concernant les étoiles non résolues. Les différentes colonnes présentent le nom de l'objet, les dates d'observations, la configuration des télescopes et les calibrateurs utilisés.

entourée d'un disque qui est approximé par un fond diffus (et qui a donc une visibilité égale à 0).

Le diamètre apparent des étoiles observées lors de cette campagne d'observations – estimé avec le type spectral et les données photométriques – est au maximum égal à 0.22 mas, ce qui est bien moindre que le pouvoir de résolution maximum de PIONIER (environ égal à 3mas). L'étoile de notre modèle est donc approximée par une source ponctuelle. L'approximation du disque par un fond diffus permet d'avoir un modèle ne dépendant que d'un paramètre, le rapport entre le flux du disque et celui de l'étoile centrale.

Le profil de visibilité de ce modèle s'écrit donc :

$$V_{\text{modèle}}^2(B) = \left( \frac{F_{\star} V_{\star}}{F_{\star} + F_{\text{disk}}} \right)^2 = \left( \frac{V_{\star}}{1 + F_{\text{disk}}/F_{\star}} \right)^2 \approx 1 - 2f_{d/s} \quad (3.1)$$

avec  $f_{d/s} = \frac{F_{\text{disk}}}{F_{\star}}$ .

Le  $\chi^2$  correspondant à ce modèle est

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{nb \text{ vis.}} \left( \frac{V_{i,obs.}^2 - V_{i,modèle}^2}{\sigma_i} \right)^2 = \sum_{i=1}^{nb \text{ vis.}} \left( \frac{V_{i,obs.}^2 - V_{i,modèle}^2}{V_{err,i}^2} \right)^2 \quad (3.2)$$

et la probabilité associée est définie comme

$$p = e^{-\chi^2/2}. \quad (3.3)$$

Les meilleurs modèles non contraints donnent une valeur de  $f_{d/s}$  négative pour 5 des 6 étoiles.  $f_{d/s}$  est donc contraint à être positif; il en découle que la meilleure valeur de  $f_{d/s}$  est nulle pour toutes les étoiles à l'exception de V4046 Sgr. Le flux maximum du disque est finalement déterminé en calculant la borne supérieure de l'intervalle de confiance à 99,6% autour de la valeur de  $f_{d/s}$  donnant le meilleur modèle, comme nous pouvons le voir dans la figure 3.7.

Cette valeur négative de  $f_{d/s}$  implique une valeur moyenne des visibilités supérieure à 1, signe d'une mauvaise calibration de ces données. Un examen des observations n'a pas révélé de mauvais calibrateurs pour ces objets, ni d'erreurs dans la réduction de données. Ces visibilités supérieures à 1 nous indiquent que des erreurs de l'ordre de 3% ( $1 \sigma$ ) semblent réalistes pour tenir compte des effets systématiques pouvant affecter les données. Comme nous le verrons par la suite (et dans le chapitre 5 pour MY Lup et V 709 Cra), les visibilités de ces objets doivent être très proches de 1, l'émission du disque étant très faible.

La valeur de  $f_{d/s}$  des meilleurs modèles étant positive ou proche de 0, la limite basse de ce paramètre est égale à 0. Les maxima de  $f_{d/s}$  ainsi que les  $\chi^2$  des meilleurs modèles (contraints ou non) sont énumérés dans le tableau 3.2, tandis que l'ajustement des profils de visibilité avec ce modèle est présente dans la figure 3.8.

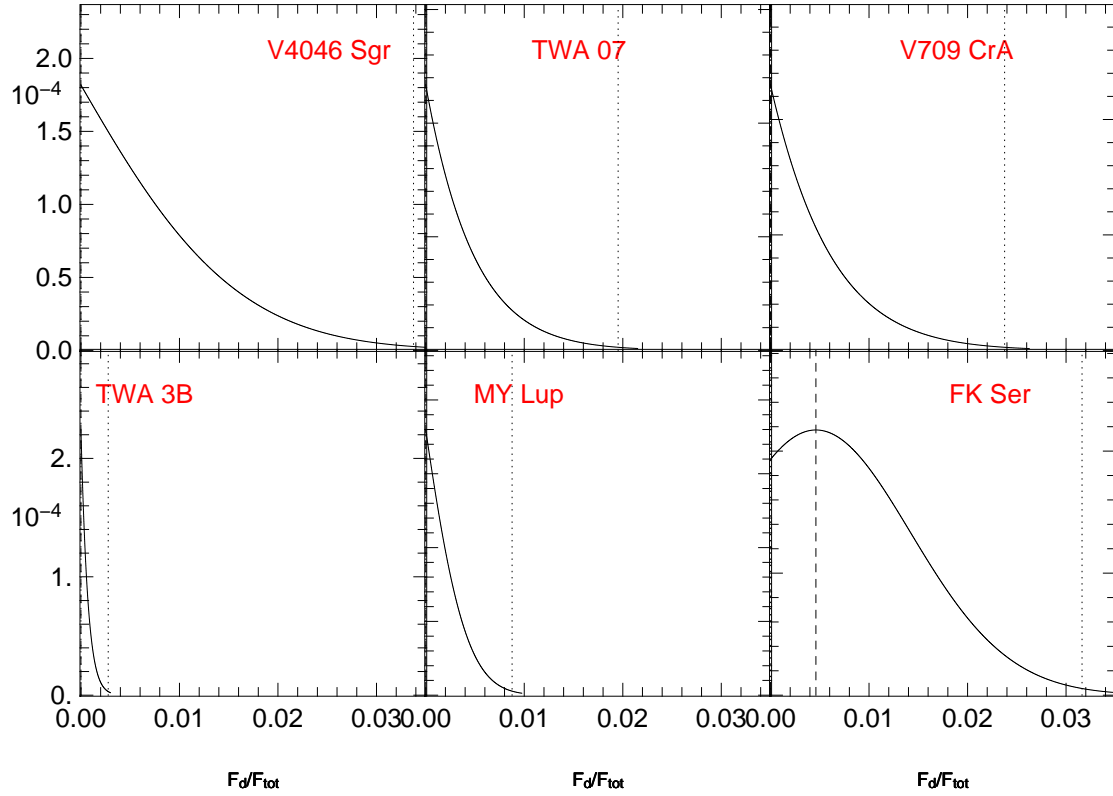


FIGURE 3.7 – Probabilités associées des ajustements du modèle de disque en fonction de la fraction de flux du disque. La droite discontinue dans le graphe de V4046 Sgr représente la valeur de  $F_{disque}/F_{\star}$  la plus probable (celle dont le modèle de disque à le  $\chi^2$  minimum). Pour les autres étoiles, cette valeur est égale à 0. La ligne pointillée quant à elle représente la limite supérieure de l'intervalle de confiance à  $3\sigma$  (la limite inférieure étant égale à 0).

Star	$F_d/F_{\star}(\%)$	$F_{d,max}/F_{total}(\%)$	$\chi^2_{f_d>0}$	$\chi^2_{modle\ non\ contraint}$
V4046 SGR	0.00	3.38	0.57	0.43
TWA 07	0.00	1.95	2.80	0.51
V709 CrA	0.00	2.38	1.91	0.31
TWA 3b	0.00	0.28	1.81	1.13
MY LUP	0.00	0.88	3.32	3.30
FK SER	0.46	3.16	1.72	1.72

Tableau 3.2 – Fraction du flux du disque maximum pour chaque étoile et les  $\chi^2$  associés. Pour chaque étoile le  $\chi^2$  du meilleur modèle non contraint est aussi présenté.



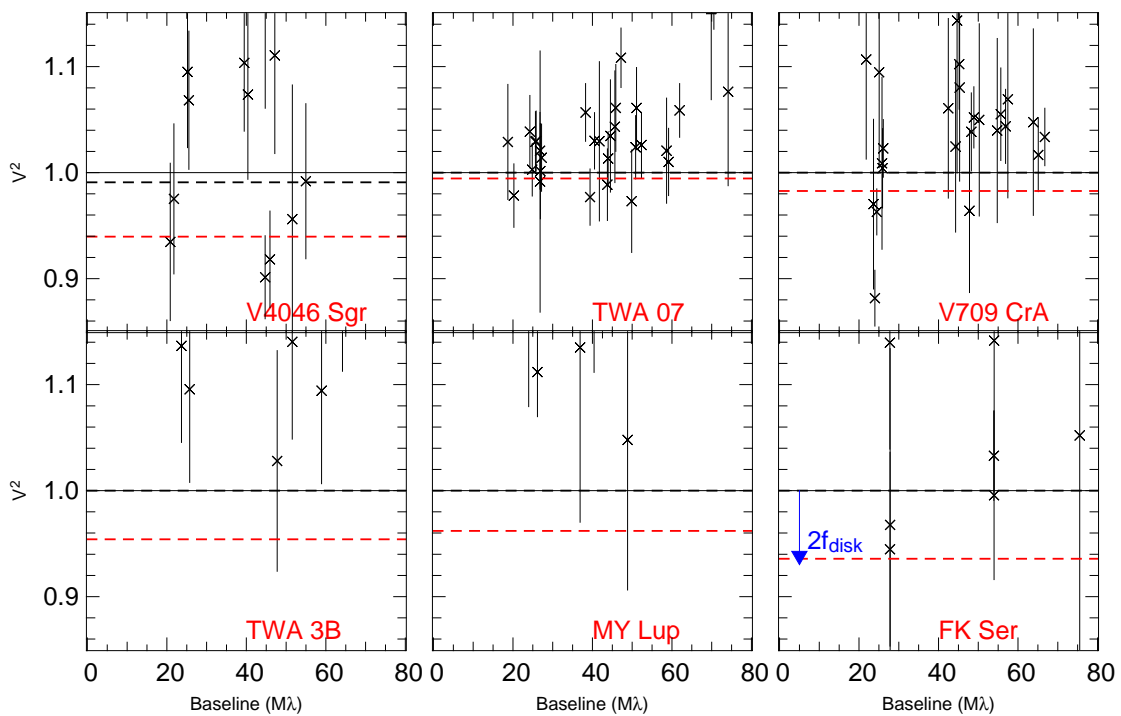


FIGURE 3.8 – profils de visibilité des étoiles dont l’environnement n’est pas résolu par PIONIER. La droite noire hachurée représente le meilleur ajustement des visibilités avec ce modèle ; pour cinq des six étoiles présentées ici, l’ordonnée de cette droite est égale à 1. La droite rouge est quant à elle la limite de l’intervalle de confiance à  $3\sigma$  du modèle. Cette visibilité minimum peut être reliée au flux maximum du disque.

### 3.2 Une grille de modèles pour la comparaison avec les données photométriques

Le rapport du flux du disque sur le flux total trouvé a été déterminé avec l’hypothèse simplificatrice que le disque est complètement résolu, ce qui peut ne pas être le cas dans la réalité. En réalité, le disque peut être suffisamment proche de l’étoile pour être complètement, ou du moins partiellement irrésolu. Dans un tel cas, le modèle utilisé précédemment resultera en une surestimation du flux du disque.

Par conséquent, il nous faut donc comparer les valeurs déduites par le modèle d’étoile et de fond diffus du paragraphe précédent avec l’excès provenant du disque déduit de l’analyse de la distribution spectrale d’énergie. Pour ce faire, une décomposition spectrale est effectuée sur les données photométriques accessibles pour ces objets.

#### La décomposition spectrale des données photométriques.

On considère que les points de photométrie sont la somme des flux de :

- la photosphère qui est ajustée par un modèle de Kurucz (Castelli & Kurucz 2004) à la température de l’étoile et dont la majorité de l’émission est dans les bandes optiques ;

- l'environnement étendu, de température inférieure ou égale à la température de sublimation des poussières (1500K) et émettant principalement dans l'infrarouge proche ;
- la luminosité due à l'accrétion, que l'on approxime par un corps noir à environ 10000K (la température courante des "slab" modélisés dans la littérature, voir par exemple [Herczeg et al. \(2004\)](#)) et qui émet donc principalement dans le domaine ultraviolet.

Pour l'instant, les contributions du disque et de l'accrétion dans les bandes B, V, R et I sont considérées négligeables. Je reviendrai sur ce point dans la section 3.2. Afin d'ajuster ces points de photométrie par le spectre de l'étoile, il nous faut calculer le spectre de l'étoile en prenant en compte l'extinction du milieu interstellaire. Le spectre de l'étoile est défini comme :

$$S_p(\lambda) * Lum * K_z(T, \lambda) / \max(K_z(T, \lambda)) \quad (3.4)$$

Avec  $K_z(T, \lambda) / \max(K_z(T, \lambda))$  le spectre de Kurucz de l'étoile normalisé à 1,  $Lum$  étant la luminosité de celle-ci et  $S_p(\lambda)$  un paramètre multiplicatif prenant en compte l'extinction du milieu interstellaire et dépendant de la longueur d'onde observée. Ce dernier paramètre est défini comme :

$$S_p(\lambda) = 10^{-(A_v/2.5) (X_\lambda/X_{550nm})} \quad (3.5)$$

où

$$X_\lambda = \frac{\kappa_\lambda}{1 - A_\lambda} \quad (3.6)$$

avec  $\kappa_\lambda$  l'opacité et  $A_\lambda$  l'albédo de la poussière utilisée. Les disques protoplanétaires étant principalement composés de silicates et de grains de carbone, j'utilise donc les valeurs d'opacité et d'albédo calculés par [Draine \(2003\)](#).

L'ajustement se fait en variant les paramètres  $A_v$  et  $Lum$  afin de minimiser le  $\chi^2$  entre les points de photométrie  $F_\lambda$  et le spectre de l'étoile modélisée :

$$\chi^2 = \frac{[F_\lambda - S_p(\lambda)]^2}{\sigma^2(F_\lambda)} \quad (3.7)$$

Pour déterminer avec précision les valeurs de luminosité et d'extinction, une grille de modèles est calculée, puis est recadrée itérativement comme nous pouvons le voir dans la figure 3.9. Les nouvelles limites de chaque paramètre sont calculées en sélectionnant les valeurs limites de ce paramètre dans l'itération précédente afin d'avoir un espace de paramètres rectangulaire pouvant contenir l'ellipse définie par  $\chi^2 = \chi_{min}^2 + x$ , avec  $x$  un paramètre de seuil. Une nouvelle grille est ensuite calculée dans cet espace, ce qui permet une meilleure résolution de l'espace des paramètres proche du minimum global (et un gain en temps de calcul), comme nous pouvons le voir dans la figure 3.9. La valeur de  $x$  est fixée à 5 afin de calculer une petite grille centrée autour du minimum global, tout en évitant des problèmes de recadrages non centrés sur ce dernier si la résolution de la grille de départ est trop faible.

Le rapport  $f_{phot/mod} = F_{tot.}/F_{mod.}$  entre le flux du disque et le modèle de Kurucz ajustant les données est déterminé en comparant les données photométriques et le flux

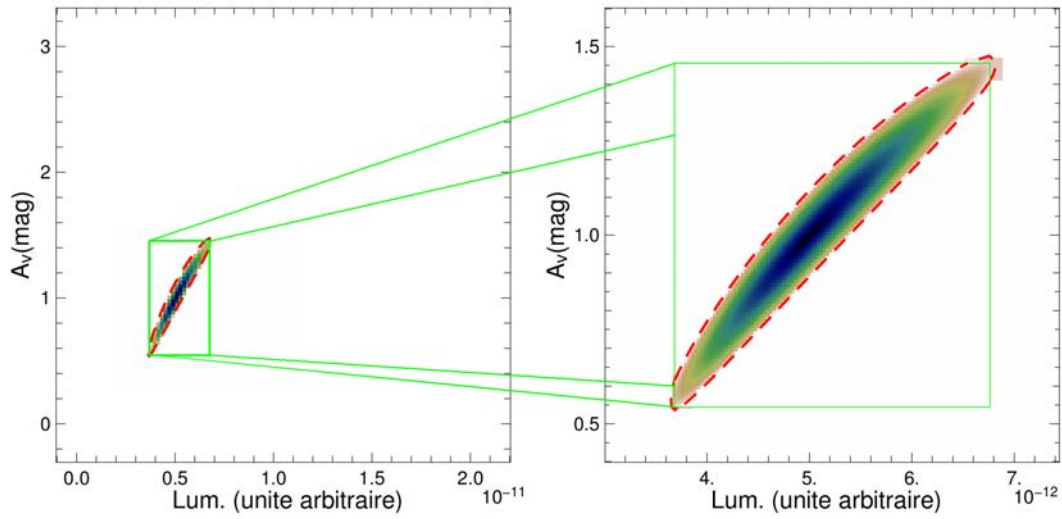


FIGURE 3.9 – Exemple d'ajustement itératif de la taille de la grille de modèles. La seconde grille (plus petite) a ses bords définis de façon à ce qu'elle puisse contenir l'ellipse définie par  $\chi^2 = \chi^2(\min) + x$  ( $x$  étant ici égal à 5). Les zones où le  $\chi^2$  est supérieur à 5 sont en blanc tandis que les zones plus foncées indiquent des valeurs de  $\chi^2$  plus petites.

du modèle en bande H. L'erreur sur le rapport est déterminée en tenant compte des erreurs sur le modèle et la photométrie en bande H  $\sigma_{mod.}$  et  $\sigma_{tot.}$  :

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial F_{tot.}}\right)^2 * \sigma_{tot.}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial F_{mod.}}\right)^2 * \sigma_{mod.}^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{F_{mod.}}\right)^2 * \sigma_{tot.}^2 + \left(\frac{F_{tot.}}{F_{mod.}^2}\right)^2 * \sigma_{mod.}^2} \quad (3.8)$$

Il nous faut donc déterminer  $\sigma_{mod.}$ . Pour cela, les valeurs maximum et minimum du flux en H pour les modèles dont le  $\chi^2$  est inférieur à  $\chi^2_{min} + 1$  sont sélectionnés.  $\sigma_{mod}$  est estimé comme le maximum de la différence entre le flux du meilleur modèle et ces deux bornes.

### L'influence du disque et de l'accrétion dans la détermination du rapport de flux entre le disque et la photosphère.

Dans la section précédente, nous avons posé l'hypothèse que le flux observé dans les bandes B, V, R et I provient exclusivement de l'émission de la photosphère, l'émission du disque et de l'accrétion étant négligeables à ces longueurs d'ondes. Avec cette hypothèse, la valeur  $f_{tot/mod}$  trouvée par l'ajustement des données photométriques est considérée comme égale au "vrai" rapport  $f_{tot/phot} = F_{total}/F_{phot.}$  entre les flux du disque et de la photosphère.

Or, comme nous l'avons précisé précédemment, le disque et l'accrétion peuvent être approximés par des corps noirs à 1500 et 10000K respectivement. Ces deux corps

noirs vont contribuer de façon plus ou moins importante aux flux dans les bandes B, V, R et I, ce qui va induire une surestimation de la photosphère par l'ajustement des données, comme nous pouvons le voir dans la figure 3.10. Cette surestimation de la luminosité de la photosphère induit en retour une sous-estimation de  $f_{tot/phot}$ .

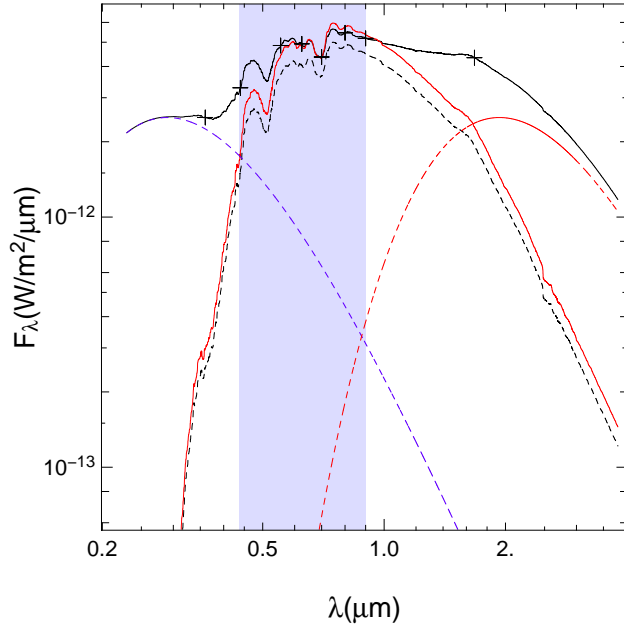


FIGURE 3.10 – Influence de l'émission du disque et de l'accrétion dans l'ajustement des données photométriques. Les courbes hachurées représentent l'émission de l'accrétion (en bleu) celle de la photosphère (en noir) et celle du disque (en rouge). Les lignes continues représentent l'émission totale (en noir) et le meilleur ajustement des points de photométrie du modèle (croix noires) entre les bandes B et I (zone bleue) par un modèle de photosphère (en rouge).

Il nous faut donc déterminer la différence relative entre le vrai rapport  $f_{tot/phot}$  et le rapport  $f_{tot/mod}$  déterminé par l'ajustement des données photométriques en fonction de l'importance de la contribution de l'environnement étendu.

Pour cela, un modèle d'étoile et de son environnement étendu a été créé puis les données photométriques de ce modèle ont été ajustées par la routine d'ajustement présentée précédemment. Le modèle d'étoile est constitué d'une photosphère (créée à partir d'un modèle de Kurucz) et de deux corps noirs à 1500 et 10000K représentant l'émission du disque et de l'accrétion de matière sur l'étoile. Deux températures d'étoile, 4000 et 6000K, ont été testées ainsi que deux valeurs d'extinction égales à 0 et 2 magnitudes en bande V. Ces valeurs sont représentatives des limites de températures et d'extinction des étoiles observées durant la campagne d'observation. Pour chacun des quatre couples température – extinction, une grille de modèles a été créée en faisant varier les luminosités des deux corps noirs. Les flux maximum  $F_{acc}$  et  $F_{dis}$  de ceux-ci varient entre 0 et le flux maximum de l'étoile ; la figure 3.10 est un exemple où  $F_{acc}$  et  $F_{dis}$  sont égaux à la moitié du maximum de flux de l'étoile.

La figure 3.11 montre les quatre grilles de modèles ainsi créées. Nous pouvons constater que la différence relative entre les deux rapports  $f_{tot/phot}$  et  $f_{tot/mod}$  est, dans le pire des cas, inférieur à 10% tant que  $F_{acc}$  est inférieur à  $F_{dis}$ . Pour un couple  $F_{acc} - F_{dis}$  donné, cette différence est d'autant moindre que la température de l'étoile ou l'extinction est grande. L'influence de ces deux paramètres peut être expliquée par le fait que le rapport de flux en bande H entre le disque et la photosphère est corrélé avec la température et l'extinction comme nous pouvons le voir dans la figure 3.12.

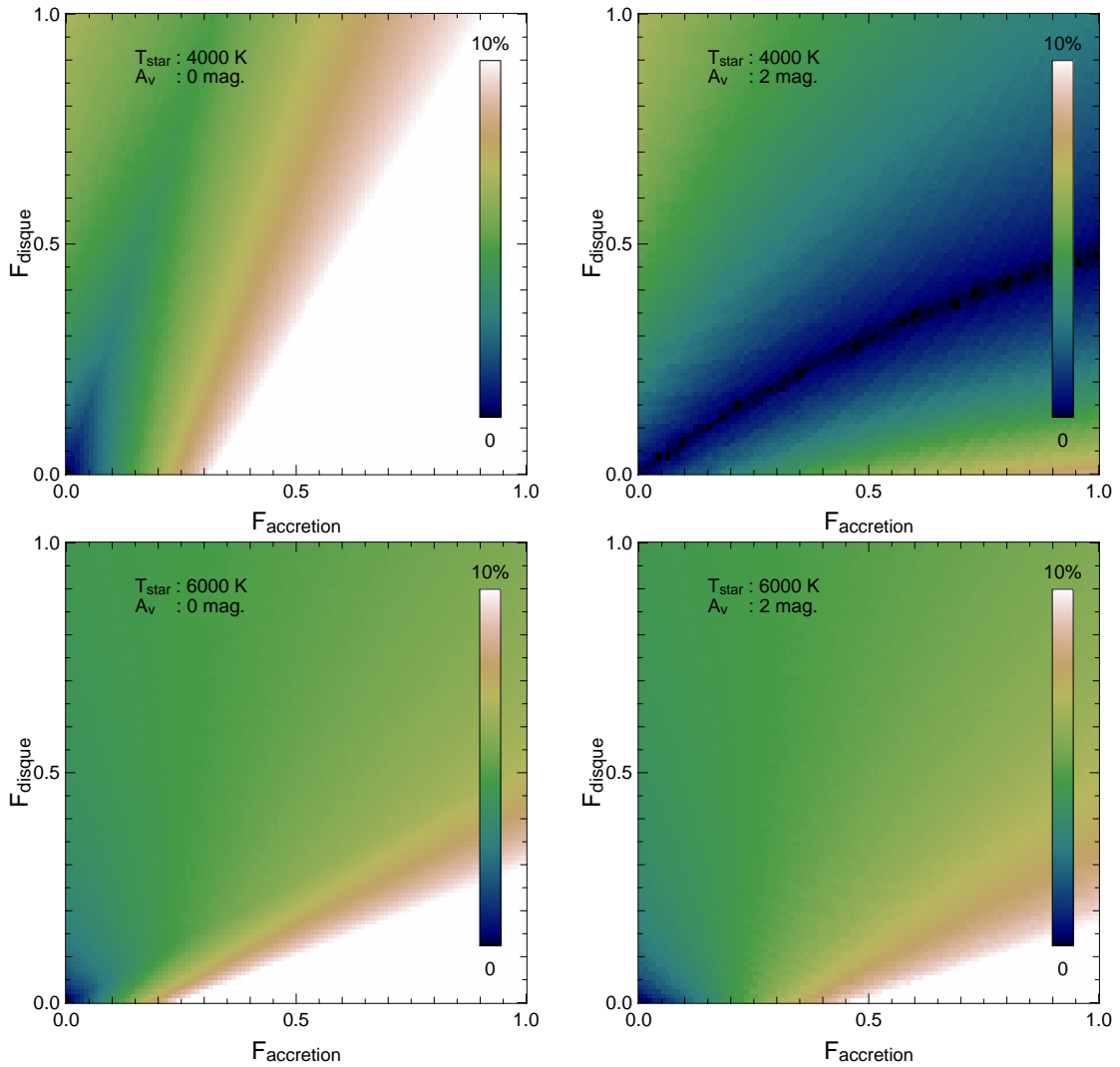


FIGURE 3.11 – Différences entre le rapport du flux total sur celui de la photosphère  $F_{tot.}/F_{phot.}$  et celui du flux total sur celui ajusté par la routine d’ajustement  $F_{tot.}/mod.$ , en fonction du flux du disque et de l’accrétion, en bande H. Les figures montrent les cas étudiés pour une étoile centrale de température égale à 4000 (figures du haut) et 6000K (figures du bas), et pour une extinction en bande V de 0 (figures de gauche) et 2 magnitudes (figures de droite)

Un dernier processus d’émission pouvant influencer sur l’ajustement des points de photométrie est la contribution de la diffusion de la lumière par le disque au flux total. Celle-ci dépend de la surface du disque éclairée par l’étoile, de l’inclinaison de celui-ci, de sa composition, et de la longueur d’onde d’observation. Celle-ci sera considérée comme négligeable pour l’ajustement de la photométrie.

### Les résultats pour les étoiles non résolues.

Les rapports de flux déterminés par l’ajustement de SED sont présentés dans le tableau 3.3. Une seconde ligne de résultats est ajoutée si l’ajustement de SED permet

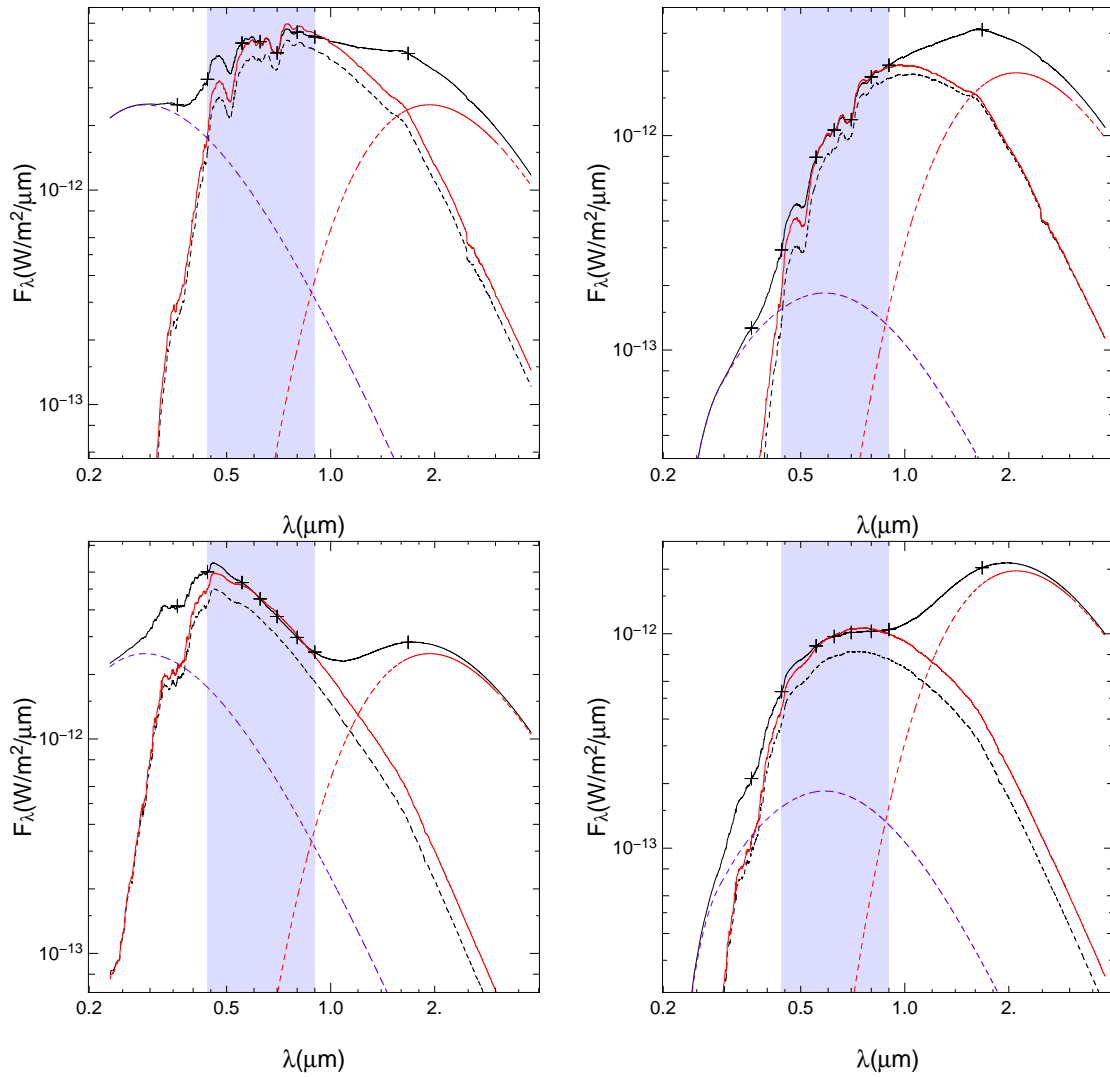


FIGURE 3.12 – Exemple d’ajustements de la photométrie de modèles d’étoiles et leur disque, où  $F_{acc} = F_{dis} = 0.5$ . Comme pour la figure 3.11, les modèles sont créés avec un modèle de Kurucz de température égale à 4000 (figures du haut) et 6000K (figures du bas), et ont une extinction en bande V égale à 0 (figures de gauche) et 2 magnitudes (figures de droites). Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.10

d’ajuster la photométrie à plus grande longueur d’onde.

Les paragraphes suivants présentent les données photométriques utilisées pour l’ajustement et détaillent les résultats de cet ajustement.

**TWA 07 :** Le type spectral de cette étoile, estimé comme étant M3IV par [Pecaut & Mamajek \(2013\)](#), résulte en un mauvais ajustement, le meilleur modèle étant 50% plus lumineux que les points de photométrie en bande J et au-delà. En prenant en compte le type spectral déterminé par [Torres et al. \(2006\)](#), cette différence est atténuée, bien que le meilleur modèle soit toujours 12% plus lumineux que la photométrie en bande J et au-delà. Fixer la température effective de l’étoile à 3700K (ce qui en fait une étoile de type M1V) permet d’avoir un très bon ajustement de la SED, les données photométriques

Étoile	$F_{tot}/F_{\star}$ (erreur)	$A_v$ (erreur)	$\chi_{red.}^2$	$\lambda_{max}$ ( $\mu\text{m}$ )
V4046 Sgr	0.98(0.04)	0(0.04)	0.9	0.9
TWA07	1.05(0.05)	0(0.035)	2.1	0.9
	1.03(0.03)	0(0.04)	1.7	11.6
V709 CrA	0.99(0.1)	1.41(0.1)	7.2	0.9
	0.91(0.04)	1.56(0.06)	5.5	3.4
TWA 3B	$\sim 1$	0.02(0.02)	2.1	2.16
MY Lup	1.19(0.22)	1.1(0.3)	0.2	0.9
FK Ser	1.07(0.13)	0.55(0.18)	0.8	0.9
	1(0.03)	0.73(0.06)	1.105	2.16

Tableau 3.3 – Résultats de l’ajustement des données photométriques pour la détermination du rapport de flux en bande H et de l’extinction. L’ajustement est réalisé jusqu’à 900 nm, à moins que les données à plus grandes longueurs d’onde soient compatibles avec l’ajustement. Dans ce cas, une seconde ligne de résultats est présentée avec la plus grande longueur d’onde où la photométrie est compatible avec le modèle de photosphère.

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}$ (Jy)	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}$ (Jy)	Ref.
0.352	6.95e-3	0	1	0.420	0.036	0.0072	1
0.444	0.0546	0	2	0.444	0.0556	0	3
0.482	0.0924	0	1	0.532	0.142	0.01	1
0.532	0.154	0	1	0.5543	0.156	0	2
0.625	0.290	0	1	0.763	0.605	0	1
0.789	0.584	0	3	0.902	0.879	0	1
1.24	1.21	0.02	2MASS	1.65	1.48	0.04	2MASS
2.16	1.16	0.03	2MASS	3.35	0.588	0.02	WISE
3.35	0.576	0.016	WISE	4.6	0.372	0.07	WISE
4.601	0.354	0.06	WISE	8.61	0.136	0.009	4
11.6	0.0667	9e-4	WISE	22.1	0.0329	1.2e-3	WISE
22.101	0.0331	1.6e-3	WISE				

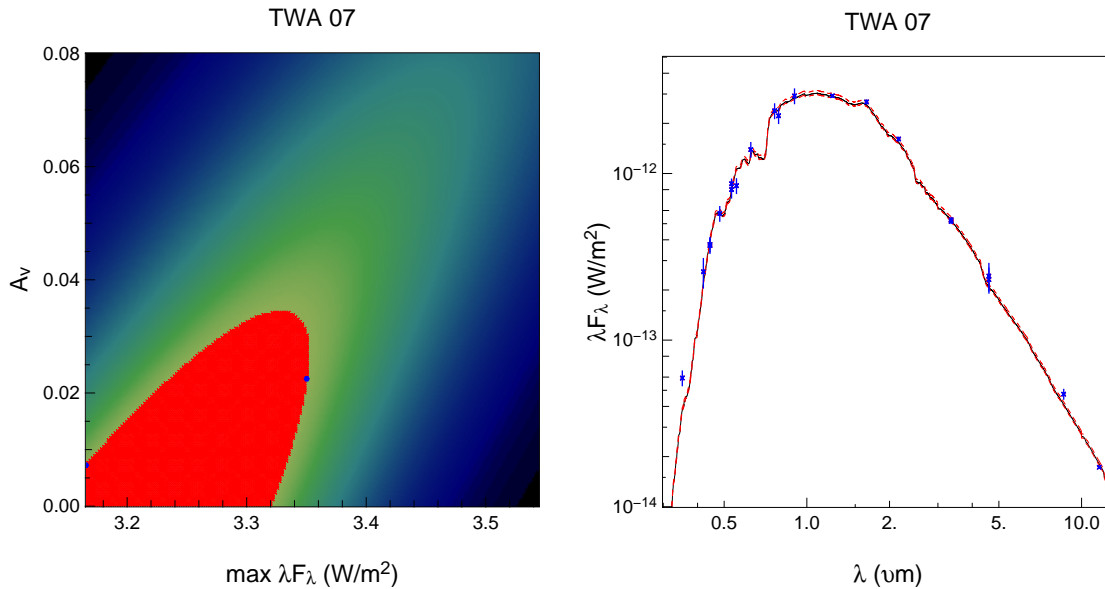
Tableau 3.4 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de TWA07. Les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10%.

Références : 1 [Pickles & Depagne \(2010\)](#); 2 [Girard et al. \(2011\)](#); 3 [Manara et al. \(2013\)](#); 4 [Ishihara et al. \(2010\)](#)

étant ajustées de 0.3 à 11 $\mu\text{m}$ . Les données présentées dans le tableau 3.3 sont dérivées avec ce type spectral. La carte de probabilités associées aux modèles et l’ajustement des données photométriques sont présentés dans les figures 3.13a et 3.13b. Le flux du disque de TWA 07 devient non négligeable au-delà de 11 $\mu\text{m}$ ; le disque est donc

considéré comme un disque de débris

Cette non détection du disque est cohérente avec les précédents résultats de [Low et al. \(2005\)](#) et [Matthews et al. \(2007\)](#), qui décrivent l'environnement de TWA07 comme un disque de débris de 0.2 masse terrestre et à une température d'environ 80K au maximum.



(a) Carte de probabilités associées aux différents modèles testés pour TWA 07, en fonction de l'extinction appliquée à ce modèle et du maximum de luminosité du modèle (pour une extinction nulle). Les couleurs claires indiquent une probabilité élevée, les couleurs plus sombres une probabilité plus faible. La zone en rouge correspond aux paramètres des meilleurs modèles dont le  $\chi^2$  est inférieur ou égal au  $\chi^2$  minimum plus 1. Enfin les deux points bleus (à la limites de la zone rouge) sont les paramètres utilisés pour estimer l'erreur sur l'ajustement.

(b) Ajustement de la SED de TWA 07. Les points bleus (avec les barres d'erreur) sont les points de photométrie utilisés pour l'ajustement, tandis que la ligne noire représente la SED du meilleur modèle. Les lignes en pointillés rouges sont quant à elles les limites haute et basse du modèle, et sont calculées en prenant les modèles dont les paramètres sont représentés par les points bleus dans la figure 3.13a.

FIGURE 3.13 – Ajustement de la photométrie de TWA 07.

**V4046 Sgr :** V4046 Sgr est une binaire spectroscopique dont les deux étoiles ont des types spectraux K5V et K7V et des luminosités égales à 0.35 et 0.25 $L_{sol}$  respectivement. Pour ce système, la routine d'ajustement a été modifiée afin de prendre en compte cette binarité en additionnant les deux spectres de Kurucz correspondants aux deux étoiles, pondérés par le rapport de leur luminosité. La carte de probabilités associées aux modèles et l'ajustement de SED sont présentés figures 3.14a et 3.14b. Comme nous pouvons le constater, l'ajustement de la SED est bon, le modèle étant cohérent avec les données, et les valeurs d'extinction sont compatibles avec celles trouvées par [McJunkin](#)



$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.352	0.0121	0	1	0.36	0.0135	0	1
0.420	0.0853	0.0079	3	0.420	0.0654	0	1
0.43	0.0955	0	1	0.444	0.112	0	2
0.482	0.153	0	1	0.55	0.223	0.0	1,8
0.625	0.372	0	1	0.7	0.381	0	1
0.763	0.508	0	1	0.902	0.592	0	1
1.24	0.942	0.004	2MASS	1.65	1.09	0.01	2MASS
2.16	0.84	0.015	2MASS				

Tableau 3.5 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de V4046 Sgr. Comme pour le tableau 3.4, les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10% ; les points de photométrie ayant plusieurs références sont la moyenne des valeurs présentées dans ces références.

Références : 1 [Pickles & Depagne \(2010\)](#); 2 [Girard et al. \(2011\)](#); 3 [Ammons et al. \(2006\)](#); 4 [McCarthy & White \(2012\)](#); 5 [Pecaut & Mamajek \(2013\)](#); 6 [Fernández et al. \(2008\)](#); 7 [Hauck et al. \(1990\)](#); 8 [Herbig & Bell \(1988\)](#)

[et al. \(2014\)](#). L’émission en bande H est compatible avec celle de la photosphère, ce qui est confirmé par la modélisation de cet objet faite par [Rosenfeld et al. \(2013\)](#) qui trouve que l’émission du disque est égale à 1% du flux total en bande K et augmente à plus grande longueur d’onde.

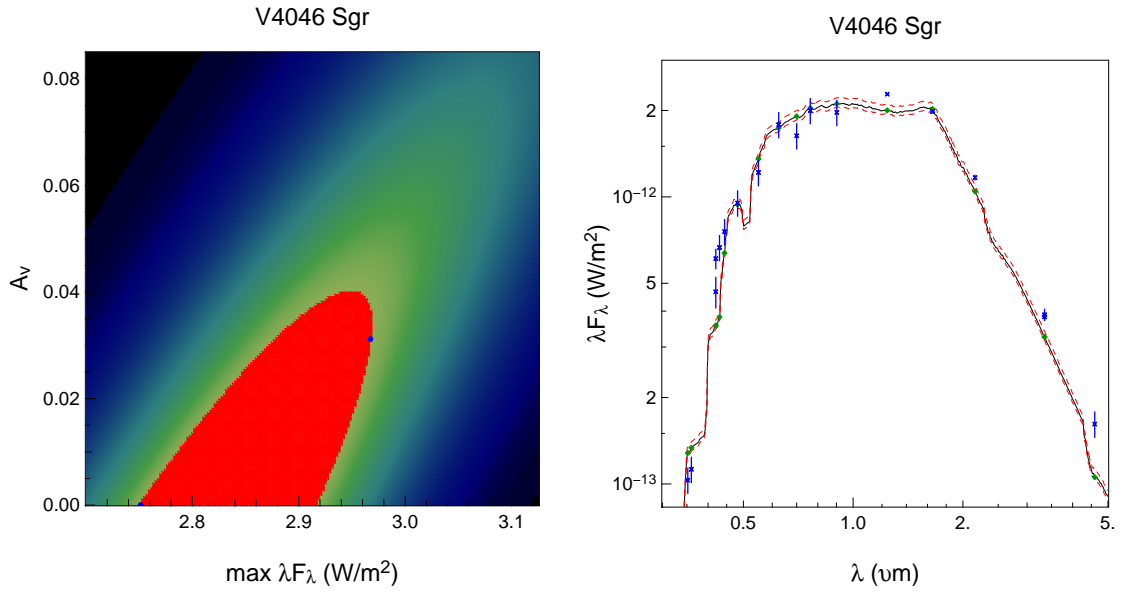
$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
10.6	0.031	4e-3	1	10.6	0.051	4e-3	1
0.43	6.02e-3	0	2	0.554	0.055	7e-4	2
0.7	0.108	0	3	1.24	1.37	0	2MASS
1.65	1.56	0	2MASS	2.16	1.3	0	2MASS

Tableau 3.6 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de TWA 3B. Comme pour le tableau 3.4, les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10% .

Références : 1 [Jayawardhana et al. \(1999\)](#); 2 [Messina et al. \(2010\)](#); 3 [Zacharias et al. \(2005\)](#)

**TWA 3B :** Cette étoile peu étudiée (34 références dans la littérature), n’a que 3 points de photométrie publiés dans les bandes optiques (en bandes B V et R). L’ajustement de ces trois points par une photosphère de type spectral M4 conduit à un rapport de flux en bande H environ égal à 2 ; l’environnement de cette étoile devrait être soit visible dans les données interférométriques, soit non résolu par PIONIER. La distance de TWA3 B étant de 35 pc environ, la taille de l’environnement devrait être (très) inférieure à 0.1 ua pour être très lumineux et irrésolu par cet instrument.

L’ajustement des trois points dans les bandes optiques est donc mauvais. Un second modèle a été testé, en ajoutant les données 2MASS à l’ajustement. Ce modèle permet



(a) Carte de probabilités associées aux différents modèles testés pour V4046 Sgr, en fonction de l'extinction appliquée à ce modèle et le maximum de luminosité du modèle (pour une extinction nulle). Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13a.

(b) Ajustement de la SED de V4046 Sgr. Les codes couleurs sont eux aussi les mêmes que pour la figure 3.13b.

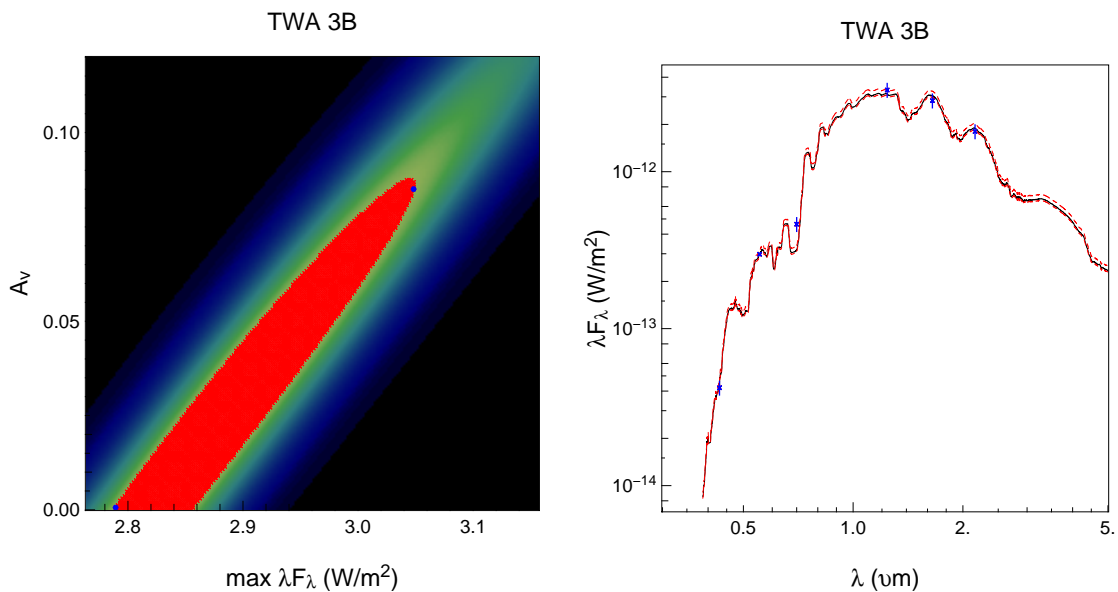
FIGURE 3.14 – Ajustement de la photométrie de V4046 Sgr.

de reproduire les données 2MASS ainsi que les données des bandes B, V et R. Les figures 3.15a et 3.15b montrent la carte de probabilité et l'ajustement de la SED de cette étoile. Jayawardhana et al. (1999) ont observé le système binaire et en ont conclu que TWA 3B ne présente pas de disque circumstellaire ; la fraction de flux entre le disque et l'étoile trouvée par l'ajustement du profil de visibilité est donc en accord avec ces observations.

$\lambda(\mu m)$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}$ (Jy)	Ref.	$\lambda(\mu m)$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}$ (Jy)	Ref.
0.36	7.74e-3	0	1	0.43	0.035	0	1, 2
0.55	0.0848	0	1, 3	0.64	0.116	0	4
0.9	0.209	0	1	1.24	0.263	0.006	2MASS
1.65	0.344	0.01	2MASS	2.16	0.305	0.006	2MASS

Tableau 3.7 – Points de photométrie utilisé pour l'ajustement de la SED de MY Lup. Comme pour le tableau 3.4, les données n'ayant pas d'erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10% ; les points de photométrie ayant plusieurs références sont la moyenne des valeurs présentées dans ces références.

Références : 1 Gregorio-Hetem & Hetem (2002) ; 2 Merín et al. (2008) ; 3 Sartori et al. (2003) ; 4 López Martí et al. (2011)



(a) Carte de probabilités associées aux différents modèles testés pour TWA 3B. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13a.

(b) Ajustement de la SED de TWA 3B. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13b.

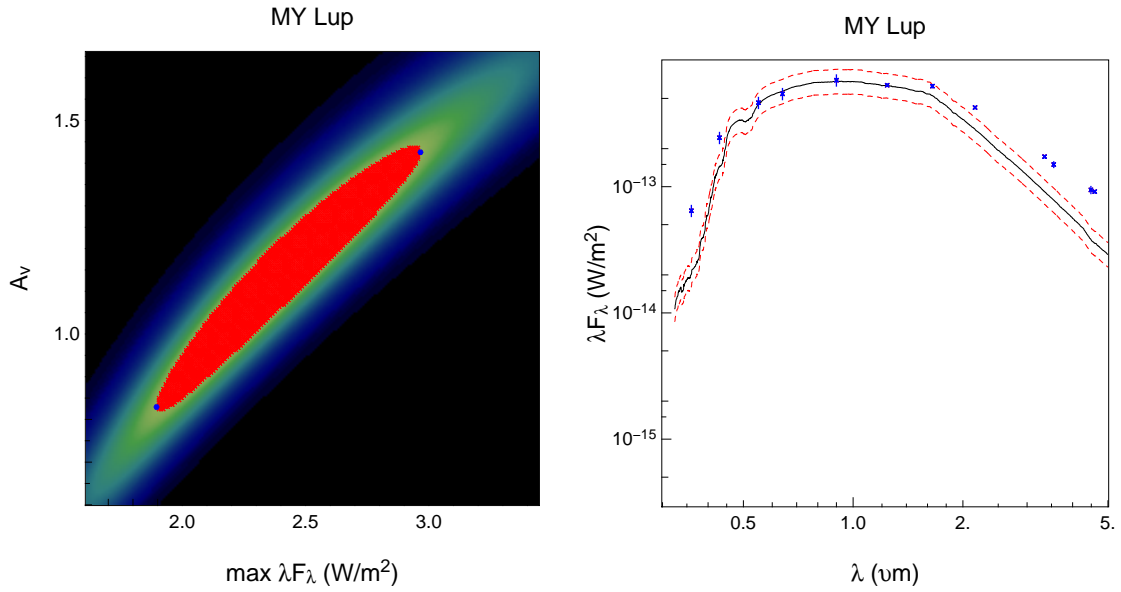
FIGURE 3.15 – Ajustement de la photométrie de TWA 3B.

**MY Lup :** MY Lup est l'étoile la moins étudiée de toutes celles observées durant cette campagne d'observation, n'ayant que 17 citations depuis 1992, date de sa première classification comme étoile T Tauri par [Gregorio-Hetem et al. \(1992\)](#). [Hughes et al. \(1993\)](#) a ajusté la SED dans les bandes B, V, R et I par un modèle de photosphère de type spectral K0 et une extinction  $A_V$  égale à 1.28 magnitude et n'a pas trouvé d'excès dû au disque dans ces longueurs d'onde. Plus récemment [Romero et al. \(2012\)](#) a ajusté les données en bande R ainsi que les données 2MASS qui sont elles aussi compatibles avec un modèle de photosphère.

De mon côté, une première tentative d'ajustement des données U à Ic se solde par un ajustement incompatible avec ces deux résultats précédents. En effet, bien que les données photométriques soient ajustées, le rapport de flux en bande H trouvé est égal à environ 2.5. En ajoutant les données 2MASS dans cet ajustement j'obtiens des résultats plus en accord avec la littérature : le rapport de flux est environ égal à 1 et l'extinction du meilleur modèle est de 1.56, proche de l'estimation de [Hughes et al. \(1993\)](#). Comme pour le cas de TWA 3B ce rapport de flux est sévèrement biaisé dans son estimation.

En réduisant la fenêtre de longueur d'onde afin de n'ajuster que les points de photométrie entre la bande V et I, j'arrive à un ajustement passable, le rapport de flux étant compatible avec 1 grâce aux larges barres d'erreurs. Les figures 3.16a et 3.16b présentent cet ajustement.

Cet objet a été modélisé plus en détails (et sur une plus grande gamme de longueurs d'onde) avec le code de transfert radiatif MCFOST. Cette modélisation, et ce code, seront présentes dans le chapitre 5. Néanmoins, un des résultats de cette modélisation est le fait que le disque de poussière orbitant MY Lup ne contribue que de manière négli-



(a) Carte de probabilité associée aux différents modèles testés pour MY Lup. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13a.

(b) Ajustement de la SED de MY Lup. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13b.

FIGURE 3.16 – Ajustement de la photométrie de MY Lup.

geable au flux en bande H, confirmant l'analyse du profil de visibilité. Des observations MagAO ont aussi été effectuées sur cette étoile ; l'image en lumière diffusée suggère un disque de transition, cohérent avec l'étude de [Romero et al. \(2012\)](#).

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.42	22.7e-3	7.7e-3	1	0.482	81e-3	0	2
0.532	0.127	0.012	1	0.554	0.209	0	3
0.625	0.279	0	2	0.647	0.276	0	4
0.763	0.627	0	2	0.900	0.955	0	2
1.24	1.39	0.02	2MASS	1.65	1.80	0.05	2MASS
2.16	1.49	0.03	2MASS	3.35	0.959	0.035	WISE
4.6	0.724	0.015	WISE	11.6	0.553	0.007	WISE
22.1	1.12	0.02	WISE				

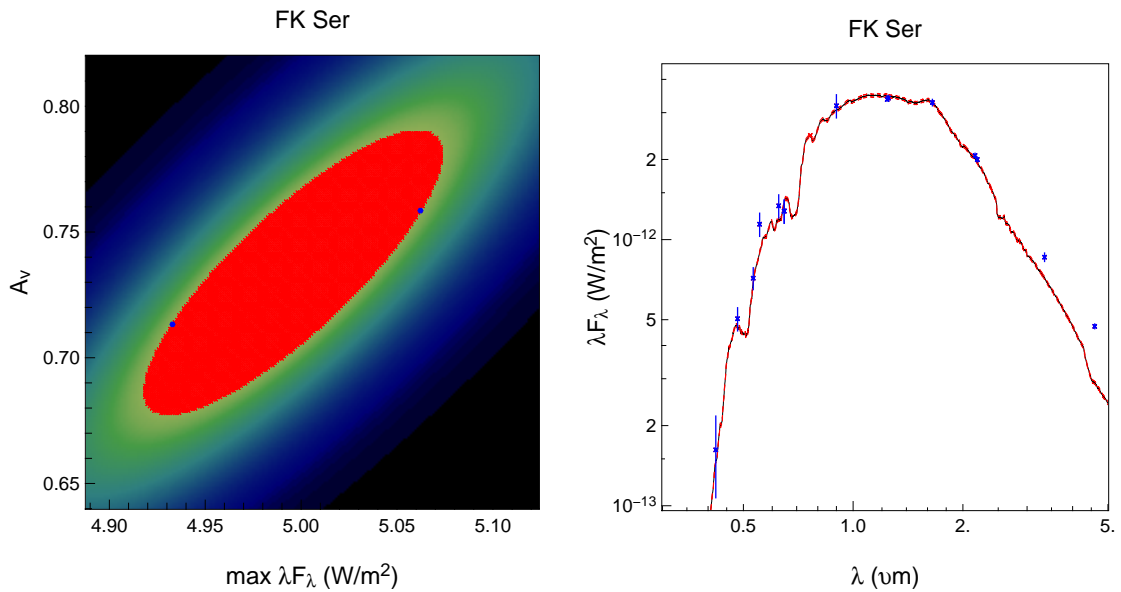
Tableau 3.8 – Points de photométrie utilisés pour l'ajustement de la SED de FK Ser. Comme pour le tableau 3.4, les données n'ayant pas d'erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10%.

Références : 1 [Fabricius et al. \(2002\)](#) ; 2 [Pickles & Depagne \(2010\)](#) ; 3 [Herbig & Bell \(1988\)](#) ; 4 [Massaro et al. \(2013\)](#)

**FK Ser** : La température de cette étoile a été estimée à 3825K ([Torres et al. 2006](#)), cette valeur ayant été retrouvée par [McDonald et al. \(2012\)](#) grâce à un ajustement des

données photométriques en bande B, V, J, H et K. En revanche, aucune valeur d'extinction n'a été trouvée dans la littérature.

La routine d'ajustement des données photométriques permet d'ajuster celles-ci entre la bande B et la bande K. Les figures 3.17a et 3.17b représentent cet ajustement. La SED du système s'écarte lentement de la photosphère et atteint un minimum à environ  $10 \mu\text{m}$ ; cette variation de la photométrie indique des régions proches de l'étoile optiquement minces ou du moins partiellement dépourvues de matière, ce qui est caractéristique des disques pré-transitionnels.



(a) Carte de probabilité associée aux différents modèles testés pour FK Ser. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13a.

(b) Ajustement de la SED de FK Ser. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13b.

FIGURE 3.17 – Ajustement de la photométrie de FK Ser.

**V709 CrA :** V709 CrA est une étoile de type K1IV (Forbrich & Preibisch 2007) avec une extinction variant entre 0.84 (Walter 1986) et 0.5 (Currie & Sicilia-Aguilar 2011). En se basant sur la photométrie SPITZER, Currie & Sicilia-Aguilar (2011) ont déterminé que la SED de cette étoile est compatible avec une étoile seule jusqu'à  $8 \mu\text{m}$ , la longueur d'onde où l'émission du disque n'est plus négligeable; ce résultat indique que le disque serait un disque de transition, dont les parties internes sont dépourvues de matière observable.

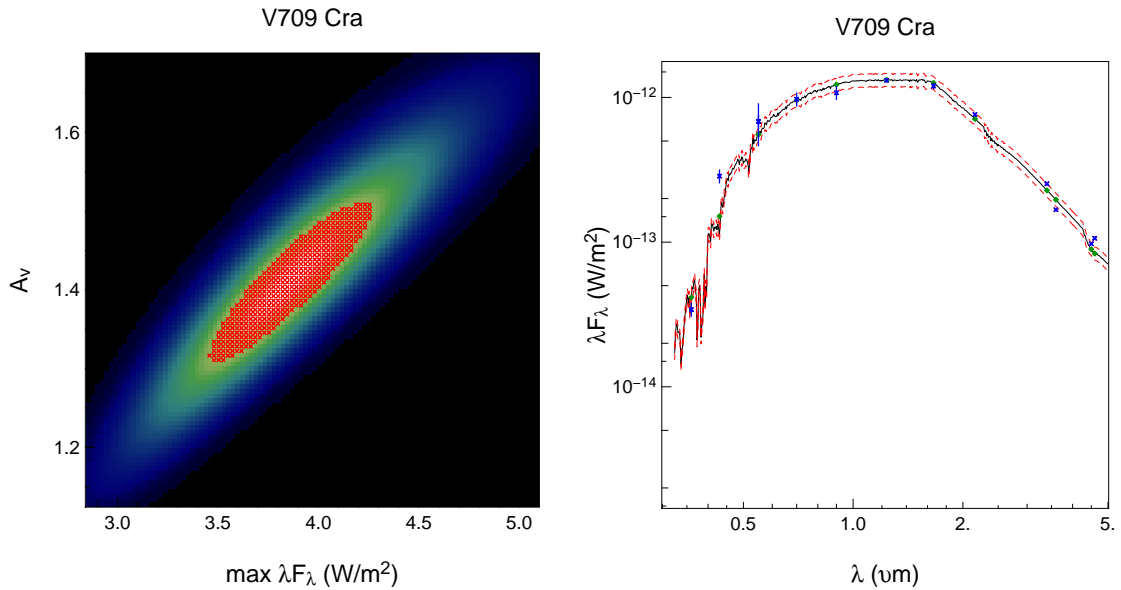
Afin de confirmer ces résultats, un premier ajustement a été entrepris, avec un modèle de Kurucz ayant une température de 4840 K et en fixant l'extinction à 0.84, ce qui donne un rapport de flux  $f_{phot/mod}$  égal à 1.61. Un second ajustement avec l'extinction fixée à 0.5 donne un rapport de flux encore plus grand, incompatible avec les résultats de Currie & Sicilia-Aguilar (2011). En laissant l'extinction libre la photométrie du meilleur modèle est finalement compatible avec les données photométriques, qui sont ajustées jusqu'à  $5 \mu\text{m}$  comme le montre la figure 3.18b. En revanche, l'estimation de

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.36	0.0112	0	1	0.36	0.0041	0	2
0.43	0.041	0	2, 3, 4	0.43	0.047	0	1
0.55	0.121	0	1	0.55	0.125	0.04	5
0.7	0.227	0	2, 6	0.9	0.323	0	2
1.235	0.54125	0.0135	2MASS	1.662	0.665	0.027	2MASS
2.159	0.548	0.011	2MASS	3.4	0.287	0.006	WISE
4.5	0.146	0.0005	IRAC	4.6	0.163	0.003	WISE
5.8	0.111	0.0006	IRAC	8	0.064	0.0002	IRAC

Tableau 3.9 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de V709 CrA. Comme pour le tableau 3.4, les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10% et les points de photométrie ayant plusieurs références sont la moyenne des valeurs présentées dans ces références.

Références : 1 [Walter \(1986\)](#); 2 [Pickles & Depagne \(2010\)](#); 3 [Roeser et al. \(2010\)](#); 4 [Perryman & ESA \(1997\)](#); 5 [Alfonso-Garzón et al. \(2012\)](#); 6 [Zacharias et al. \(2005\)](#)

l’extinction, présentée Figure 3.18a varie entre 1.3 et 1.5 avec la valeur du meilleur modèle étant de  $1.4 \pm 0.1$ , bien plus grand que les précédentes valeurs.



(a) Carte de probabilité associée aux différents modèles testés pour V709 CrA. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13a.

(b) Ajustement de la SED de V709 CrA. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure 3.13b.

FIGURE 3.18 – Ajustement de la photométrie de V709 CrA.

Pourquoi une telle différence entre l’extinction dérivée par ([Walter 1986](#)), ([Currie & Sicilia-Aguilar 2011](#)) et la mienne ? Voici un début d’explication :

Pour [Walter \(1986\)](#), l’extinction a été dérivée en utilisant les bandes U, B et V, et en

considérant l'étoile comme étant de type spectral K0IV. En utilisant ces mêmes valeurs et mêmes points de photométries, l'ajustement résulte en une extinction proche (0.7) et un rapport de flux toujours égal à 1.6.

Dans le second cas, l'extinction a été dérivée en utilisant un plus grand jeu de données (allant de la bande B à  $24\mu\text{m}$ ). Néanmoins le modèle résultant souffre d'un excès dans les bandes U et B et d'un déficit par rapport aux données 2MASS et à plus grandes longueurs d'ondes. Cette déviation par rapport aux données peut être expliquée par une sous-estimation de l'extinction.

En effet, considérons un modèle ajustant parfaitement le jeu de données pour une extinction non sous-estimée. La sous-estimation de l'extinction entraîne un excès de flux, plus important à courtes longueurs d'ondes. Ajuster le jeu de données en jouant sur le flux, avec ce modèle et par une méthode de moindres carrés ou similaire, réduira les écarts les plus importants et résultera donc en un excès dans le domaine UV et un déficit dans le domaine infrarouge.

Une estimation de la masse du disque orbitant V709 Cra a été entreprise avec le code de transfert radiatif MCFOST et est présentée dans la partie 5. L'estimation de l'extinction faite par cette modélisation est similaire à la valeur contrainte grâce à l'ajustement présenté ci-dessus. Un autre résultat de cette modélisation du disque est la contribution nulle du disque en bande H, confirmant les résultats des ajustements des données photométriques et du profil de visibilité.

### Résumé sur la limite de brillance des environnements très peu lumineux

Dans cette section, un modèle permettant de déduire une limite de flux du disque en bande H pour les disques peu lumineux a été présenté et comparé avec les résultats provenant d'analyses de la photométrie.

Cette analyse des visibilités et de la SED ne permet cependant pas de savoir si ces disques de transitions contiennent de la matière dans leurs régions internes. Pour cela, la combinaison de plusieurs jeux de données venant de techniques d'observations différentes est nécessaire. Une telle analyse pour 2 de ces étoiles sera présentée dans le chapitre 5

## 3.3 Les étoiles binaires observées par PIONIER

Sur les 21 étoiles observées, 10 sont des binaires connues et un compagnon a été découvert par nos travaux pour deux étoiles. Néanmoins, la plupart de ces objets peuvent être considérés, au premier ordre, comme des systèmes simples. Cette approximation vient du fait que leur compagnon est soit :

- ou bien trop proche de l'étoile centrale pour être résolu par PIONIER (soit une séparation de l'ordre ou inférieure à la milliseconde d'arc), ce qui est le cas par exemple de V4046 Sgr ;

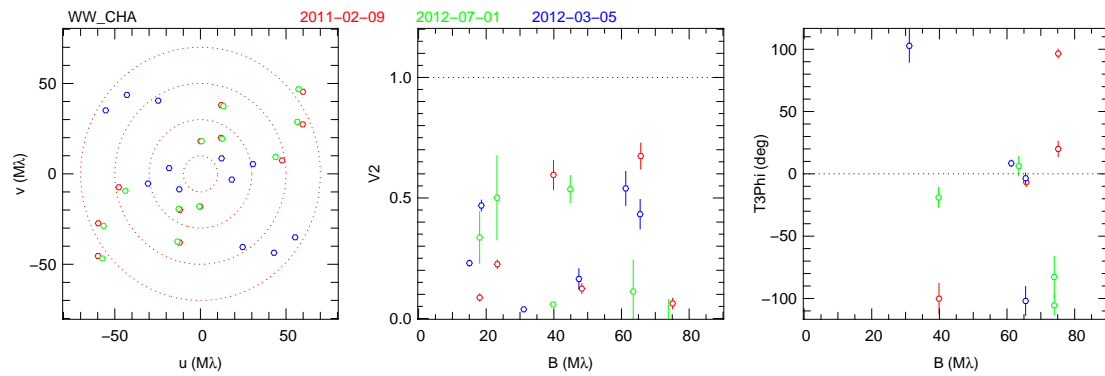


FIGURE 3.19 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de WW Cha de Février 2011 (en bleu), Mars 2012 (en rouge) et Juillet 2012 (en vert).

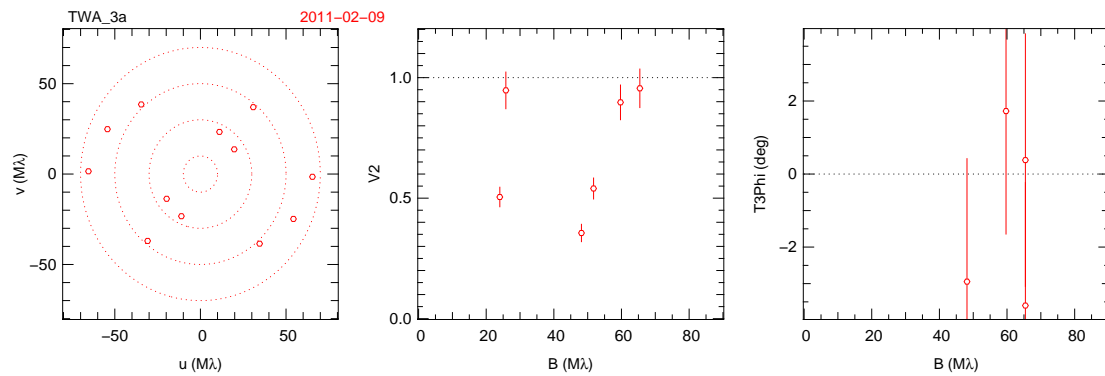


FIGURE 3.20 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de TWA 3A de Février 2011 (en bleu).

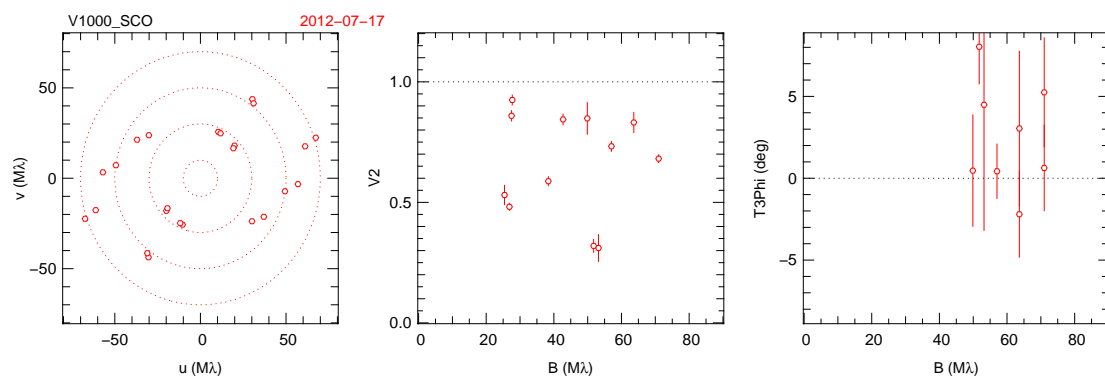


FIGURE 3.21 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de V1000 Sco de Juillet et Aout 2012 (en bleu et vert respectivement).



- ou bien trop éloigné de l'étoile. Dans ce cas, le compagnon se trouve en dehors du champ de vue gaussien de PIONIER (de largeur à mi-hauteur égale à 250 mas) et le signal du compagnon est fortement atténué et contribue de manière négligeable au profil de visibilité. GQ Lup, S CrA, AS 205, FK Ser, ainsi que la paire TWA 3 A et B et le compagnon lointain de HT Lup tombent dans cette catégorie ;
- ou bien trop peu lumineux, le contraste maximum pouvant être détecté par PIONIER étant de l'ordre de 4 magnitudes. Le compagnon de GQ Lup entre dans cette catégorie, en plus d'être atténué à cause de sa grande séparation.

Pour les systèmes multiples HT Lup et HN Lup, la séparation du compagnon est de l'ordre du champ de vue de PIONIER. Dans ce cas, le compagnon est observé par PIONIER, avec le signal résultant atténué par le profil de transmission de PIONIER, et contribuant au flux incohérent (car étant en dehors du champ de vue interférométrique de PIONIER. Les données interférométriques de ces deux étoiles sont aussi caractérisées par la signature de leur disque circumstellaire et seront donc présentées plus en détails dans le chapitre 4.

Au final, seulement 3 objets sur les 21 ont leur compagnon détecté (pour la première fois pour deux d'entre eux) par PIONIER et contribuant majoritairement aux données interférométriques : WW Cha, V1000 Sco et TWA 3A. Un résumé des observations est présenté dans le tableau 3.10 tandis que les figures 3.19, 3.20 et 3.21 montrent les plans  $(u, v)$ , les profils de visibilité ainsi que les clôtures de phase de ces trois objets.

Étoile	Date d'observation	Config.	Calibrateurs
WW Cha	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	HIP 55237
	2012-03-05	A1 G1 I1 K0	HIP 54452, HIP 56876
	2012-07-01	A1 G1 I1 K0	HD 99015
TWA 3A	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	HIP 53487, HIP 54547
V1000 Sco	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	HIP 78551, HIP 79690
	2012-08-19	A1 G1 I1 K0	HIP 82722

Tableau 3.10 – Résumé des observations avec l'instrument PIONIER concernant les étoiles binaires. Les différentes colonnes présentent le nom de l'objet, les dates d'observations, la configuration des télescopes et les calibrateurs utilisés.

## WW Cha

WW Cha est présentée comme une étoile de type K5 (Luhman 2007), de classe incertaine : définie comme étant de classe 0 par Viana Almeida et al. (2012) sur des données provenant de Haisch et al. (2004), elle est plus récemment identifiée comme ayant un disque (pré)transitionnel (Espaillat et al. 2011) puis comme une classe II par Ribas

et al. (2013). La difficulté à classer cette source peut être expliquée par la grande accretion de matière de l'étoile centrale et par la grande extinction de cette étoile qui est égale à 4.8 magnitudes en bande V d'après [Espaillat et al. \(2011\)](#).

Cet objet jeune est associé au jet HH 915 ([Wang & Henning 2006](#)) qui s'étend au sud-est de l'étoile. Cette étude associe les "nœuds" A et D de [Gómez et al. \(2004\)](#) situés au nord-ouest du système à la contrepartie de ce jet. Cette étoile a de plus été observée quatre fois par [Nguyen et al. \(2012\)](#) qui n'a pas détecté de compagnon proche par analyse de la vitesse radiale ou par l'élargissement de la raie H $\alpha$ . Une autre observation spectrométrique a été conduite par [Viana Almeida et al. \(2012\)](#); malheureusement, l'analyse de cet objet n'a pas été effectuée en raison du faible nombre de mesures de vitesses radiales.

WW Cha fut observée trois fois entre Février 2011 et Juillet 2012. Les données interférométriques correspondantes (présentées figure [3.19](#)) montrent de grandes variations du profil de visibilité et des clôtures de phase caractéristiques d'un système binaire. L'ajustement des données fut donc réalisé en premier lieu avec un modèle de binaire dont les résultats sont présentés dans le tableau [3.11](#). Nous pouvons remarquer que le  $\chi^2$  réduit du modèle pour chaque date d'observation est assez élevé, étant au minimum égal à 3.9 pour l'ajustement des observations de Mars 2012 et au maximum égal à 11.4 pour celui des observations de Juillet. La distribution spectrale d'énergie de WW Cha présente un excès infrarouge important; ces grandes valeurs de  $\chi^2$  sont donc le résultat de la négligence du flux étendu provenant du disque.

Deux autres modèles, approximant la brillance de surface du disque par celle d'un fond diffus uniforme (ayant un profil de visibilité égal à 0) et une gaussienne ont donc été créés. Les résultats de l'ajustement des données interférométriques par les trois modèles sont présentés dans le tableau [3.11](#).

L'ajout de la contribution du disque permet d'améliorer considérablement l'ajustement des données, dont le  $\chi^2$  passe (dans le meilleur des cas) de 11.4 à  $\sim 1$ . L'ajustement des données interférométriques avec le modèle comprenant une binaire et un disque "gaussien" est présenté dans la Figure [3.22](#).

Les trois modèles donnent des résultats similaires concernant la fraction de flux provenant du compagnon, sa position et la fraction de flux provenant du disque dans le cas des modèles avec un fond diffus ou avec une gaussienne. La fraction de flux provenant du compagnon varie peu entre les observations, étant égale à environ 0.65 fois le flux de l'étoile principale. Les variations de flux du disque sont elles plus importantes, mais la contribution du disque reste minoritaire dans tous les cas.

La figure [3.23](#) montre les positions les plus probables du compagnon déduites de l'ajustement des données interférométriques. La position du compagnon lors des 3 dates d'observations permet d'exclure une étoile de fond (WW Cha ayant un mouvement propre de 37 mas par an) ainsi que le passage proche d'une étoile non liée à WW Cha (le compagnon "revenant" sur sa position).

La position du compagnon aux différentes dates laisse à penser qu'il orbite autour de l'étoile centrale dans le sens des aiguilles d'une montre. Le faible nombre d'observa-

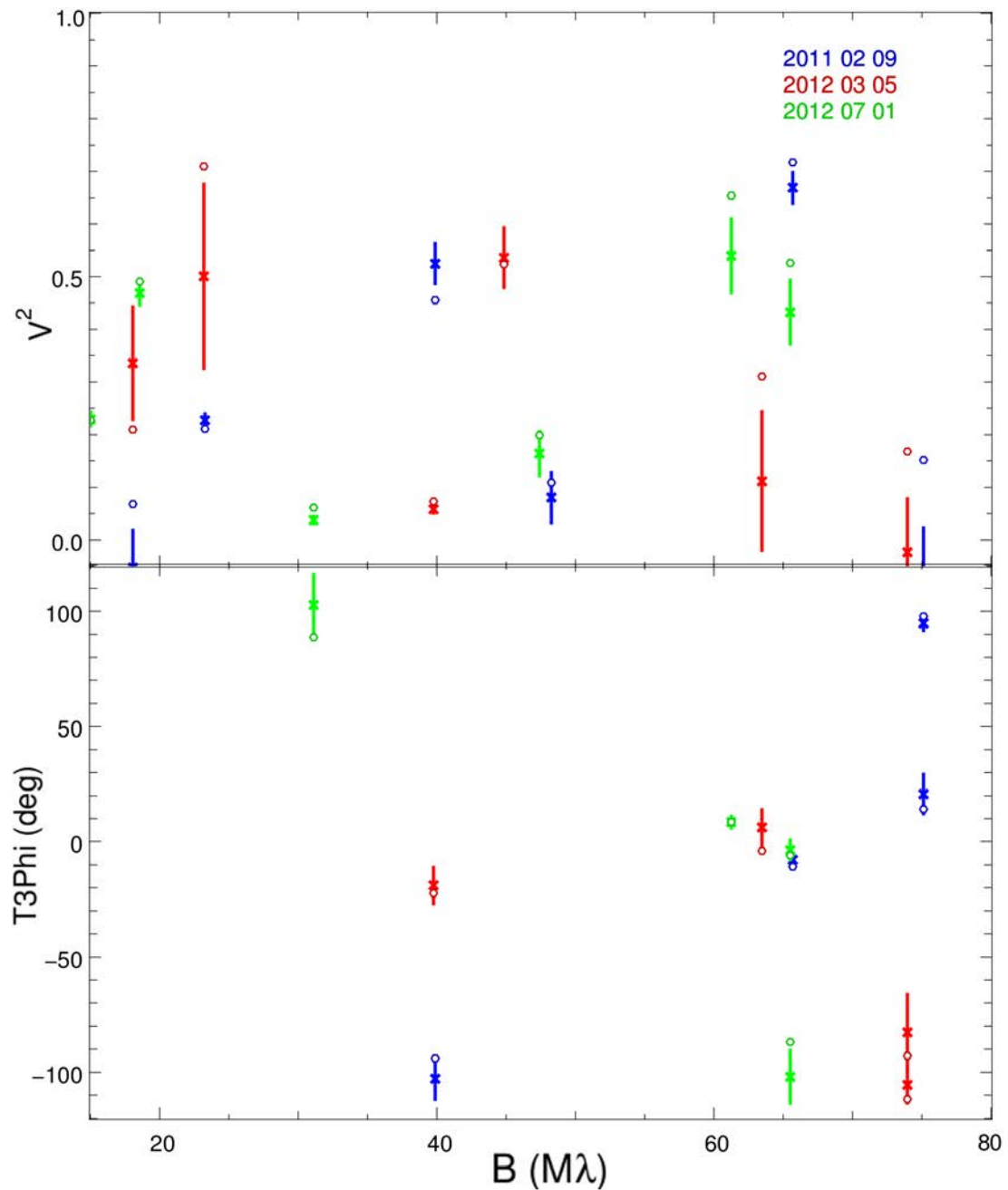


FIGURE 3.22 – *Figure du haut* : Ajustement du profil de visibilité de WW Cha en fonction de la base (en  $M\lambda$ ). Les différentes observations sont représentées avec des croix bleues pour 9 Février 2011, rouges pour le 5 Mars et vertes pour le 1er Juillet 2012. Les ronds de couleurs représentent le meilleur ajustement effectué avec le modèle de binaire et de disque "gaussien" qui ajuste simultanément le profil de visibilité et les clôtures de phase présentées dans la figure du bas.

*Figure du bas* : Ajustement des clôtures de phase avec le même modèle. Les codes couleurs sont les mêmes que pour la figure du haut.

Date	$F_{comp.}/F_{prim.}$	$\alpha$ (mas)	$\delta$ (mas)	$F_{tendu.}/F_{prim.}$	FWHM(mas)	$\chi^2_{red.}$
09/02/2011	$0.64 \pm 0.04$	$-0.8 \pm 0.1$	$-6.2 \pm 0.1$	—	—	6.7
	$0.61 \pm 0.02$	$-0.7 \pm 0.1$	$-6.3 \pm 0.1$	$0.22 \pm 0.07$	—	2.5
	$0.63 \pm 0.03$	$-0.7 \pm 0.1$	$-6.2 \pm 0.1$	$0.25 \pm 0.07$	$4.6 \pm 1.5$	1.8
05/03/2012	$0.69 \pm 0.05$	$-4.5 \pm 0.2$	$4.1 \pm 0.1$	—	—	3.9
	$0.68 \pm 0.07$	$-4.8 \pm 0.2$	$4.1 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.2$	—	2.06
	$0.67 \pm 0.06$	$-4.8 \pm 0.2$	$4.1 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.2$	$6.2 \pm 5.2$	2.3
01/07/2012	$0.78 \pm 0.10$	$-3.1 \pm 0.10$	$-3.7 \pm 0.2$	—	—	11.4
	$0.68 \pm 0.02$	$-3.0 \pm 0.05$	$-3.6 \pm 0.1$	$0.28 \pm 0.03$	—	0.9
	$0.69 \pm 0.03$	$-3.0 \pm 0.10$	$-3.6 \pm 0.1$	$0.32 \pm 0.05$	$8.8 \pm 1.7$	0.7

Tableau 3.11 – Paramètres des modèles ajustant les trois différents jeux de données interférométriques de WW Cha obtenus en Février 2011 et Mars et Juillet 2012. Pour chaque date d’observation, la première ligne donne les paramètres du modèle composé d’une binaire seule, le modèle présenté dans la seconde ligne voit l’ajout d’un fond diffus, tandis que la troisième ligne présente les paramètres du modèle de binaire auquel s’ajoute la contribution du disque simulée par une gaussienne centrée sur l’étoile primaire.

tions ne permet cependant pas de contraindre l’orbite de ce système binaire et nécessite des observations supplémentaires.

## V1000 Sco

Cette binaire connue (ses paramètres orbitaux  $P$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $K_\alpha$  et  $\gamma$  furent précédemment contraints par [Mathieu et al. \(1989\)](#)) a été observé deux fois à un mois d’intervalle. Si la première observation est de bonne qualité et permet de déterminer la position du compagnon en ajustant les données interférométriques, ce n’est pas le cas de la seconde. En effet, les conditions météorologiques de cette seconde observation furent mauvaises, ce qui a conduit à ne faire qu’une observation de cette étoile afin d’observer des étoiles plus brillantes et donc plus facilement observables. Le jeu de données résultant n’a qu’un point de clôture de phase tandis qu’il manque un point de visibilité sur les 6 habituellement obtenus par observation. De plus, ces données interférométriques, visibles dans la figure 3.21, souffrent de grandes incertitudes, autant sur les visibilités que sur la clôture de phase. L’ajustement de ces données conduit donc à de nombreux minima locaux pour la position du compagnon ; ces données ont donc été ignorées pour la détermination des paramètres du compagnon.

Le tableau 3.12 présente les paramètres du modèle de binaire utilisé pour ajuster les données interférométriques obtenues lors des observations de V1000 Sco en Juillet 2012 tandis que la figure 3.24 montre quant à elle l’ajustement de ces données ainsi que la position du compagnon la plus probable.

Comme pour WW Cha, d’autres observations sont nécessaires afin de contraindre l’orbite du compagnon de cette étoile.

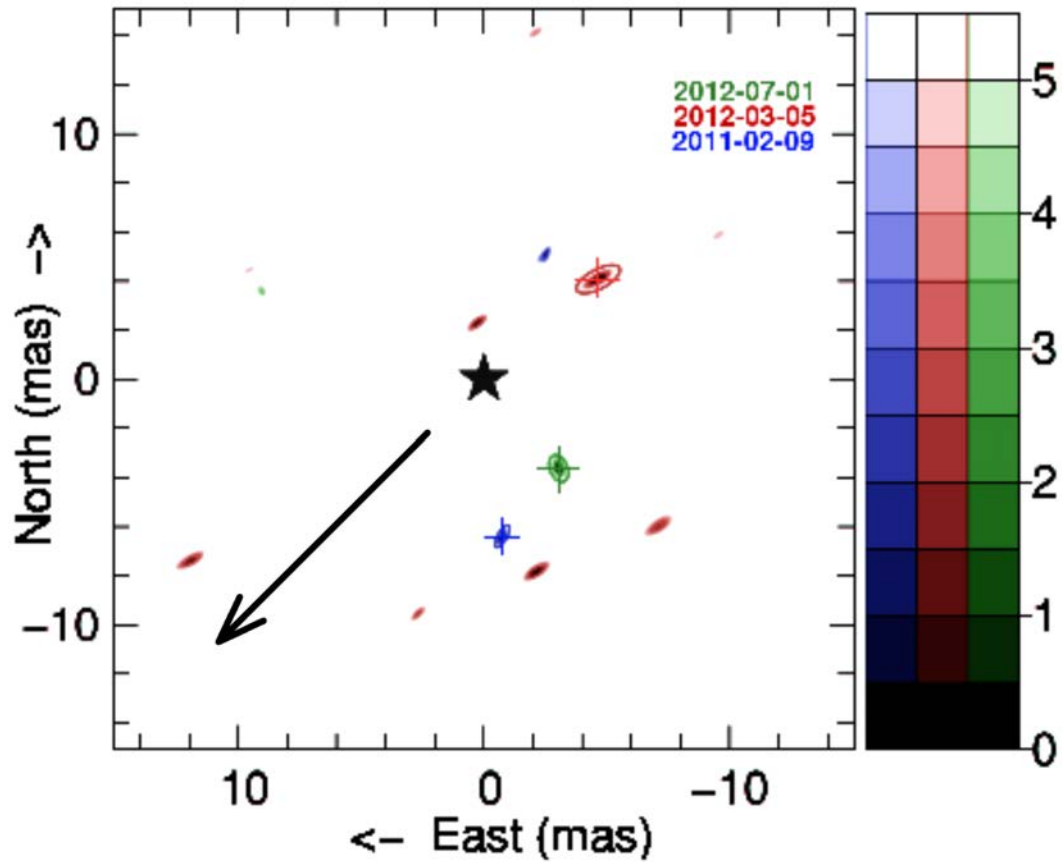


FIGURE 3.23 – Carte de  $\chi^2$  de l’ajustement de la position du compagnon de WW Cha. Les tons clairs représentent un  $\chi^2$  associé au modèle élevé tandis que les tons sombres représentent un  $\chi^2$  faible. Pour chaque date d’observation (représentée par un code couleur différent) le meilleur ajustement des données (donc la position la plus probable du compagnon) est marquée par une croix. La flèche noire donne la direction du jet HH 915 associé à ce système.

Date	$F_{comp}/F_{prim.}$	$\alpha$ (mas)	$\delta$ (mas)	$\chi^2_{red.}$
17/07/2012	$0.34 \pm 0.05$	$4.17 \pm 0.1$	$-1.17 \pm 0.1$	3.7

Tableau 3.12 – Paramètres du modèle de binaire ajustant le jeu de données interférométriques de V1000 Sco en Juillet 2012.

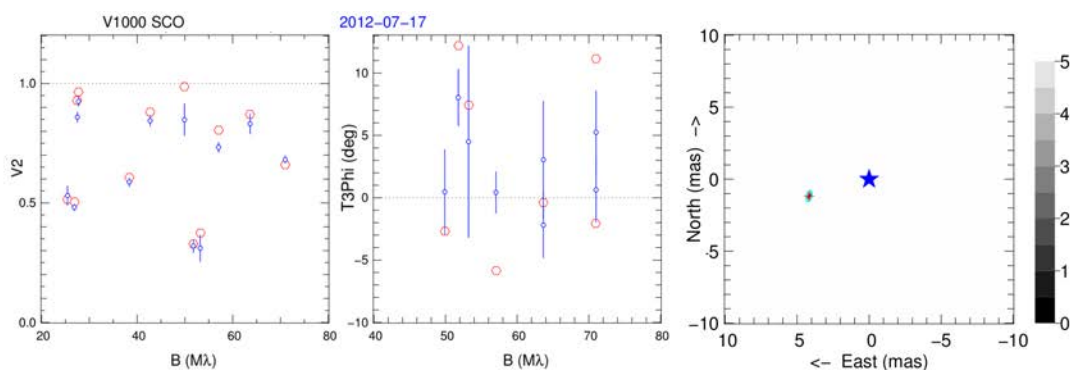


FIGURE 3.24 – Ajustement des données interférométriques de V1000 Sco (ronds bleus) par un modèle de binaire (ronds rouges). La figure de gauche montre l’ajustement du profil de visibilité tandis que la figure centrale montre celui des clôtures de phase. La figure de droite représente la position la plus probable du compagnon de V1000 Sco.

Date	$F_{comp}/F_{prim.}$	$\alpha$ (mas)	$\delta$ (mas)	$\chi^2_{red.}$
09/02/2011	$0.76 \pm 0.55$	$3.34 \pm 0.1$	$-1.09 \pm 0.1$	0.3

Tableau 3.13 – Paramètres du modèle de binaire ajustant le jeu de données interférométriques de TWA 3A en Juillet 2012.

## TWA 3A

La dernière étoile ayant un compagnon détecté par PIONIER durant cette campagne d’observation est TWA 3A qui a été observée une fois en Février 2011. Le profil de visibilité montré figure 3.25 présente de larges variations de visibilités tandis que les clôtures de phase sont compatibles avec 0, ce qui est la conséquence d’un compagnon dont la luminosité est proche de celle de l’étoile principale.

L’ajustement des données interférométriques avec un modèle de binaire, dont les paramètres sont donnés dans le tableau 3.13, permet de reproduire les données interférométriques.

Néanmoins, malgré la bonne qualité des données, les faibles clôtures de phase résultent en une faible contrainte sur le flux du compagnon (qui peut varier entre 0.2 et 1.3 fois le flux de l’étoile principale) et une dégénérescence de la position du compagnon comme nous pouvons le voir dans la figure 3.25.

Cette étoile, plus que les deux autres présentées dans cette section nécessite d’autres observations afin de contraindre les paramètres du compagnon. Comme pour ces deux dernières, il est prévu d’observer cette étoile lors des prochaines séances d’observations d’étoiles jeunes avec PIONIER.

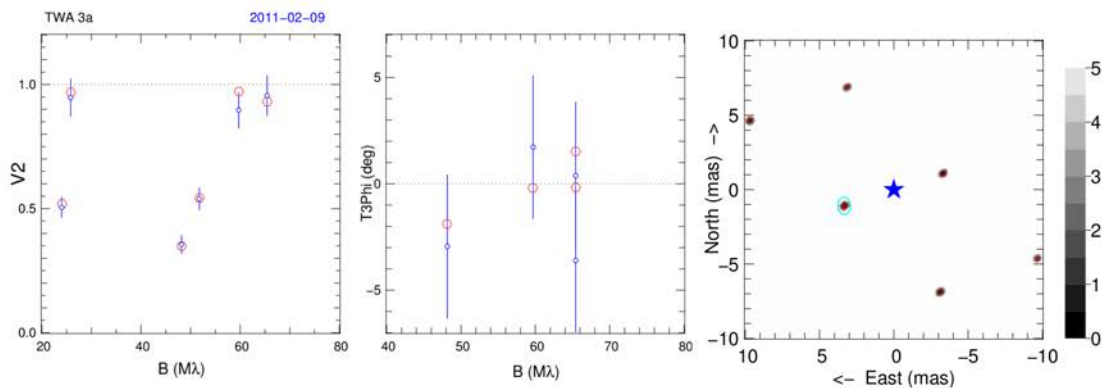


FIGURE 3.25 – Ajustement des données interférométriques de TWA 3a (ronds bleus) par un modèle de binaire (ronds rouges). La figure de gauche montre l’ajustement du profil de visibilité tandis que la figure centrale montre celui des clôtures de phase. La figure de droite représente la position la plus probable du compagnon de V1000 Sco.

### 3.4 Conclusions et perspectives.

La première partie de ce chapitre fut été dédiée aux étoiles dont le disque n’est pas détecté par PIONIER. Les limites sur les flux de ces objets ont été déterminées en ajustant le profil de visibilité de ces étoiles par un simple modèle comprenant une étoile non résolue et un fond diffus, et en ajustant leur SED. Les résultats de ces ajustements sont que les objets de cette première partie ont un flux du disque en bande H négligeable. Cette détermination du flux du disque grâce aux visibilités est assez limitée :

- Si l’approximation du disque par un fond diffus est valable dans notre cas (où le profil de visibilité est compatible avec 1 et la structure du disque ne pouvant être contrainte par les données interférométriques), le disque entourant l’étoile peut être lui partiellement résolu, voire totalement irrésolu. L’approximation du fond diffus résultera donc en une sous estimation du flux du disque.
- Cette détermination du flux du disque nécessite un profil de visibilité avec une faible erreur sur les visibilités afin de pouvoir contraindre le flux du disque avec une précision suffisante. Les données présentées dans la première partie de ce chapitre n’ont pas la qualité requise ne fournissent que des limites supérieures, faiblement contraintes, du flux du disque entourant ces étoiles.

La détermination du flux du disque par les visibilités est néanmoins intéressante, si la dynamique est assez forte et les erreurs faibles, pour contraindre la brillance et l’étendue des disques de transition. En particulier, cette technique peut estimer la brillance des sillons présents dans les disques de transition et donc mettre des contraintes sur la matière présente dans ceux-ci.

La détermination du disque par l’ajustement de la SED de l’étoile, que ce soit par un modèle de photosphère ou un modèle plus complet, n’est pas non plus exempte de défauts. Celle-ci dépend de la température de l’étoile et de l’extinction du milieu interstellaire, dont les valeurs varient en fonction des études, voire au cours du temps. L’ajustement de données photométriques prises à des dates différentes aussi peut être

hasardeux du fait de la variation de luminosité de l'étoile. Finalement, le flux du disque et de l'accrétion induisent une erreur sur l'ajustement de la SED par un modèle de photosphère, comme nous l'avons vu dans ce chapitre.

Ces deux techniques sont néanmoins en accord sur les étoiles étudiées dans ce chapitre, qui ont un disque ne contribuant pas (ou du moins de manière négligeable) à la SED et au profil de visibilité.

La seconde partie de ce chapitre a été dédiée aux étoiles binaires observées ou découvertes durant cette campagne d'observations. La majorité des systèmes multiples de cet échantillon peut être considérée comme des étoiles simples du fait de la grande, ou petite, séparation du(des) compagnon(s). Deux des cinq systèmes multiples restants, HN Lup et HT Lup, ont leur compagnon contribuant au flux incohérent et sont caractérisés par une signature importante de leur environnement circumstellaire ; ces deux objets seront discutés plus en détails dans le prochain chapitre.

Les jeux de données des deux systèmes binaires TWA 3A et V1000 Sco peuvent être ajustés par un modèle de binaire, sans contribution d'un composant étendu. Ces deux objets souffrent néanmoins d'un manque d'observations, n'ayant qu'un jeu de bonne qualité chacune. D'autres observations permettront de contraindre l'orbite du compagnon et de déterminer si le flux du disque est réellement négligeable.

WW Cha dispose de trois jeux de données pris à des dates différentes, qui peuvent être modélisés par un modèle de binaire avec un disque contribuant à hauteur de 15% du flux total du système. Les flux du disque et du compagnon de WW Cha sont cohérents d'une date à l'autre, tandis que ce dernier n'est pas compatible avec une étoile d'arrière plan ou un objet non lié. Comme pour les deux systèmes binaires présentés dans ce chapitre, d'autres observations seront nécessaires afin de déterminer les paramètres orbitaux du compagnon, et en particulier l'inclinaison et l'orientation du compagnon, ainsi que l'orientation du disque. Ces trois paramètres pourront être comparés avec l'orientation du jet HH 915 provenant de ce système afin d'avoir une vue d'ensemble de celui-ci.





# Chapitre 4

## La modélisation des disques circumstellaires

Ce chapitre portera sur l'étude et la caractérisation des disques circumstellaires des étoiles de type T Tauri observées par PIONIER. Celui-ci débutera par une rapide introduction de la modélisation de ceux-ci par des modèles géométriques simulant l'émission thermique, ainsi que par la problématique soulevée par ces modèles. L'importance de la contribution de la lumière diffusée sera ensuite montrée par une simple régression linéaire des profils de visibilité. Finalement, un modèle géométrique prenant en compte cette diffusion ainsi que l'émission thermique du disque, et l'ajustement des profils de visibilité des étoiles observées seront présentés dans ce chapitre.

### 4.1 Les modèles de l'émission thermique

#### Introduction

Les observations interférométriques d'étoiles jeunes dans le proche infrarouge ont débuté par la découverte de halos autour de ces étoiles par [Beckwith et al. \(1984\)](#) (utilisant la technique d'interférométrie des tavelures), qui a ajusté le profil de visibilité de ces halos par un profil gaussien. La résolution des interféromètres augmentant, et la structure des disques étant de mieux en mieux comprise, d'autres modèles géométriques simples (présentés ci-dessous) ont vu le jour afin d'ajuster ces observations et de dériver les paramètres physiques des disques protoplanétaires entourant ces étoiles.

Ces modèles sont composés d'une étoile et d'une composante étendue dont la nature varie suivant le modèle. Le rayon typique d'une étoile de type T Tauri est environ égal à 2 rayons solaires, et la distance de la majorité de ces étoiles est de 150 parsec environ ; le diamètre angulaire apparent d'une étoile de type T Tauri est donc environ égal à 0.15 mas, bien moindre que la résolution maximale des interféromètres existant. L'étoile est donc non-résolue dans toutes les observations faites par ceux-ci, son profil de visibilité est donc égal à 1. Le profil de visibilité du système s'écrit donc :

$$V = \frac{F_{\star} + F_{etendu} V_{etendu}}{F_{\star} + F_{etendu}} = \frac{1 + f_{etendu} V_{etendu}}{1 + f_{etendu}} \quad (4.1)$$

avec  $F_\star$ ,  $V_{etendu}$  et  $F_{etendu}$  étant respectivement le flux de l'étoile, celui de l'environnement et le profil de visibilité de ce dernier, et  $f_{etendu} = F_{etendu}/F_\star$  le flux du disque normalisé à celui de l'étoile.

Ces modèles de disques sont basés sur le fait que la lumière diffusée est considérée comme négligeable, soit par construction du modèle en lui-même (dans le cas du disque d'accrétion, ou du disque évasé et par extension du modèle d'anneau), soit contribuant à quelques pourcents (au mieux) du flux total (Eisner et al. 2004; Akeson et al. 2005a).

Dans les sous-sections suivantes, je présenterai les différents modèles utilisés, et passerai en revue les paramètres physiques des disques circumstellaires déduits de ces modèles.

## Le modèle gaussien

Comme expliqué précédemment ce modèle a été utilisé pour modéliser les données obtenues par interférométrie de tavelures dans le proche infrarouge, par Beckwith et al. (1984) puis Dewarf & Dyck (1993). Il a de nouveau été utilisé par Malbet et al. (1998) dans le cadre des observations interférométriques de FU Ori. Pour paraphraser Millan-Gabet et al. (2001), le modèle gaussien est une bonne approximation de la brillance de surface d'un environnement dont la poussière est distribuée en une enveloppe autour de l'étoile centrale.

La brillance de surface dépend de la largeur à mi-hauteur de la gaussienne  $\theta$  :

$$I(\theta, r) = I_0 e^{-4 \ln^2(r/\theta)^2} \quad (4.2)$$

La transformée de Fourier de ce profil est elle aussi une gaussienne :

$$V = e^{-(\pi q \theta)^2 / (4 \ln 2)} \quad (4.3)$$

q étant la base en  $M\lambda$ .

En déterminant la fraction de flux  $F_{etendu}$  provenant de l'enveloppe, l'ajustement du profil de visibilité permet d'estimer la largeur à mi-hauteur du profil de brillance de l'enveloppe. Un exemple d'ajustement de données par un profil gaussien est présenté figure 4.1.

## Le disque plat d'accrétion

Ce modèle détermine la température de la poussière  $T_{dust}$  d'un disque, illuminé par l'étoile centrale selon un angle rasant, en fonction du rayon  $r$  :

$$T_{dust} \propto r^{-3/4} \quad (4.4)$$

L'émission thermique du disque est ensuite calculée en approximant le disque par des anneaux fins successifs émettant comme des corps noirs de température  $T_{dust}(r)$ , et en intégrant l'émission de ce corps noir entre le rayon interne  $r_{in}$  et de rayon externe  $r_{out}$  du disque :

$$\lambda F_\lambda = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \lambda B_\lambda(T_{dust}(r)) \pi r dr \quad (4.5)$$

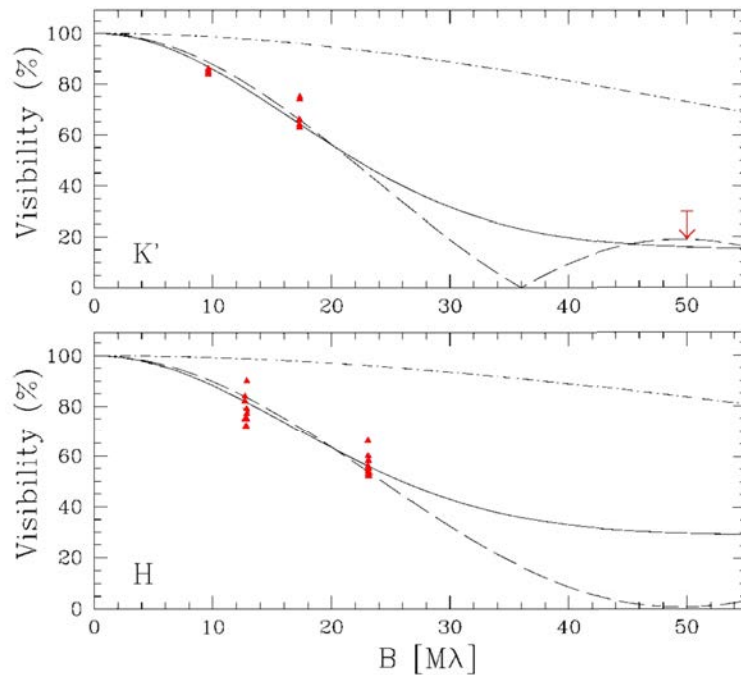


FIGURE 4.1 – Exemples de profils de visibilité des modèles présentés dans cette section. Cette image est tirée de [Millan-Gabet et al. \(1999\)](#) et montre l’ajustement des visibilités de AB Aur (triangles rouges) par un profil gaussien (courbe continue), un modèle d’anneau (courbe pointillée), et un modèle de disque d’accrétion (courbe en pointillés et traits). À la différence du modèle gaussien et celui d’anneau, le modèle d’accrétion ne permet pas de reproduire les visibilités présentées dans cette figure.

$B_{\lambda}(T)$  étant la fonction de Planck. Ici le disque est considéré de face ; pour prendre en compte l’inclinaison  $i$ , il faut multiplier  $\lambda F_{\lambda}$  par  $\cos(i)$ .

Ce modèle permet donc d’ajuster la SED d’un objet et produire une image (et donc un profil de visibilité) de celui-ci à n’importe quelle longueur d’onde. L’ajustement des visibilités d’un objet jeune par ce modèle permet de contraindre la taille du bord interne de son disque. Trois exemples de l’ajustement de données par ce modèle sont présentés figures 4.1, 4.2 et 4.3. D’après [Eisner et al. \(2004\)](#), ce modèle convient mieux pour ajuster les données d’étoiles dont le type spectral est plus précoce que B6.

## Le modèle d’anneau

Le modèle d’anneau fut défini au départ par [Millan-Gabet et al. \(1999\)](#) comme étant une variante du disque d’accrétion, avec un profil de température abrupt ( $T \propto r^{-8}$ ) afin que l’émission du disque en bandes H et K proviennent de la même zone (et afin d’ajuster le profil de visibilité de AB Aur, figure 4.1).

Le sens physique de ce modèle est venu avec le concept de disque protoplanétaire avec une cavité centrale de [Dullemond et al. \(2001\)](#) : l’anneau est une approximation de l’émission du renflement du bord interne, et permet donc de déterminer la position du bord interne du disque, ce qui a été démontré par la corrélation du bord interne de ce

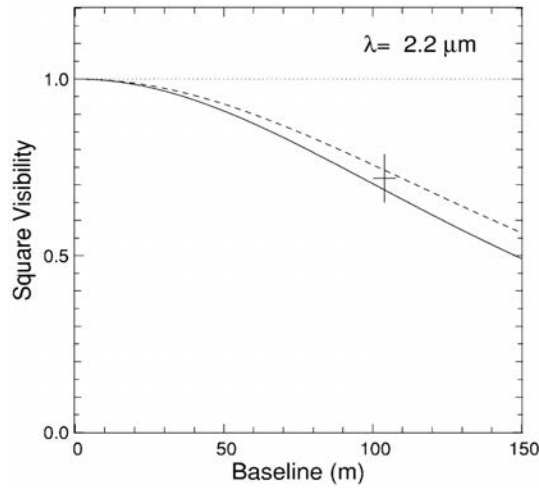


FIGURE 4.2 – Ajustement du point de visibilité de FU Ori par modèle de disque d’accrétion. Cette figure est tirée de [Malbet et al. \(1998\)](#), les deux courbes montrent le profil de visibilité du disque d’accrétion projeté selon le grand (courbe pleine) et le petit axe (courbe hachurée).

disque et du rayon de sublimation attendu de la poussière pour des objets jeunes ayant des luminosité réparties sur 4 ordres de grandeur ([Monnier & Millan-Gabet 2002](#)). Le concept de ce modèle s’éloigne donc du disque d’accrétion et se rapproche du modèle de disque évasé.

Le profil de visibilité de ce modèle s’écrit :

$$V_{ring} = \frac{1}{\pi\theta_{in}q(2w + w^2)} \times [(1 + w)J_1(2\pi(1 + w)\theta_{in}q) - J_1(2\pi\theta_{in}q)]. \quad (4.6)$$

avec  $\theta$  le rayon interne de l’anneau et  $w$  le rapport entre la largeur de l’anneau  $d\theta$  et  $\theta$  :  $w = d\theta/\theta$

La largeur de l’anneau fut en premier lieu calculée afin que le flux de l’anneau (dont la température est fixée) soit égal à l’excès de flux mesuré par décomposition spectrale ([Millan-Gabet et al. 2001](#)), ce qui donne des valeurs de  $w$  entre 0.05 et 0.5. Plus récemment, [Eisner et al. \(2004\)](#) considère  $w = 0.18$  pour les étoiles dont le type spectral est plus tardif que B6, et  $w = 0.27$  pour les autres.

Ce modèle a l’avantage, connaissant l’excès de flux provenant du disque, de connaître directement le rayon du disque interne tout en étant plus simple (tout en donnant des résultats similaires en infrarouge proche) que les modèles de disque d’accrétion et de disque évasé.

## Le disque évasé

Raffinement du modèle d’anneau et découlant directement des modèles de disque passif de [Chiang & Goldreich \(1997\)](#) et [Dullemond et al. \(2001\)](#), ce modèle défini par ([Eisner et al. 2004](#)) calcule l’émission d’un modèle de disque à deux couches, avec une cavité centrale optiquement fine causée par la sublimation de la poussière au bord

interne et un renflement du bord interne dû au chauffage direct de l'étoile centrale (Dullemond et al. 2001).

L'émission de ce modèle peut être séparée entre 2 parties indépendantes : le bord interne et le disque évasé.

Le bord interne de ce disque est fixé au rayon où la poussière atteint une température de 1500 ou 2000K, la température de sublimation des grains de silicates et de graphite.

Dans le cas où l'on observe les parties internes du disque et en infrarouge proche, la température du disque évasé est proportionnelle à  $r^{-0.5}$  et l'émission du disque  $F_d$  à

$$\int_{r_{in}}^{r_{out}} B_\nu(T(r)) r dr. \quad (4.7)$$

L'émission du bord interne est elle définie par

$$F_{in}(r_{in}) = \frac{4r_{in}H_{in}}{d^2} B_\nu(T_{in}), \quad (4.8)$$

avec  $r_{in}$  le rayon interne du disque,  $B_\nu(T_{in})$  la fonction de Planck à la température du rayon interne et  $H_{in}$  défini comme :

$$H_{in} = 5.3 \sqrt{\frac{kT_{in}r_{in}^3}{\mu m_p GM_\star}}. \quad (4.9)$$

Comme pour le modèle d'accrétion, ce modèle (dont le profil de visibilité est présenté figure 4.3) permet de modéliser en même temps la SED et les données interférométriques d'un objet. Néanmoins, d'après Eisner et al. (2004), il permet d'ajuster avec plus de justesse la SED et le profil de visibilité des étoiles dont le type spectral est plus tardif que B6.

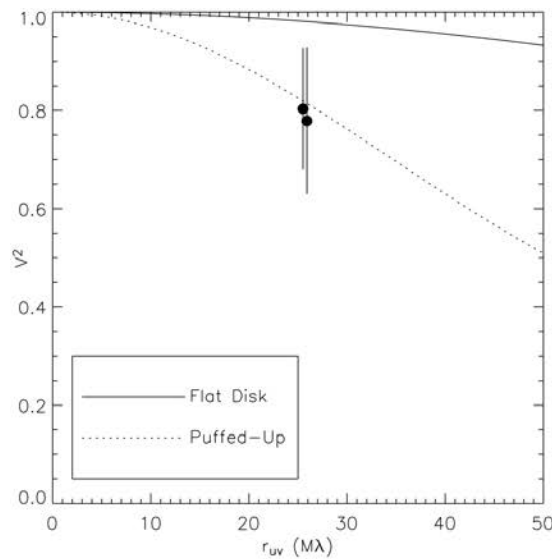


FIGURE 4.3 – Ajustement des visibilités de V2129 Oph par modèle de disque d'accrétion (ligne continue) et d'un disque évasé (pointillés). Cette figure est tirée de Eisner et al. (2007).

## Le problème de l'estimation du rayon interne

Les modèles d'anneau, de disque d'accrétion et de disque évasé permettent de contraindre la taille du bord interne des disques observés par interférométrie. Les rayons de ces disques déduits par les observations ont donc été comparés aux valeurs de rayons particuliers pour comprendre les mécanismes de troncation du bord interne du disque.

Ces rayons particuliers sont le rayon de corotation :

$$R_{corot} = \sqrt[3]{GM_{\star} \frac{R_{\star}^2}{v^2}} \quad (4.10)$$

(avec  $M_{\star}$  et  $R_{\star}$  la masse et le rayon de l'étoile et  $v$  sa vitesse de rotation), le rayon magnétosphérique, déterminé par l'équilibre entre la pression magnétique et l'accrétion (Koenigl 1991) :

$$\frac{R_{mag}}{R_{\star}} = 2.27 \left[ \frac{(B_0/1kG)^4 (R_{\star}/R_{sol})^5}{(M_{\star}/M_{sol})(\dot{M}/10^{-7}M_{sol}/an)^2} \right]^{1/7} \quad (4.11)$$

avec  $B_0$  le champ magnétique de l'étoile,  $M_{star}$ , sa masse, et  $\dot{M}$  son taux d'accrétion, et le rayon de sublimation :

$$\frac{R_{acc}}{R_{1ua}} = \left( \frac{T_{1ua}}{T_{in}} \right)^{4/3} \quad (4.12)$$

pour le modèle de disque d'accrétion et

$$R_{evase} = \sqrt{\frac{L_{tot}}{4\pi\sigma T_{in}^4} (1+f)} \quad (4.13)$$

avec  $T_{in}$  généralement fixée à 1500K et  $f$  à 0.1.

Pour les étoiles ayant un type spectral plus tardif que B, le modèle de disque évasé est le plus adapté pour ajuster les profils de visibilité. Ces ajustements trouvent des tailles de bord internes qui ne sont pas compatibles avec les rayons de corotation et magnétosphériques attendus (Eisner et al. 2005) comme nous pouvons le voir dans la figure 4.5.

Le modèle d'anneau amène lui aussi des résultats similaires ; ceci n'est pas surprenant, ce modèle étant une approximation du modèle de disque évasé.

Comme nous pouvons le voir dans les figures 4.4 et 4.6, à l'exception de certaines étoiles dont le disque est compatible avec un disque d'accrétion, la majorité des disques entourant les étoiles jeunes ont un bord interne compatible avec le rayon de sublimation à 1500K du disque évasé. Néanmoins cette relation ne tient plus pour les étoiles les moins brillantes, où le rayon contraint par les observations s'écarte progressivement du rayon de sublimation et semble devenir constant à faible luminosité.

Cette déviation peut avoir plusieurs origines, qui sont discutées dans Eisner et al. (2007) :

- Le chauffage du disque par accrétion : Augmenter le taux d'accrétion augmente la luminosité d'accrétion (et donc la luminosité totale) de l'étoile centrale, ce qui permet effectivement d'élargir le rayon de sublimation du disque. Néanmoins,

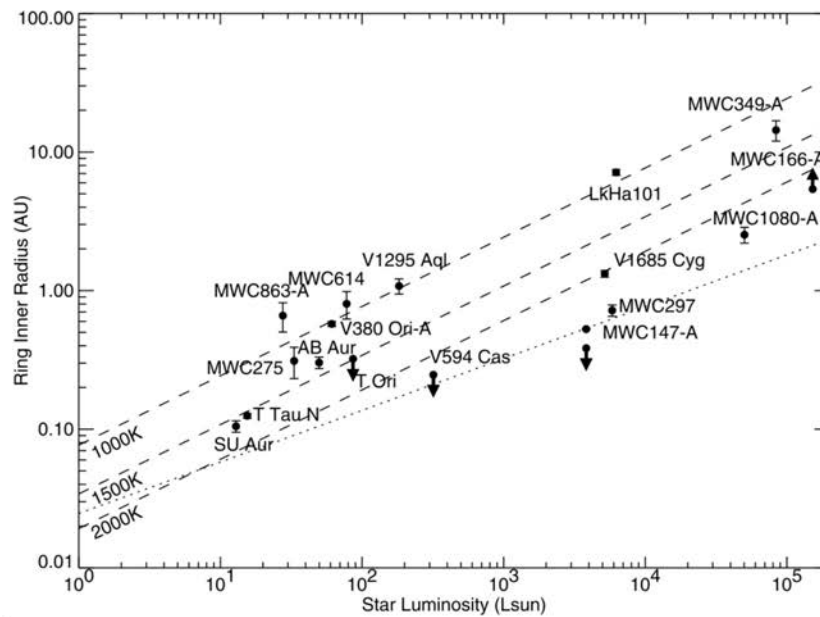


FIGURE 4.4 – Rayons estimés par ajustement de profils de visibilité. Cette figure est à la base tirée de [Monnier & Millan-Gabet \(2002\)](#).

l'étude de [Eisner et al. \(2007\)](#) montrent à l'inverse que les étoiles les moins brillantes parmi celles observées ont un taux d'accrétion plus faible.

- Une température de sublimation plus faible : Pour que les rayons déduits des observations soient compatibles avec le rayon de sublimation, il faut que la température de sublimation soit inférieure à 1000K (au lieu de 1500K). Cette baisse de température peut être atteinte en divisant la densité de gaz par  $10^8$ , entraînant une diminution de l'accrétion d'un facteur  $10^5$  ([Pollack et al. 1994](#)). Ces faibles taux d'accrétion ne sont pas observés parmi ces objets.
- Des grains de poussières plus petits : À un rayon donné les grains de petite taille seront chauffés à plus grande température que des grains de plus grande taille. L'équation 4.13 ayant comme hypothèse que les grains sont des corps gris (et donc de grande taille), avoir à la place des grains sub-micrométriques permet d'avoir un rayon déduit compatible avec celui de sublimation. Néanmoins il semble peu probable que seules les étoiles les moins brillantes, et ayant les taux d'accrétion les plus faibles, soient celles qui aient des disques composés de petits grains.
- La photoévaporation : Si le taux d'accrétion  $\dot{M}$  est suffisamment faible, la photoévaporation du disque peut tronquer le disque à un rayon plus grand que le rayon de sublimation de la poussière. Néanmoins, le taux d'accrétion requis pour ce mécanisme de troncation est un ordre de grandeur plus faible que les taux d'accrétions des étoiles observés.
- Le dernier mécanisme physique avancé pour expliquer la déviation du rayon interne, est la troncation magnétosphérique du disque. Comme pour le cas de la photoévaporation, si le taux d'accrétion  $\dot{M}$  est suffisamment faible (ce qui n'est pas le cas des étoiles étudiées par [Eisner et al. \(2005\)](#)) le rayon de troncation



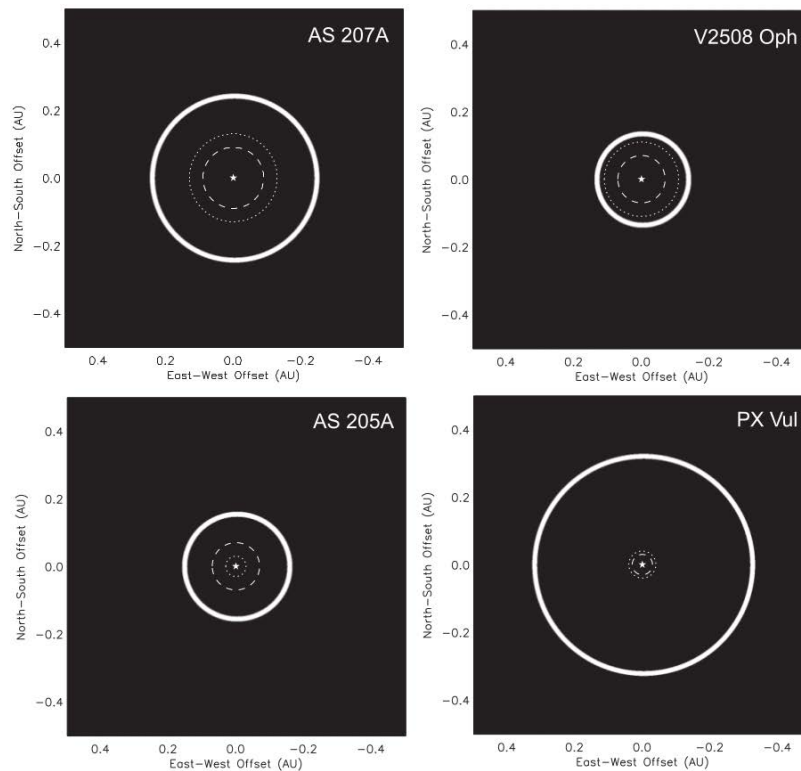


FIGURE 4.5 – Image (provenant de [Eisner et al. \(2005\)](#)) comparant le modèle de disque évasé ajustant le mieux les visibilités de V 2129 Oph (en haut à gauche), V 2508 Oph, AS 205 A et PX Vul. Le renflement du bord interne du modèle de disque évasé domine le flux à  $2.2\mu\text{m}$ , ce qui a pour conséquence la forme d’anneau de ce modèle. L’étoile centrale est représentée par une étoile, tandis que les rayons de corotation et magnétosphériques sont respectivement représentés par les cercles hachurés et en pointillés.

magnétosphérique, déterminé par l’équation 4.11 peut être supérieur au rayon de sublimation.

Ce mécanisme physique est retenu par [Eisner et al. \(2007\)](#) comme étant l’origine des larges bords internes observés dans les disques entourant les étoiles de type T Tauri peu lumineuses. Néanmoins une autre explication plus simple, et habituellement négligée, peut être avancée.

## 4.2 La contribution de la lumière diffusée

Comme annoncé au début de ce chapitre, ces modèles sont basés sur l’hypothèse que le flux du disque provient exclusivement de l’émission thermique, la lumière diffusée étant négligée. [Pinte et al. \(2008\)](#) revient sur cette hypothèse en montrant que la lumière diffusée devient le contributeur principal du flux du disque au fur et à mesure que la luminosité et la température de l’étoile devient faible. Cette augmentation de la contribution relative de la lumière diffusée est expliquée par une zone d’émission thermique plus petite (due au fait que le rayon interne du disque est plus petit) et que les

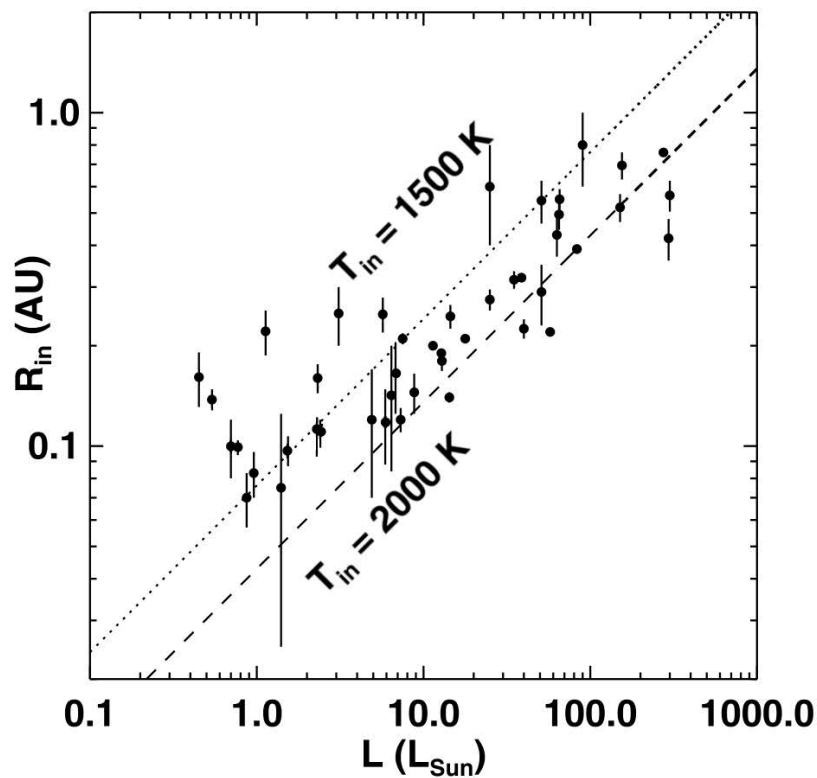


FIGURE 4.6 – Rayons déduits de l’ajustement de profils de visibilité par des modèles. Cette image est tirée de [Eisner et al. \(2007\)](#) et a été modifiée pour plus de lisibilité.

étoiles de type T Tauri émettent une plus grande fraction de leur luminosité bolométrique que les étoiles de Herbig dans le proche infrarouge.

La décroissance radiale du flux du disque provenant de la lumière diffusée (et de l’émission thermique diffusée) étant moins abrupte que celle de l’émission thermique, le disque est illuminé sur une plus grande distance (figure 4.7) ; le profil de visibilité s’en trouve changé, cet environnement étendu créant un décrochement rapide des visibilités à courtes bases, d’autant plus important que l’étoile est peu lumineuse et froide (comme nous pouvons le voir dans la figure 4.8).

Un ajustement de ce disque par un modèle thermique (comme le modèle d’anneau) donnera un rayon interne environ égal au barycentre du profil radial du flux du disque. Ce barycentre est affecté par l’émission thermique du disque (localisée au rayon interne) et la lumière diffusée (et étendue), dont la contribution est d’autant plus importante que l’étoile est froide et peu lumineuse. Le rayon interne déduit des modèles thermiques va donc s’éloigner progressivement du vrai rayon interne au fur et à mesure que l’on ajuste les données d’étoiles de plus en plus froides et faibles, comme indiqué figure 4.9.

Cette hypothèse nécessite cependant une assez grande couverture *uv* d’étoiles de faibles magnitudes pour être confirmée ou infirmée, couverture *uv* qui n’était pas disponible avant l’avènement de PIONIER. La campagne d’observation d’étoiles T Tauri avec cet instrument permet de pallier ce manque de données et donc de tester cette hy-

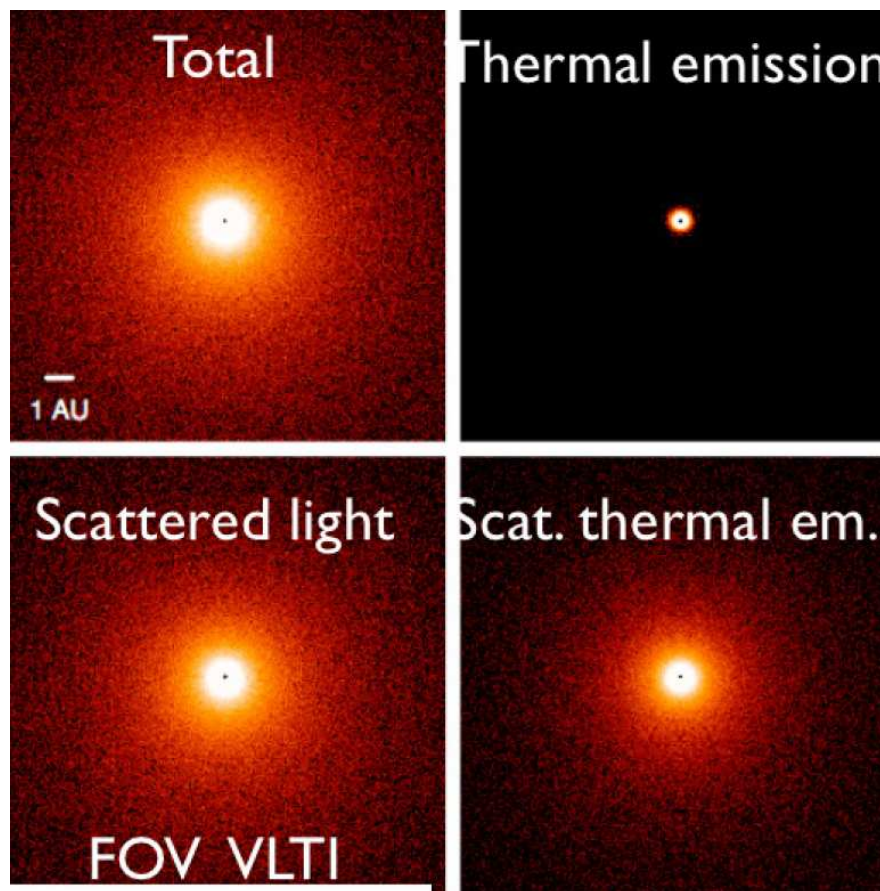


FIGURE 4.7 – Comparaison de la taille des régions d'émission thermique (en haut à droite), diffusant la lumière stellaire (en bas à gauche) et diffusant l'émission thermique du disque (en bas à droite) pour un modèle de disque entourant une étoile T Tauri. Le flux total du disque (en haut à gauche) est dominé par la lumière diffusée.

pothèse. Les prochaines sections seront donc dédiées à la modélisation des profils de visibilité de ces objets, dont le résumé des observations est présenté dans le tableau 4.1, par des modèles simples et à la détermination des paramètres influant sur la lumière diffusée.

### La régression linéaire des visibilités

Les profils de visibilité des étoiles jeunes observées par PIONIER, présentés dans les figures 4.10 à 4.21, présentent une décroissance plus ou moins linéaire en fonction de la base. Cette décroissance "linéaire" est retrouvée dans les modèles thermiques et ceux prenant en compte la lumière diffusée, comme nous pouvons le voir dans la figure 4.8 (pour le cas du modèle d'étoile T Tauri entre 50 et 200m) et 4.22.

En extrapolant cette partie à peu près linéaire des profils de visibilité vers l'origine, nous pouvons déjà avoir une première idée des propriétés générales de l'environnement de l'étoile observée. En effet, la valeur de l'ordonnée à l'origine de cette simple régression linéaire des visibilités, faite dans la partie "linéaire" du profil de visibilité, dépend

Étoile	Date d'obs	Config.	Calibrateurs
HN Lup	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	HIP 78754, HIP 76997
HT Lup	2011-05-21	A1 G1 I1 K0	HIP 79355, HIP 77672
	2011-05-22	A1 G1 I1 K0	HIP 77672, HIP 79355
	2012-07-16	A1 G1 I1 K0	HIP 79355, HIP 77672
	2013-05-12	A1 B2 C1 D0	HIP 77731, HIP 78359
RY Lup	2011-08-07	A1 G1 I1 K0	HIP 77964, HIP 77295
	2013-05-12	A1 B2 C1 D0	HIP 78456, HIP 78238
V2508 Oph	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	HIP 82525
	2012-07-19	A1 G1 I1 K0	HIP 82722, HIP 82384
	2012-08-19	A1 G1 I1 K0	HIP 82384, HIP 82722
V2129 Oph	2012-04-16	D0 G1 H0 I1	HIP 80784, HIP 77962
	2012-07-19	A1 G1 I1 K0	HIP 79346, HIP 80355
V1121 Oph	2011-08-07	A1 G1 I1 K0	HIP 79884, HIP 84459
GQ Lup	2011-08-06	A1 G1 I1 K0	HIP 83779, HIP 77295, HIP 78118
	2012-07-16	A1 G1 I1 K0	HIP 79355, HIP 78754
	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	HIP 78754, HIP 78014
RU Lup	2011-08-07	A1 G1 I1 K0	HIP 77295, HD 135549, HIP 77964
	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	HIP 78754, HIP 78014
	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	HIP 78754, HIP 78014
	2013-05-12	A1 B2 C1 D0	HIP 77388, HIP 77108
V1149 Sco	2011-05-23	A1 G1 I1 K0	HIP 78551
	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	HIP 78551, HIP 79690
AS 205A	2011-05-22	A1 G1 I1 K0	HIP 79377, HIP 77338
	2012-06-10	A1 G1 I1 K0	HIP 82515
	2012-07-19	A1 G1 I1 K0	HIP 77338, HIP 79377
TW Hya	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	HIP 53487, HIP 54547
	2011-05-25	A1 G1 I1 K0	HIP 51920, HIP 53631
S Cra	2011-08-06	A1 G1 I1 K0	HIP 93470, HIP 92639
	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	HIP 93611
	2012-08-19	A1 G1 I1 K0	HIP 92858, HIP 93611

Tableau 4.1 – Résumé des observations concernant les étoiles dont le disque est résolu. Les différentes colonnes présentent le nom de l'objet, les dates d'observations, la configuration des télescopes et les calibrateurs utilisés.

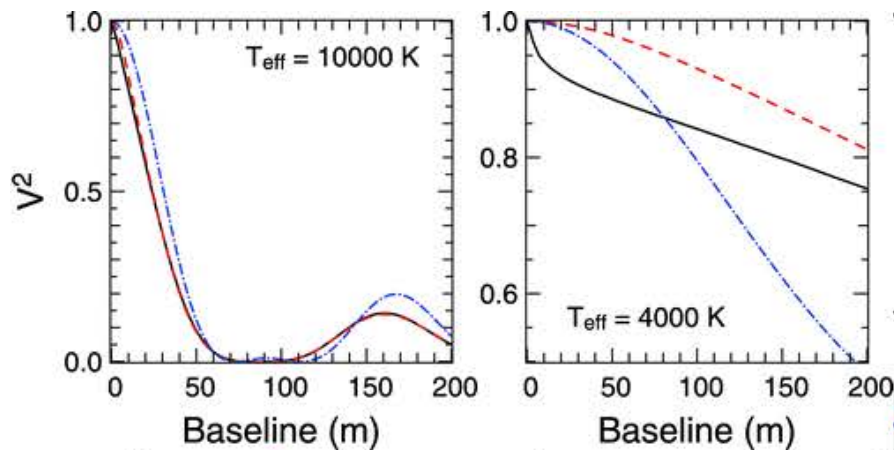


FIGURE 4.8 – Profils de visibilité d’un modèle type d’étoile de Herbig (à gauche) et d’étoile de type T Tauri (à droites) observées à une longueur d’onde de  $2.2\mu\text{m}$ , d’après [Pinte et al. \(2008\)](#). Notez que les ordonnées ne sont pas communes. Pour chaque étoile, la courbe noire est le profil de visibilité de l’objet pour lequel tous les processus d’émission et de diffusion de lumière ont été pris en compte, tandis que la courbe rouge en pointillés est le profil de l’émission thermique de ce même disque (en ajustant le flux thermique au flux total du disque). Finalement, la courbe bleue est l’ajustement des visibilités à 80m par un modèle d’anneau. Si pour l’étoile de Herbig, la prise en compte de l’émission thermique résulte en des changements minimes sur les profils de visibilité (et donc de la détermination du rayon interne), ce n’est pas le cas pour l’étoile de type T Tauri.

du modèle utilisé. Une régression linéaire de la partie "linéaire" d’un modèle thermique (ici, le modèle d’anneau) conduit ainsi à une ordonnée à l’origine supérieure à 1. Ce résultat est valable quelles que soient les valeurs des visibilités minimum et de la base de celle-ci (en d’autres termes, quelles que soient la taille du bord interne et la contribution du disque au flux total).

De l’autre côté, un modèle de disque prenant en compte la lumière diffusée a son profil caractérisé par un décrochement de visibilités à courtes bases puis par une partie linéaire dont la décroissance est moins marquée que dans le cas du modèle thermique, ce qui est dû à la résolution graduelle du disque. La figure 4.22 montre un cas extrême de ce modèle où la lumière diffusée contribue entièrement au flux du disque. Un cas moins extrême (où l’émission thermique contribue au flux du disque) aura une ordonnée à l’origine plus proche de 1 (mais toujours inférieure à 1 tant que le flux du disque n’est pas largement dominé par l’émission thermique). Comme pour le cas du modèle thermique, ce résultat est valable quelles que soient la taille du bord interne et la fraction de flux provenant du disque.

Les visibilités furent donc, dans un premier temps, ajustées par une droite affine dont les deux paramètres sont la pente  $a$  et l’ordonnée à l’origine  $b$ . Ce premier modèle n’est bien sûr pas réaliste, ni même physique, mais permet de comprendre les propriétés générales des profils de visibilité, et donc d’avoir une première idée de la structure du milieu entourant l’étoile.

La figure 4.23 montre les résultats de la régression linéaire des profils de visibilité

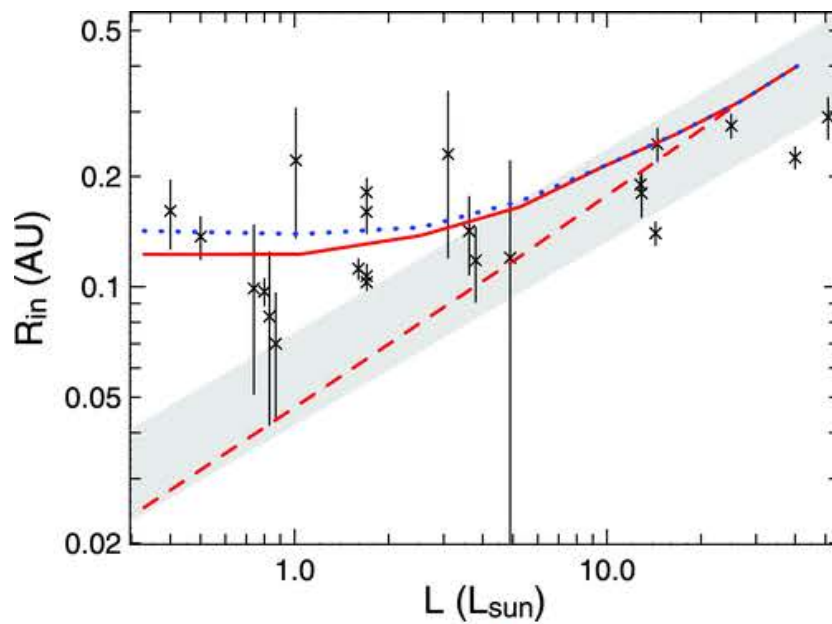


FIGURE 4.9 – Comparaisons entre les rayons dérivés par un modèle d’anneau, avec un champ de vue de 50 mas (ligne rouge pleine) et un champ de vue de 1'' (pointillés bleus), et le vrai rayon interne d’un disque (ligne hachurée rouge) en fonction de la luminosité de l’étoile centrale, d’après [Pinte et al. \(2008\)](#). Le flux du disque est calculé en tenant compte de la lumière diffusée et de l’émission thermique diffusée en plus de l’émission thermique. Les croix et barres d’erreur associées sont les rayons internes ajusté avec un modèle d’anneau des observations interférométrique de l’époque, provenant de [Akeson et al. \(2005a\)](#); [Monnier et al. \(2005\)](#); [Eisner et al. \(2005\)](#) et [Eisner et al. \(2007\)](#). Finalement, la région grise correspond au rayon de sublimation pour une température de sublimation entre 1500 et 2000K.

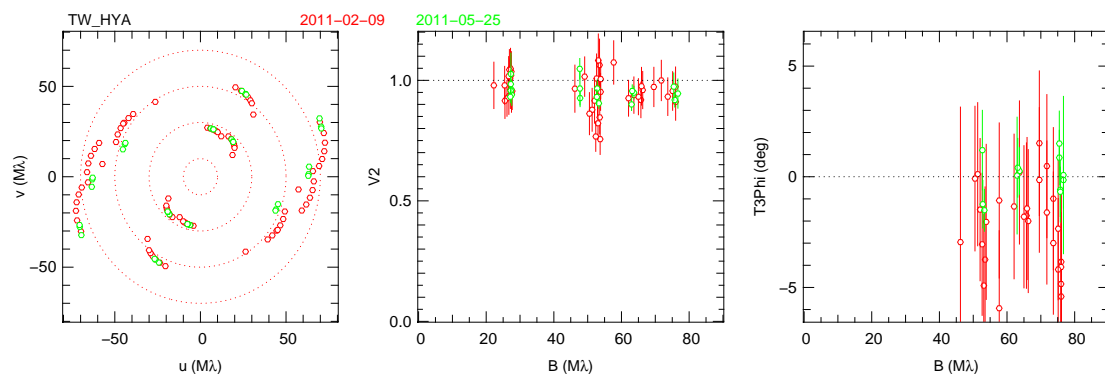


FIGURE 4.10 – Plan  $(u, v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de TW Hya de Février (en rouge) et Mai 2011 (en vert).

des étoiles observées. Nous pouvons constater que  $b$  est inférieur à 1 pour la grande majorité des étoiles, indiquant une composante lumineuse et étendue.

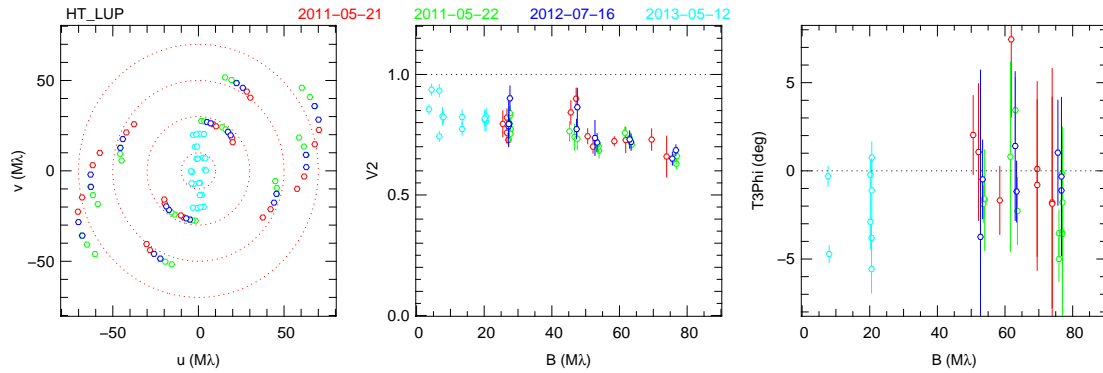


FIGURE 4.11 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de HT Lup de Mai 2011 (en rouge et vert), Juillet 2012 (en bleu) et en Mai 2013 (en cyan).

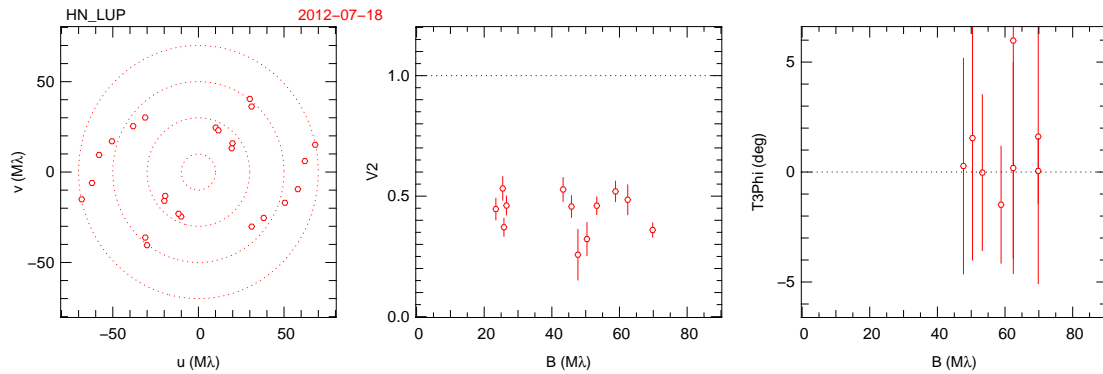


FIGURE 4.12 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de HN Lup de Juillet 2012 (en rouge).

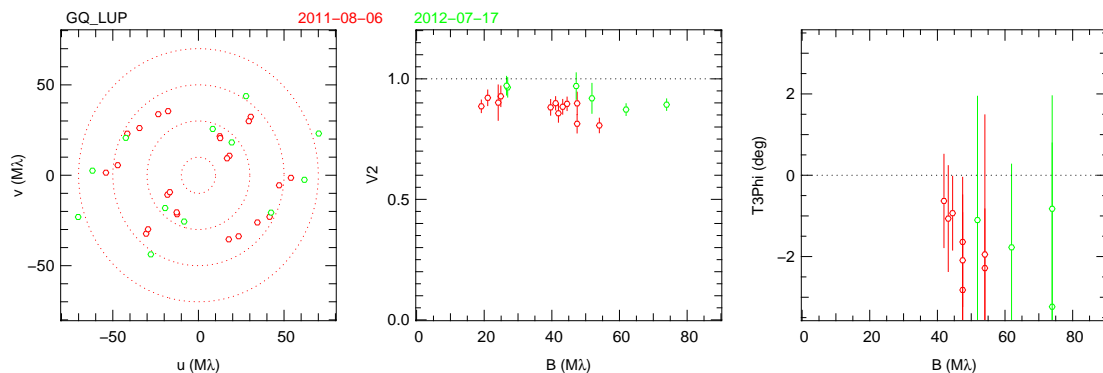


FIGURE 4.13 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de GQ Lup de Août 2011 (en rouge) et Juillet 2012 (en vert).

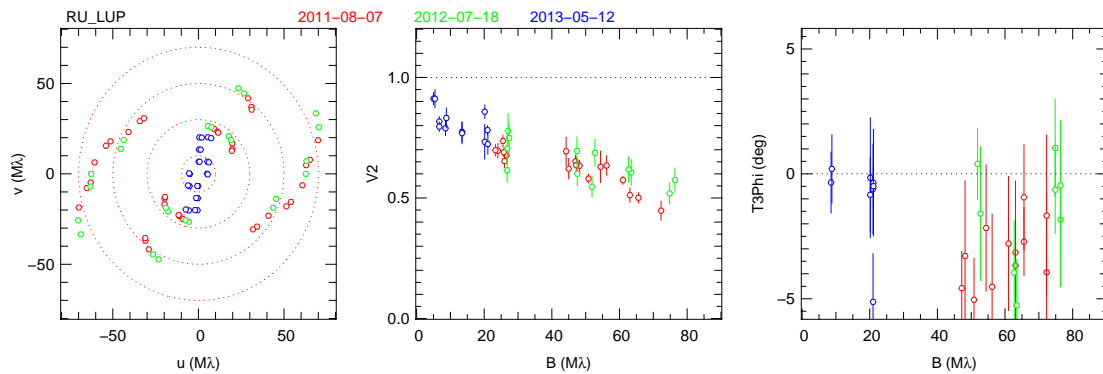


FIGURE 4.14 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de RU Lup de Août 2011 (en rouge), Juillet 2012 (en vert) et Mai 2013 (en rouge).

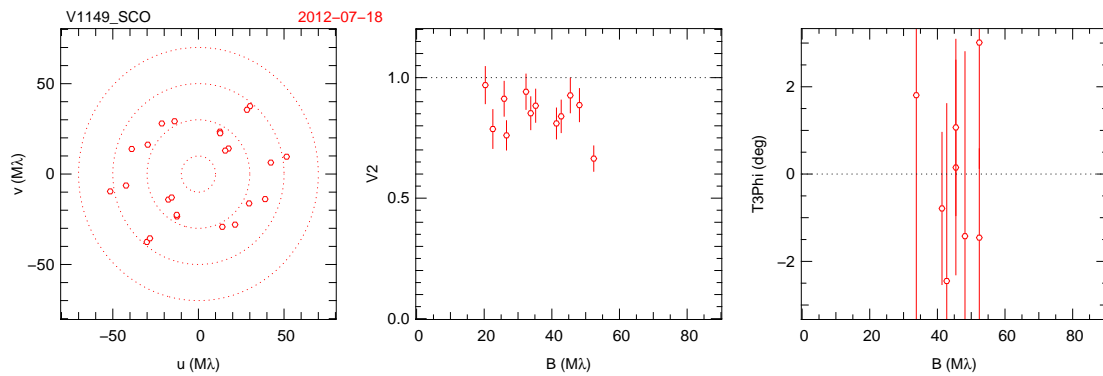


FIGURE 4.15 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de V1149 Sco de Août 2012 (en rouge).

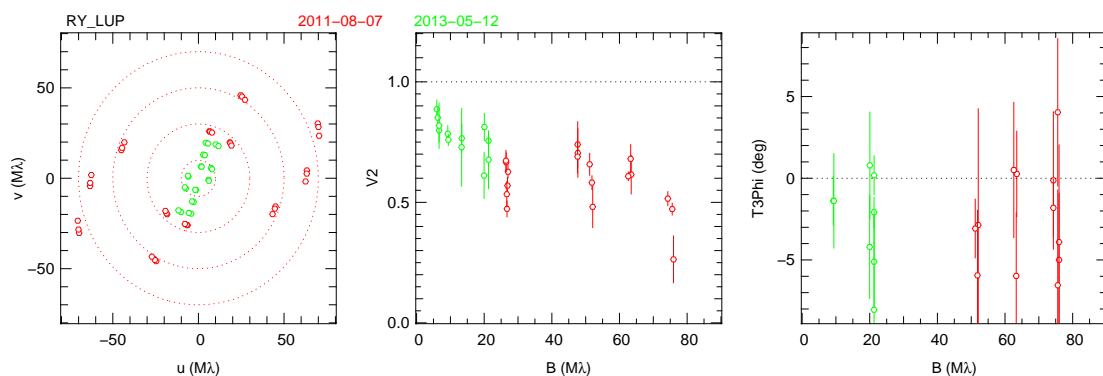


FIGURE 4.16 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de RY Lup de Août 2011 (en rouge) et Mai 2012 (en vert).



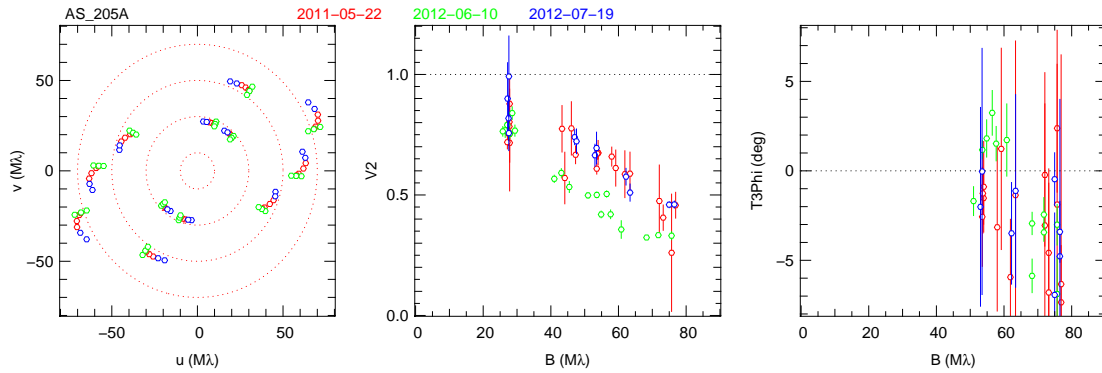


FIGURE 4.17 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de AS 205 A de Mai 2011 (en rouge), Juin (en vert) et Juillet 2012 (en bleu).

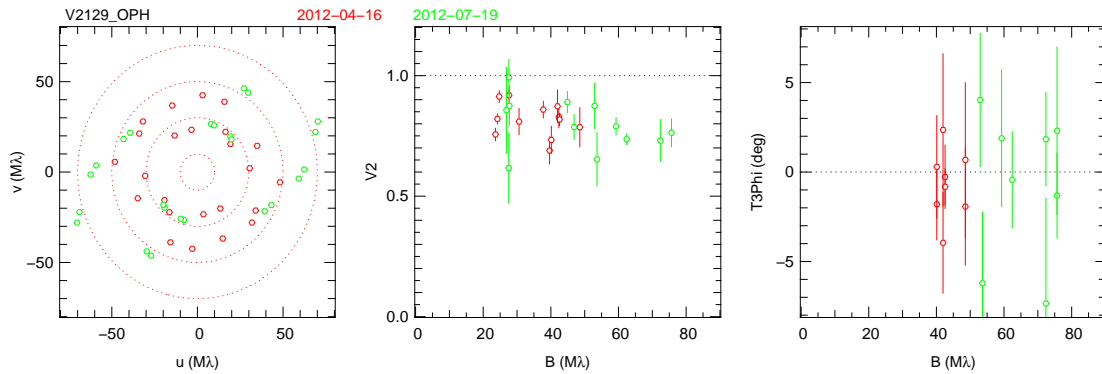


FIGURE 4.18 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de V2129 Oph d’Avril (en rouge) et Juillet 2012 (en vert).

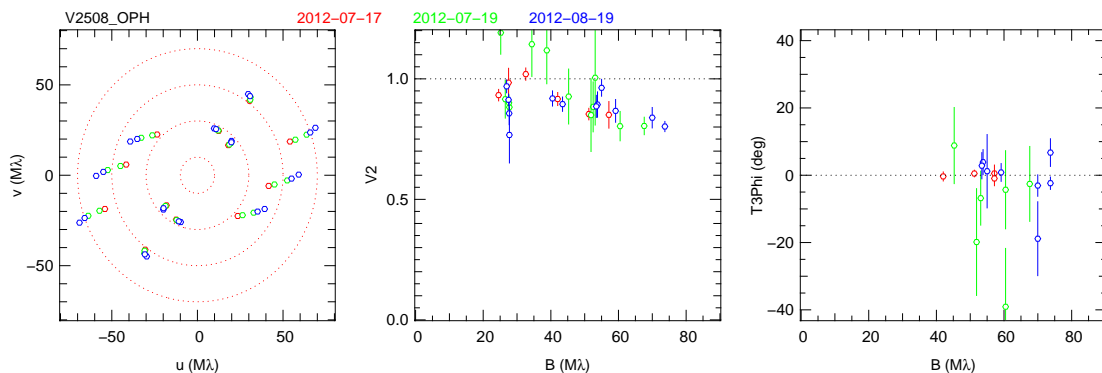


FIGURE 4.19 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de V21508 Oph de Juillet (en rouge et vert) et Août 2012 (en bleu).

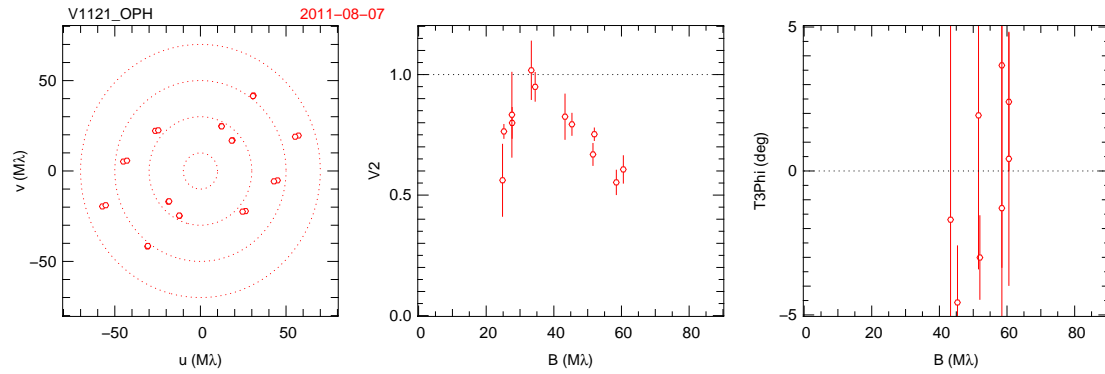


FIGURE 4.20 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultant des observations de V1121 Oph de Août 2011 (en rouge).

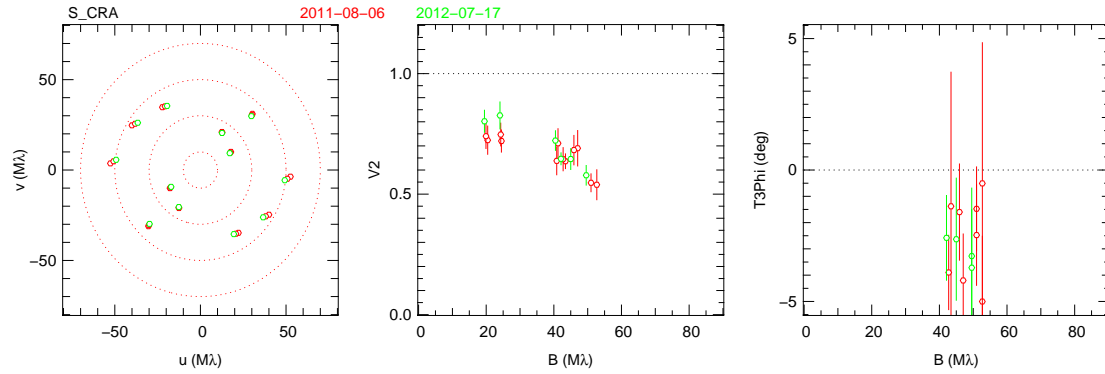


FIGURE 4.21 – Plan  $(u,v)$  (figure de gauche), profil de visibilité (figure centrale) et clôtures de phase (figure de droite) résultants des observations de S CrA de Août 2011 (en rouge) et Juillet 2012 (en vert).

### Une première estimation de la composante étendue

Une manière d'estimer (grossièrement) la taille de cette composante avec cette régression linéaire est de déterminer la longueur minimum de la base pour laquelle la régression linéaire ne permet plus d'ajuster les visibilités. Comme annoncé précédemment, ce premier modèle est extrêmement simple et ne reflète pas la réalité. Je n'ai donc pas cherché à faire de meilleure estimation de la taille de la composante étendue pour ce modèle. La taille angulaire caractéristique est ensuite déterminée comme étant égale au pouvoir de résolution d'un télescope de diamètre équivalent à la base :

$$\sigma \approx 1.22 \frac{\lambda}{B_m} \quad (4.14)$$

La grande majorité des objets n'ont que des observations à grande base, qui sont correctement ajustées par cette régression linéaire. Pour ces objets, on ne peut donner qu'une taille angulaire caractéristique minimum de cette composante environ égale à 12 mas, soit environ 1.75 ua à 150 pc (la distance moyenne de la plupart des objets observés).

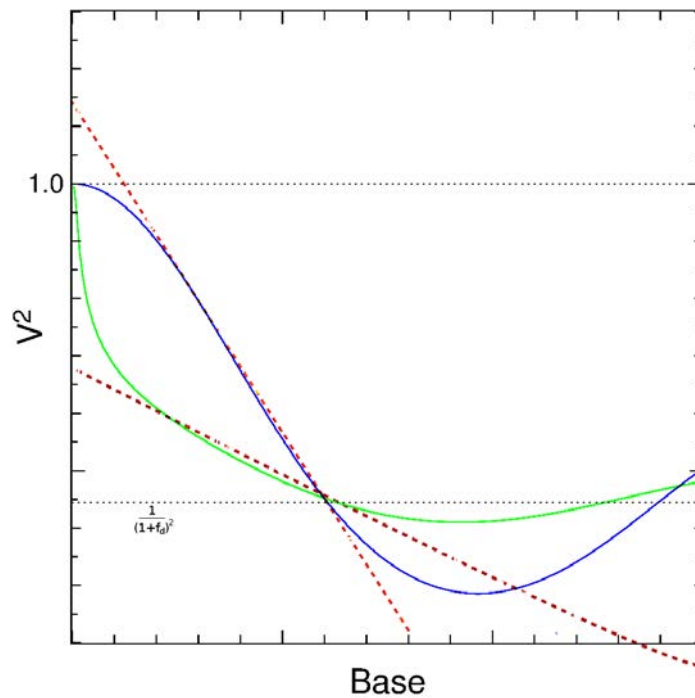


FIGURE 4.22 – Exemple de régressions linéaires (droites pointillées rouge) de la partie à peu près linéaire des profils de visibilité d’un modèle d’anneau thermique (courbe bleue) et d’un modèle de disque calculé par transfert radiatif en tenant compte de la lumière diffusée. Les deux droites pointillées noires indiquent le niveau  $V^2 = 1$  et le niveau de visibilité du disque entièrement résolu. La valeur des bases et le flux du disque sont quelconques.

Comme présenté précédemment, seuls trois objets ont pu être observés en configuration courte. Le profil de visibilité de HT Lup présente de grandes variations à courte base, probablement dues à la présence du compagnon de cette étoile dans le champ de vue de PIONIER.

Pour les deux étoiles restantes –RU Lup et RY Lup– seules les visibilités aux plus courtes bases semblent dévier de l’ajustement linéaire (comme nous pouvons le voir figure 4.24). En estimant que la composante étendue est résolue pour une séparation de 11 mètres (la base pour laquelle les visibilités sont ajustées par la régression linéaire), cela conduit à estimer sa taille angulaire caractéristique à environ 30 mas soit 4.5 ua à 150 parsecs (la distance moyenne de RU Lup et RY Lup), ce qui est de l’ordre de dix fois le rayon de sublimation pour ces deux étoiles.

### La comparaison des observations avec une grille de modèles

Le second résultat qualitatif pouvant être retiré de ce modèle concerne la grande diversité de valeurs de pentes et d’ordonnées à l’origine déduites pour les étoiles observées, comme nous pouvons le voir dans la figure 4.25. Pour étudier l’influence de la structure d’un disque paramétrique sur ces deux paramètres, une première grille de

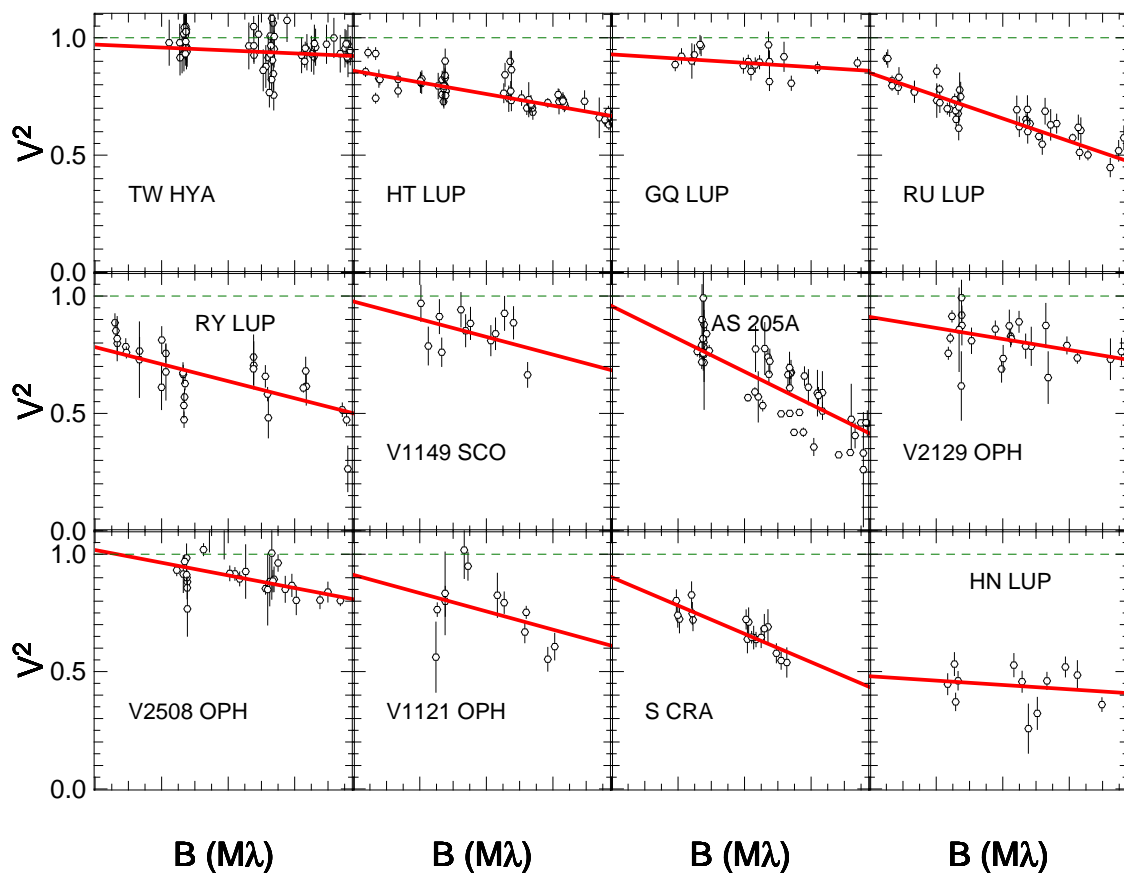


FIGURE 4.23 – Régression linéaire des profils de visibilité des étoiles ayant un disque résolu avec l’instrument PIONIER.

modèles et les images de disques associées ont été créées par MCFOST. Les profils de visibilité de cette grille ont ensuite été calculés à partir de la transformée de Fourier des images de cette grille, puis une régression linéaire de ces profils a été entreprise pour des bases allant de 15 à 50 mètres. Les valeurs résultantes pour cette grille de la pente et de l’ordonnée à l’origine sont superposés à celles des observations, figure 4.25.

Dans cette figure, l’espace de paramètre est divisé en 3 zones, suivant les valeurs (positives ou négatives) de  $a$  et  $b$  associées à chaque régression linéaire. La plus grande zone, en blanc, recouvre l’espaces de paramètre où  $a$  est négatif et  $b$  inférieur à 1. Cette zone contient la grande majorité de la grille de modèles, ainsi que les observations. Les modèles (ou systèmes observés) étant dans cette zone ont un décrochement des visibilités à courte base, conséquence de la résolution d’un environnement étendu et lumineux. Cette zone ne montre aucune corrélation évidente entre  $a$  et  $b$ , signe que ces deux paramètres sont influencés par plusieurs paramètres du modèle créé.

La zone verte regroupe les modèles dont l’ordonnée à l’origine est supérieur à 1, ainsi que V2508 Oph. La brillance de surface de ces modèles est concentrée dans les parties centrales du disque, l’environnement étendu contribuant de manière limitée voire négligeable à la luminosité du disque. Ces modèles peuvent être modélisés par des modèles thermiques. Cette zone montre une anticorrélation entre les paramètres  $a$

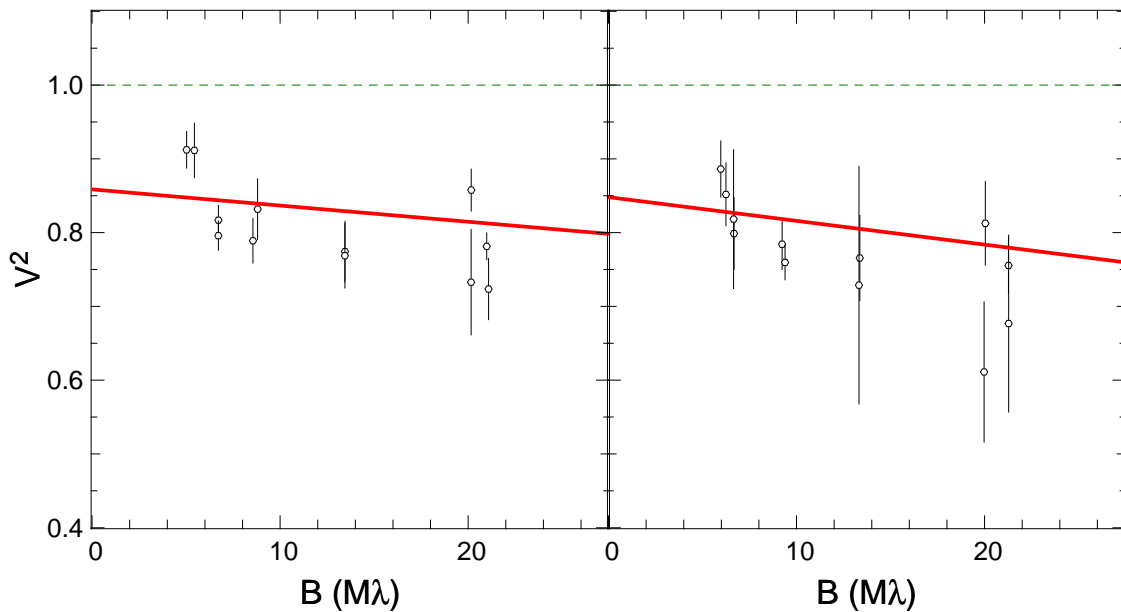


FIGURE 4.24 – Régression linéaire des profils de visibilité à courte base de RU Lup et RY Lup.

et  $b$ , anticorrélation pouvant être reliée à la fraction du flux totale provenant du disque : pour une taille de rayon interne donnée, et en négligeant la contribution de la lumière diffusée (ce qui est le cas pour les modèles dans cette zone), un disque plus lumineux aura une baisse de visibilité plus prononcée. La pente de la régression linéaire sera donc plus prononcée et par conséquent une plus grande ordonnée à l'origine (comme nous pouvons le deviner avec la figure 4.22).

Finalement, la zone rouge contient tous les modèles dont la pente est positive. Il s'agit d'une erreur de régression linéaire : le rayon interne du disque est résolu et la régression linéaire se fait de part et d'autre du premier minimum du profil de visibilité.

Comme nous pouvons le voir, cette grille de modèles recouvre la majorité des résultats pour les étoiles observées. Comme présenté précédemment, la régression linéaire des profils de visibilité est un modèle ne représentant pas la réalité, et ne donne que des résultats qualitatifs. Néanmoins, ce modèle permet de déterminer facilement l'influence des différents paramètres du disque sur le profil de visibilité. Les prochaines sections sont dédiées à ce point.

### La variation des visibilités en fonction des paramètres du disque

Pour déterminer comment les paramètres du disque influent sur le profil de visibilité, j'ai créé une série de grilles de modèles via MCFOST, où un seul paramètre varie par grille. Le profil de visibilité de chacun de ces modèles a ensuite été calculé à partir de la transformée de Fourier des images de ces modèles.

Le récapitulatif de la grille de modèle et des paramètres testés est présenté tableau 4.2, tandis que les figures 4.27a à 4.30a montrent les variations des résultats de la régression linéaire en fonction du paramètre testé. Finalement, la figure 4.26 recense

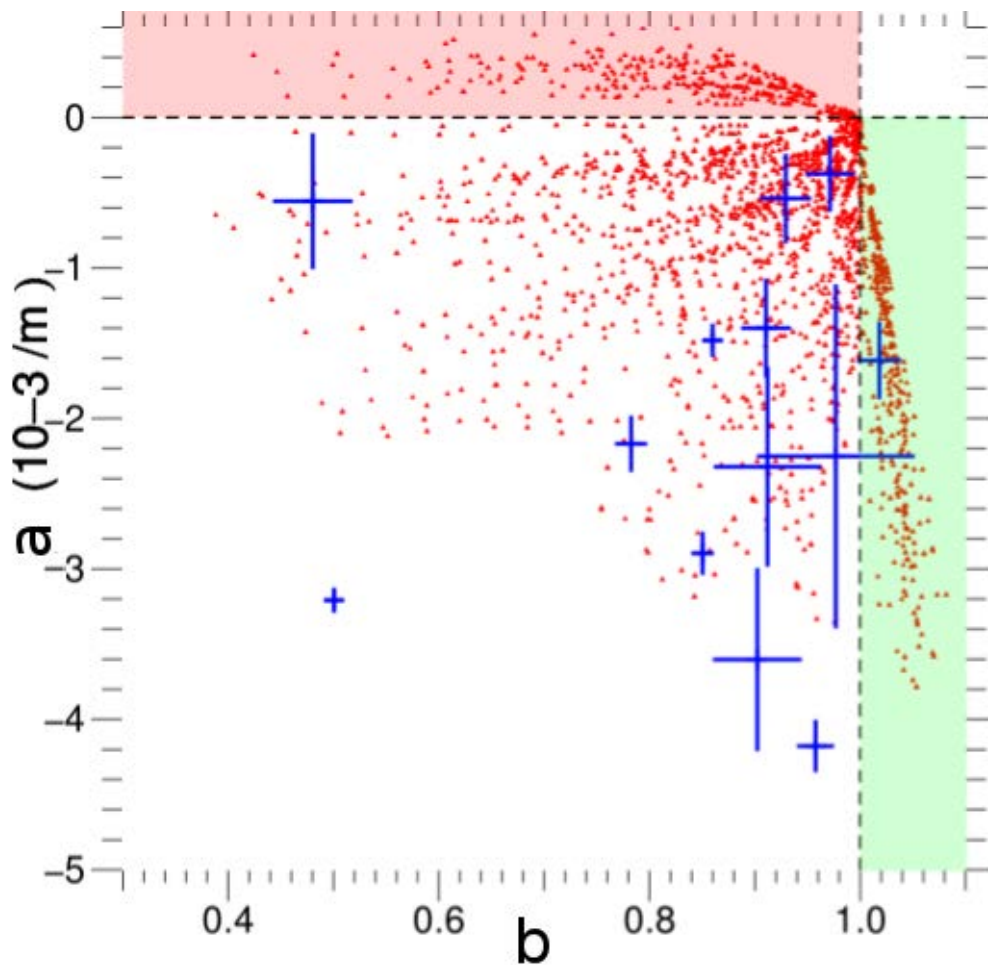


FIGURE 4.25 – Pente et ordonnée à l’origine (ainsi que les erreurs associées) pour les régressions linéaires des étoiles observées (croix bleues) et pour des profils de visibilité de la grille de modèles. Les modèles sont regroupés en 3 zones suivant les valeurs de la pente et de l’ordonnée a l’origine.

les résultats de la régression linéaire pour chaque grille, ainsi que la régression linéaire des profils de visibilité des objets observés.

Les différents paramètres testés influent de manière différente sur le profil de visibilité, et donc sur le profil de brillance du disque. Examinons de plus près chacun de ces paramètres.

**L’influence de l’évasement du disque** La figure 4.27a montre l’effet de l’évasement du disque  $\beta$  sur la régression linéaire du profil de visibilité. La pente de celui-ci est peu sensible à l’évasement du disque alors que l’ordonnée à l’origine devient sensible à l’évasement à partir de  $\beta > 1$ . Ce dernier point peut être expliqué géométriquement : l’échelle de hauteur du modèle de disque créé pour cette grille est définie en fonction du rayon  $r$  par  $H(r) \propto r^\beta$ . Pour  $\beta < 1$  seul le rayon interne du disque est éclairé et chauffé ; la contribution de la lumière diffusée est donc négligeable et le modèle

Tableau 4.2 – Récapitulatif des grilles de modèles créées pour tester l’influence des paramètres du disque sur les visibilitées.

Paramètre	Valeur min.	Valeur max.	nombre de modèles
$\beta$	0.4	2	20
$f_{UV}$	0	10	30
$H_{100ua}(ua)$	0.5	20	40
$M_d(M_{sol})$	$10^{-11}$	$10^{-3}$	40
$R_{in}$	0.05	8	40
$R_{\star}(R_{sol})$	2	12.5	31
$T_{\star}(K)$	4000	10000	31
$S_{grain}(\mu m)$	0.05	1000	40

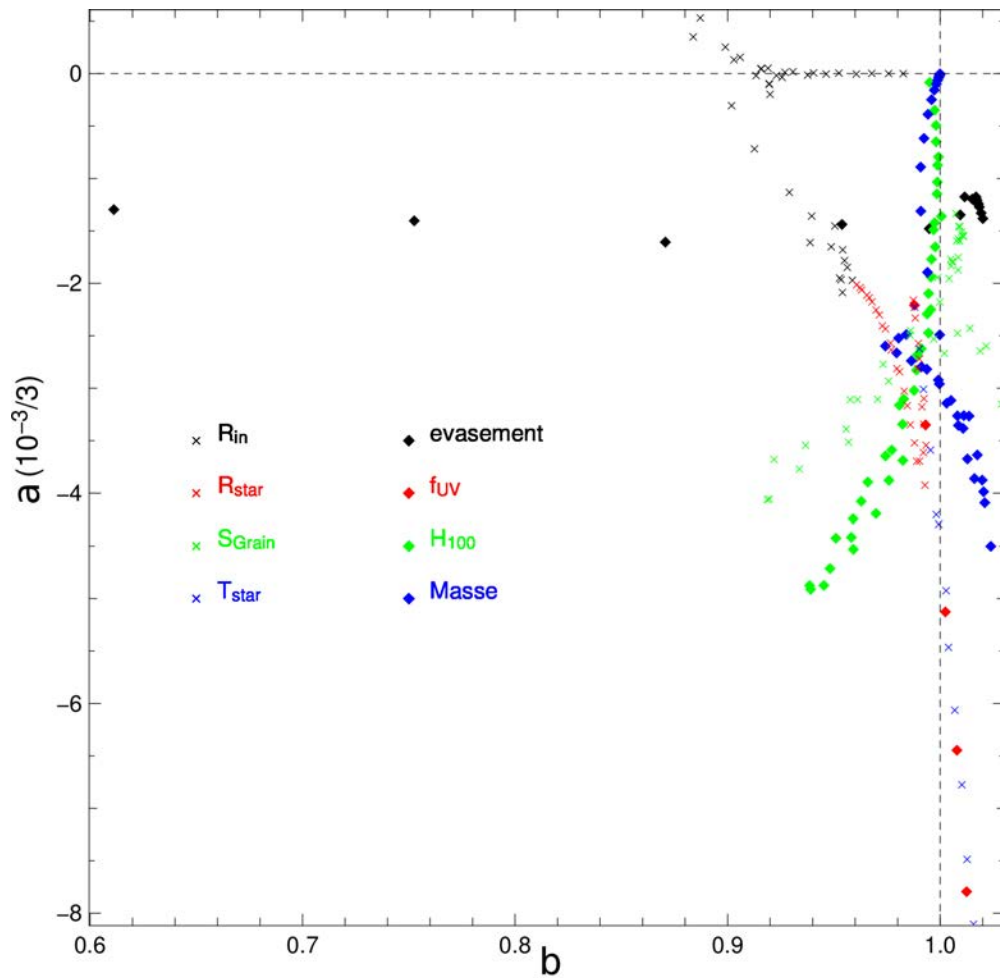


FIGURE 4.26 – Résultats de la régression linéaire pour chaque paramètre du disque testé.

peut être approximé par un modèle thermique. Au contraire, lorsque  $\beta > 1$  les parties externes du disque sont éclairées et cet éclairage est d’autant plus important que

$\beta$  est grand. La contribution de la lumière diffusée augmente donc, ce qui conduit au décrochement de plus en plus important des visibilités à courtes bases.

**L'influence de la taille des grains** Les processus d'émission thermique du disque, de diffusion de la lumière et de l'anisotropie de la lumière diffusée sont régis par la taille des grains :

- Comme nous l'avons dit précédemment, pour un éclairage donné, les grains de petite taille seront chauffés à plus haute température que leurs congénères de plus grande taille ; l'émission thermique en bande H sera donc plus importante pour ces grains de petite taille. À l'inverse, pour les grains de petite taille (inférieure au dixième de la longueur d'onde du photon incident), le coefficient de diffusion est proportionnel à la taille du grain à la puissance 4 ; les grains diffusent d'autant moins bien la lumière qu'ils sont petits par rapport à la longueur d'onde de la lumière incidente. L'émission thermique d'un disque de grains de petite taille ( $<0.1\mu\text{m}$ ) contribue donc plus au flux total qu'un disque de grains de plus grande taille.
- Les grains de grande taille émettent peu de rayonnement thermique, et diffusent avec une efficacité moyenne la lumière incidente. Néanmoins, cette diffusion est fortement anisotrope (pour les grains bien plus grands que la longueur d'onde incidente) et la lumière incidente est majoritairement diffusée dans la direction de la lumière. Le modèle de disque étant vu de face, la part de lumière diffusée est donc fortement atténuée.
- Pour des grains de taille intermédiaire (entre 0.1 et 1 fois la longueur d'onde de la lumière incidente) la diffusion de lumière est maximale et légèrement anisotrope. L'émission du disque se fera sur une zone plus étendue que pour les deux autres cas.

Cette sous grille de modèles a été créée avec une unique taille de grains, variant de  $0.05\mu\text{m}$  à  $1\text{mm}$  en fonction du modèle. La pente  $a$  est plus importante et l'ordonnée à l'origine  $b$  plus faible pour des grains de la taille du micron, qui est donc le meilleur compromis entre l'émission thermique, le coefficient de diffusion de la lumière et l'anisotropie de diffusion pour augmenter le flux du disque.

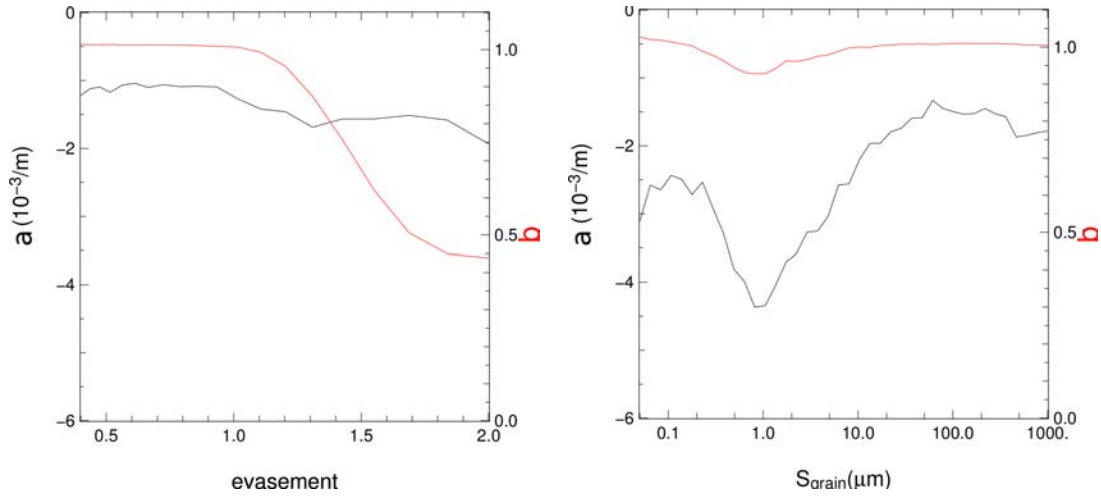
**L'influence de l'échelle de hauteur :** La grille testant l'influence de la hauteur d'échelle  $H_{100}$  résulte en une variation linéaire de la pente, en fonction de ce paramètre.

La fraction de lumière interceptée par le disque varie linéairement avec  $H_{100}$  dans l'approximation des petits angles, ce qui est le cas pour les modèles de disques paramétriques. Le profil de visibilité du système s'écrit donc

$$V^2 = \left( \frac{1 + F_d V_d}{1 + F_d} \right)^2 = \left( \frac{1 + \alpha H_{100} V_d}{1 + \alpha H_{100}} \right)^2 \quad (4.15)$$

avec  $\alpha$  un facteur multiplicatif.





(a) Pente (courbe noire) et ordonnée à l'origine (courbe rouge) de la régression linéaire d'un modèle MCFOST entre 15 et 55 m en fonction du coefficient d'évasement.

(b) Pente (courbe noire) et ordonnée à l'origine (courbe rouge) de la régression linéaire d'un modèle MCFOST entre 15 et 55 m en fonction de la taille des grains présents dans le disque.

FIGURE 4.27 – Influence du coefficient d'évasement et de la taille des poussières sur la régression linéaire d'un modèle de disque.

On peut donc poser

$$V^2(B_1) = a \times B_1 + b = \left( \frac{1 + V_1 F_d}{1 + F_d} \right)^2 = \left( \frac{1 + V_1 \alpha H_{100}}{1 + \alpha H_{100}} \right)^2 \quad (4.16)$$

et

$$V^2(B_2) = a \times B_2 + b = \left( \frac{1 + V_2 F_d}{1 + F_d} \right)^2 = \left( \frac{1 + V_2 \alpha H_{100}}{1 + \alpha H_{100}} \right)^2 \quad (4.17)$$

avec  $V_1$  et  $V_2$  les visibilitées du disque à des bases  $B_1$  et  $B_2$  situées dans la partie linéaire du profil de visibilité. En triturant ces deux équations, on obtient

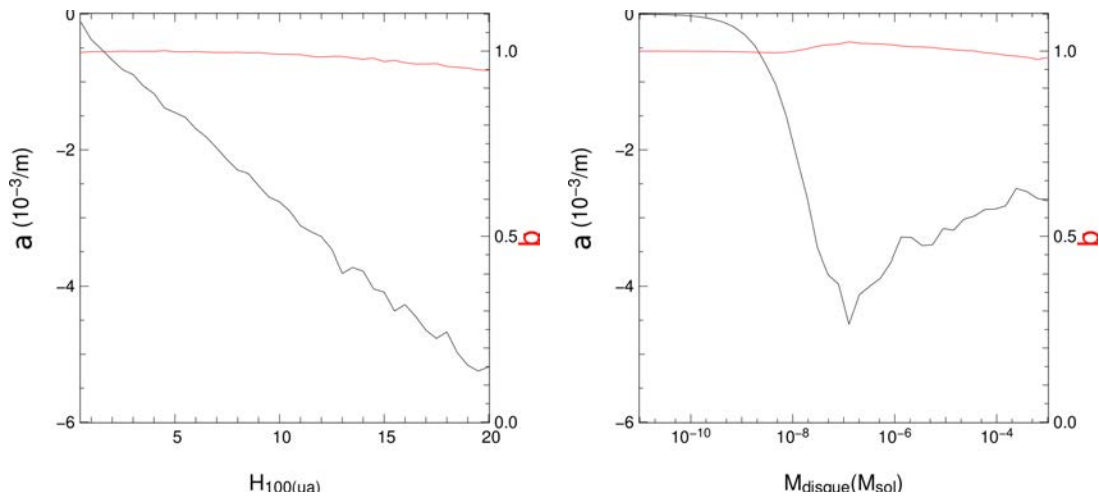
$$b = \frac{[(B_2 - B_1) + (\alpha H_{100} F_d)^2 \times (V_1^2 B_2 - V_2^2 B_1) + \alpha H_{100} F_d \times (V_1 B_2 - V_2 B_1)]}{(1 + \alpha H_{100} F_d)^2 \times (B_2 - B_1)} \quad (4.18)$$

et

$$a = \frac{-1}{(1 + \alpha H_{100} F_d)^2 \times (B_2 - B_1)} [(\alpha H_{100} F_d)^2 (V_1^2 - V_2^2) + 2(\alpha H_{100} F_d)(V_1 - V_2)] \quad (4.19)$$

pour  $\alpha H_{100} F_d$  petit, la variation de  $a$  est linéaire et  $b$  varie peu, ce qui est le cas pour cette sous-grille (figure 4.28a).

**L'influence de la masse du disque** La figure 4.28b montre le profil de visibilité qui est influencé principalement par la transition du disque d'un état optiquement fin à optiquement épais dans la direction verticale, transition qui se situe lorsque la masse du disque devient supérieure à  $\sim 10^{-8}$  masse solaire pour notre modèle.



(a) Pente (courbe noire) et ordonnée à l'origine (courbe rouge) de la régression linéaire d'un modèle MCFOST entre 15 et 55 m en fonction de l'échelle de hauteur.

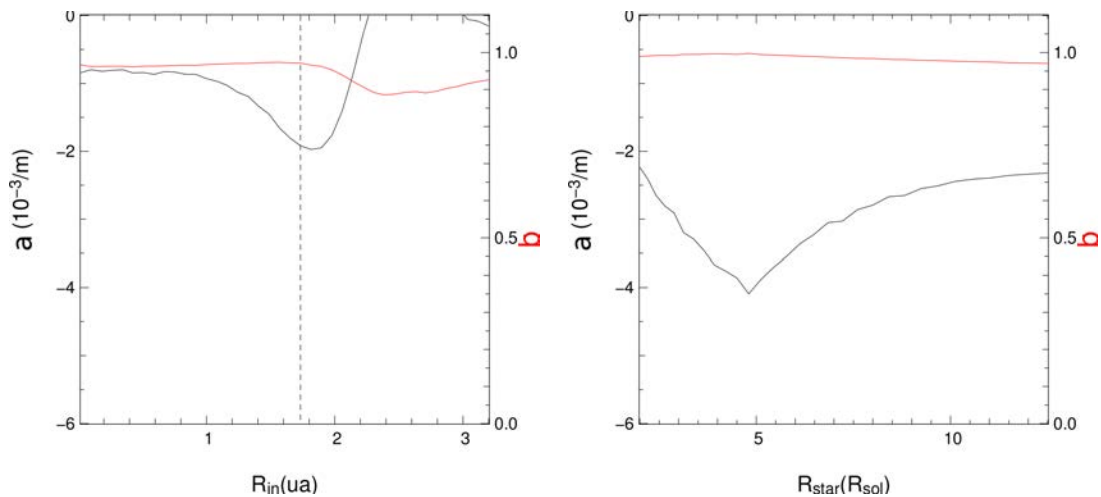
(b) Pente (courbe noire) et ordonnée à l'origine (courbe rouge) de la régression linéaire d'un modèle MCFOST entre 15 et 55 m en fonction de la masse du disque.

FIGURE 4.28 – Influence de l'échelle de hauteur et de la masse du disque sur la régression linéaire.

**L'influence du rayon interne** L'influence du variation du bord interne sur la régression linéaire du profil de visibilité est à prendre avec précautions. En effet, celui-ci est résolu plus ou moins rapidement, ce qui a un résultat direct sur la position du premier minimum de visibilité. La régression linéaire étant effectuée sur un intervalle de bases fixes (entre 15 et 55 mètres), la variation du bord interne ne va avoir d'influence sur le calcul de  $a$  et  $b$  que quand il deviendra partiellement résolu. La figure 4.29a montre l'influence de ce paramètre sur  $a$  et  $b$ , ainsi que la limite à partir de laquelle le bord interne est résolu par les visibilités à 55 mètres.

**L'influence du rayon de l'étoile** Faire varier le rayon de l'étoile amène mécaniquement une variation linéaire du bord interne du disque, le rapport entre la taille de l'étoile et le bord du disque restant constant. L'échelle de hauteur du disque varie en fonction du rayon ; la surface du disque augmente donc plus rapidement que la surface de l'étoile. Ainsi, le rapport de flux entre le disque et l'étoile augmente en fonction du rayon de l'étoile, ce qui explique la baisse des visibilités.

Le changement de régime à environ  $5 R_{\odot}$  est lui causé par la résolution du bord interne ; la régression linéaire se fait alors de part et d'autre du minimum de visibilité, ce qui réduit la valeur de la pente.



(a) Pente (courbe noire) et ordonnée à l'origine (courbe rouge) de la régression linéaire d'un modèle MCFOST entre 15 et 55 m en fonction du rayon interne du disque.

(b) Pente (courbe noire) et ordonnée à l'origine (courbe rouge) de la régression linéaire d'un modèle MCFOST entre 15 et 55 m en fonction du rayon de l'étoile.

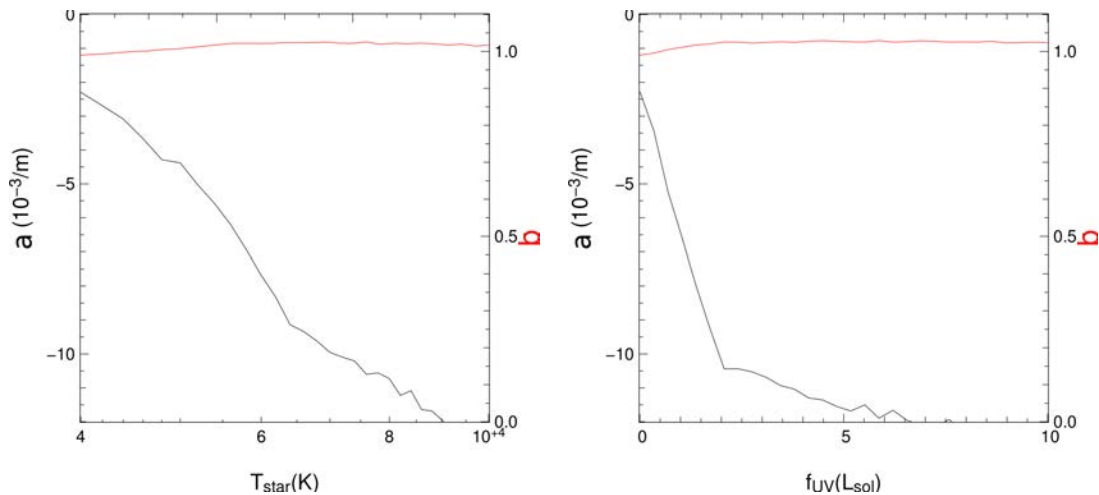
FIGURE 4.29 – Influence du rayon interne du disque et du rayon de l'étoile sur la régression linéaire. Pour la figure de gauche, le rayon interne est résolu pour une base de 55 mètres à partir de 1.7 ua. La régression interne est donc effectuée en partie sur le premier minimum à partir de cette valeur ce qui conduit à une mauvaise estimation de *a* et *b* au-delà de la barre verticale hachurée.

**L'influence de la température de l'étoile** Comme nous pouvons le voir dans la figure 4.30a, augmenter la luminosité de l'étoile en variant sa température influe sur le profil de visibilité, une plus grande température résultant en des visibilitées ayant une plus grande pente (indicatif d'un disque dont le flux contribue plus au flux total). Cette pente peut avoir une explication similaire à la variation du rayon de l'étoile : l'augmentation du bord interne du disque et l'augmentation plus rapide de la surface émettrice du bord interne résultent en un flux relatif du disque plus important pour les modèles avec une étoile plus chaude.

Augmenter la température de l'étoile a pour conséquence une plus grande réception d'énergie par le disque à courtes longueurs d'onde. Cette fraction accrue de rayonnement dans le visible et l'UV est réémise à plus grande longueur d'onde, dont l'infrarouge proche. L'augmentation du rapport de flux entre le disque et l'étoile, et donc la baisse de visibilité est aussi expliquée de cette façon.

**L'influence du flux UV** Le dernier paramètre testé est l'excès UV dû à l'accrétion de matière sur l'étoile. La sous grille de modèles montre une grande variation de la pente pour  $f_{UV}$  allant de 0 à 2 luminosités solaires puis une stabilisation de ces valeurs au-delà. Une explication possible est que pour  $f_{UV} < 2L_{sol}$ , augmenter le flux UV permet d'augmenter la fraction de luminosité de l'étoile à courte longueur d'onde. Comme pour le paragraphe précédent, le disque reçoit plus d'énergie à courte longueur d'onde, ce qui résulte en un disque plus chaud et donc plus lumineux en bande H.

Pour des valeurs de  $f_{UV}$  plusieurs fois plus grandes que le flux de la photosphère, le flux UV domine l'émission totale de l'étoile centrale ; augmenter celui-ci n'augmentera que marginalement la fraction de luminosité de l'étoile à courte longueur d'onde, ce qui conduit à des résultats similaires à ceux de la grille de modèles testant le rayon de l'étoile. Ce cas est cependant peu probable dans la réalité, les plus grands excès UV observés pour les étoiles jeunes étant au mieux égaux à quelques dixièmes de la luminosité de l'étoile observée.



(a) Comme pour la figure 4.27a, en fonction de la température de l'étoile.

(b) Comme pour la figure 4.27a, en fonction de la luminosité UV.

FIGURE 4.30 – Influence de la température de l'étoile et de la luminosité d'accrétion sur la régression linéaire.

### Résumé sur l'influence des paramètres de l'objet jeune sur les profils de visibilité

La régression linéaire des profils de visibilité permet de déterminer comment les paramètres de l'étoile et du disque influent sur la brillance de surface de ce dernier. L'ordonnée à l'origine  $b$  permet, au premier ordre, d'estimer la contribution de la lumière diffusée au flux total du disque. L'évasement est le paramètre influençant le plus  $b$ , les parties externes d'un disque évasé étant plus éclairées que pour un disque plat. La taille des grains joue un rôle mineur sur la variation de l'ordonnée à l'origine, les grains de taille micrométrique diffusant plus la lumière, et la diffusant mieux dans la direction perpendiculaire aux rayons incidents (afin d'éclairer le disque, vu de face, dans notre direction). Les autres paramètres ont une influence marginale sur  $b$ .

De son côté, la pente de la régression linéaire  $a$  permet d'estimer, pour une ordonnée à l'origine fixe et toujours au premier ordre, l'influence des paramètres du modèle sur le rapport de flux entre le disque et l'étoile en bande H. Ce rapport est le plus influencé par la température et le flux UV de l'étoile : en effet, une étoile chaude ou émettant de manière important en ultraviolet émet une grande part de sa luminosité bolométrique dans les courtes longueurs d'ondes, part qui est réémise ensuite par le disque en infrarouge en dans le domaine millimétrique. L'échelle de hauteur permet de varier la

fraction de flux stellaire interceptée par le disque et donc influe elle aussi de manière notable sur ce rapport de flux. La masse du disque peut elle aussi influencer de manière notable le flux du disque tant que celui-ci est (plus ou moins) optiquement fin dans la direction verticale. Finalement, les coefficients d'absorption et de diffusion des grains de poussières présents dans le disque influent sur le flux de ce dernier. Le rayon de l'étoile et l'évasement du disque ont une influence plus limitée sur  $a$ .

Maintenant que nous avons fait le tour de cette régression linéaire des visibilitées, penchons nous sur un modèle plus réaliste de disque.

## Le modèle composite

Ce modèle est une simplification des processus d'émission thermique et de diffusion de la lumière dans le disque. Il est formé de deux composantes, la première étant le modèle d'anneau décrit dans la section 4.1, de rayon interne  $r_{in}$  et de rapport du flux de l'anneau par rapport à celui de l'étoile  $f_{therm} = F_{therm}/F_{\star}$  laissés libres. Ce modèle est une approximation de l'émission thermique, et des modèle de gradient de températures ou à deux couches (Chiang & Goldreich 1997) permettraient d'avoir une meilleur estimation de l'émission thermique. Ce modèle d'anneau donne néanmoins une bonne approximation de l'émission thermique, et est de plus peu gourmand en temps de calcul.

La seconde composante de ce modèle simule la diffusion de la lumière dans le disque et dépend donc de la structure et de la composition de ce dernier. Pour déterminer la quantité de lumière diffusée par le disque, je considère que le disque est vu de face, et que la lumière est diffusée de manière isotrope. Cette l'hypothèse d'un disque vu de face vient des faibles valeurs des clôtures de phase des étoiles observées, sont proches de 0 et signe d'une faible asymétrie la brillance de surface de l'environnement observé. Cette faible asymétrie n'indique cependant pas que le disque est (très) peu incliné ; néanmoins prendre en compte l'inclinaison (et donc l'orientation) du disque augmente de manière dramatique le temps de calcul de ce modèle, et ne permet plus d'utiliser l'hypothèse d'une diffusion isotrope. Il conviendrait alors d'utiliser plutôt un code de transfert radiatif. Ce modèle composite permet néanmoins d'obtenir des résultats qualitatifs intéressants.

Le disque (dont un schéma est présenté figure 4.31) en lui même est un disque paramétrique de hauteur  $H(r)$  définie par :

$$H(r) = H_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^\beta \quad (4.20)$$

avec l'évasement  $\beta$  fixé à 1.1, le rayon de référence  $r_0$  égal à 100 ua, l'échelle de hauteur au rayon de référence  $H_0$  à 20 ua et le rayon externe fixé à 100 ua. Finalement le rayon interne de la seconde composante  $r_{in}$  est égal à celui de l'anneau.

Pour ce disque, la surface d'un anneau de largeur  $dr$  à la distance  $r$  peut s'écrire

$$dS(r) = 2\pi r \times \sqrt{dr^2 + dH^2} = 2\pi r \times \sqrt{1 + (\alpha r^{\beta-1})^2} dr \quad (4.21)$$

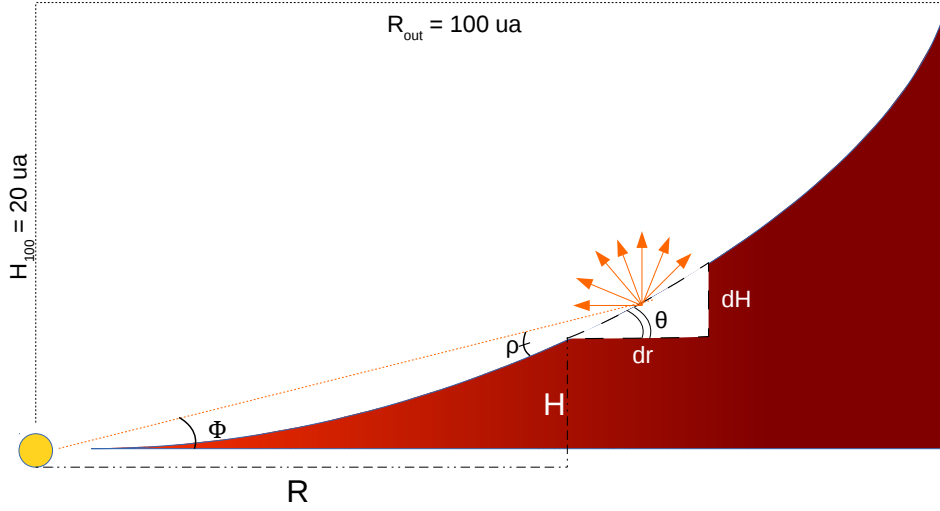


FIGURE 4.31 – Schéma du disque du modèle composite.

avec  $dH$  la variation de l'échelle de hauteur du disque entre  $r$  et  $dr$ , et  $\alpha = H_0\beta/r_0^\beta$ . Cet anneau est illuminé par l'étoile avec un angle

$$\rho = \theta - \phi = \tan^{-1}(dH/dr) - \tan^{-1}(H/r) = \tan^{-1}(\alpha r^{\beta-1}) - \tan^{-1}(\alpha r^{\beta-1}/\beta) \quad (4.22)$$

où  $\theta$  est l'angle entre la surface de l'anneau et une ligne horizontale, et  $\phi$  l'angle entre le plan médian du disque, l'étoile et l'anneau.

Finalement, le flux de l'étoile illuminant l'anneau est proportionnel à  $1/(r^2 + H^2)$  et les grains de cet anneau ont un albédo unique  $A$ .

En combinant ces termes avec les équations 4.21 et 4.22, la lumière diffusée par le disque au rayon  $r$  est

$$dF(r) = 2\pi r \sqrt{1 + (\alpha r^{\beta-1})^2} \times \frac{A}{(r^2 + H^2)} \times \sin(\rho) dr. \quad (4.23)$$

Le flux du disque total est finalement normalisé à 1, puis multiplié par  $f_{scat} = F_{scat}/F_\star$  qui est le paramètre libre de cette composante. Le flux normalisé provenant d'un anneau situé au rayon  $r$  s'écrit donc

$$df_{scat}(r) = \frac{dF(r) * f_{scat}}{\int dF(r)}. \quad (4.24)$$

Cette normalisation a l'avantage d'être indépendante de l'albédo. Finalement, le champ de vue de PIONIER, approximé par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 250 mas, est appliquée au flux du disque. Le profil de visibilité de ce modèle s'écrit donc :

$$V^2 = \left( \frac{1 + f_{therm} V_{ring} + \int_{\theta_{in}}^{\theta_{out}} (df_{scat} V_{ring})}{1 + f_{therm} + f_{scat}} \right)^2. \quad (4.25)$$

et est dépendant du rayon angulaire  $\theta_{in} = r_{in}/d$  ( $d$  étant la distance nous séparant de l'étoile) et des fractions de flux des deux composantes  $f_{therm}$  and  $f_{scat}$ .

### L'influence de l'évasement et de l'échelle de hauteur.

Dans ce modèle, les valeurs de  $H_{100}$  et de  $\beta$  ont été fixées à des valeurs courantes pour les disques protoplanétaires. Néanmoins, la section 4.2 montre que ces deux paramètres ont une grande influence sur la brillance de surface du disque, et donc sur le profil de visibilité.

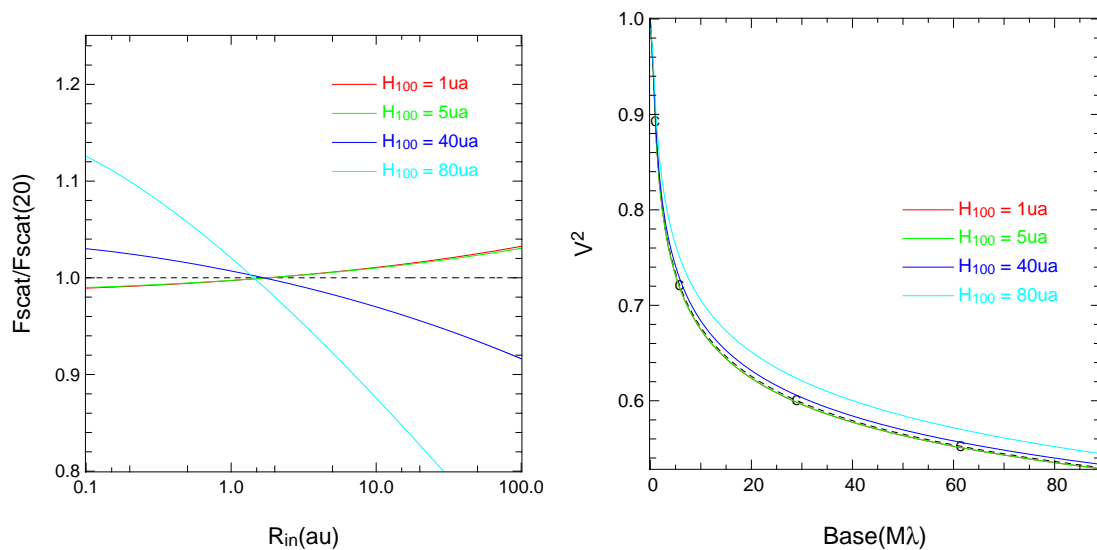
Il est cependant utile de rappeler que l'influence de l'échelle de hauteur est liée au fait que le disque protoplanétaire intercepte – et donc renvoie– une plus ou moins grande part de la luminosité de l'étoile en fonction de l'échelle de hauteur. Ce n'est pas le cas dans le modèle composite où le flux de la lumière diffusée est à la fin normalisé à la valeur de  $f_{scat}$ . Néanmoins la variation de  $H_{100}$  peut avoir des effets sur le profil de brillance de surface qu'il nous faut quantifier.

Il s'avère que le profil de brillance calculé avec l'équation 4.23 est peu sensible à  $H(r)$  tant que celui-ci est petit devant le rayon du disque  $r$ . Ainsi le profil de brillance d'un disque calculé avec une échelle de hauteur de 40 ua (à un rayon de 100 ua) n'a au mieux que 10% de différence avec son homologue calculé avec une échelle de hauteur deux fois moindre, comme nous pouvons le voir dans la figure 4.32a. Cette différence est de plus calculée pour un modèle sans émission thermique, qui est indépendante de  $H_{100}$ . Cette différence sera donc d'autant moindre que l'estimation de la composante thermique du modèle est importante.

Le profil de visibilité de la lumière diffusée est lui encore moins influencé par l'échelle de hauteur, comme nous pouvons le voir dans la figure 4.32b où seul le profil de visibilité du disque ayant  $H_{100}$  égal à 80 ua a une différence non négligeable par rapport aux autres. En conclusion, fixer  $H_{100}$  à une valeur de 20 ua résultera en un biais tout à fait négligeable dans la modélisation des profils de visibilité.

Le coefficient d'évasement a lui une bien plus grande influence sur le profil de brillance de surface, comme nous pouvons le voir dans la figure 4.33a. Comme escompté, augmenter la valeur de  $\beta$  conduit à plus éclairer les parties externes du disque. Ces parties externes, dont la luminosité est corrélée avec  $\beta$ , sont résolues à courtes bases ce qui résulte en un décrochement des visibilités plus important pour les grandes valeurs de  $\beta$ . À l'inverse, augmenter le coefficient d'évasement conduit à moins éclairer les parties internes (qui sont éclairées avec un angle plus rasant). Ceci a pour conséquence un profil de visibilité plus plat après le décrochement à courtes bases. La figure 4.33b résume l'influence de  $\beta$  sur les profils de visibilité.

Cette variation du profil de visibilité va avoir une influence sur la détermination du bord interne du modèle  $\theta_{in}$  qu'il nous faut déterminer. Pour ce faire, j'ai simulé le profil de visibilité d'un modèle composite dont le bord interne est fixé à 1 mas et dont les paramètres libres  $f_{therm}$  et  $f_{scat}$  sont fixés. J'ai ensuite ajouté du bruit sur ce profil de visibilité en ajoutant une valeur aléatoire, proportionnelle à un terme d'erreur (qui est tiré de vraies observations et donc varie pour chaque donnée) à chaque point de visibilité. Le profil de visibilité ainsi créé est illustré dans la figure 4.34a pour des valeurs de  $f_{therm}$  et  $f_{scat}$  égales à 0. et 0.5 respectivement (l'émission du disque est égale à 0.5 fois celle de l'étoile et n'est "composée" que de lumière diffusée).



(a) Profils de brillance de surface du modèle composite, en fonction du rayon du disque, pour différentes échelles de hauteur  $H_{100}$  (courbes de couleurs), normalisés au profil de brillance pour  $H_{100}$  égale à 20 ua (ligne hachurée). Pour cette comparaison, seule la lumière diffusée contribue à la luminosité du disque.

(b) Profil de visibilité de disques en fonction de la base (en  $M\lambda$ ) pour différentes échelles de hauteur à 100 ua, disques dont les profils de brillances sont présentés ci contre.

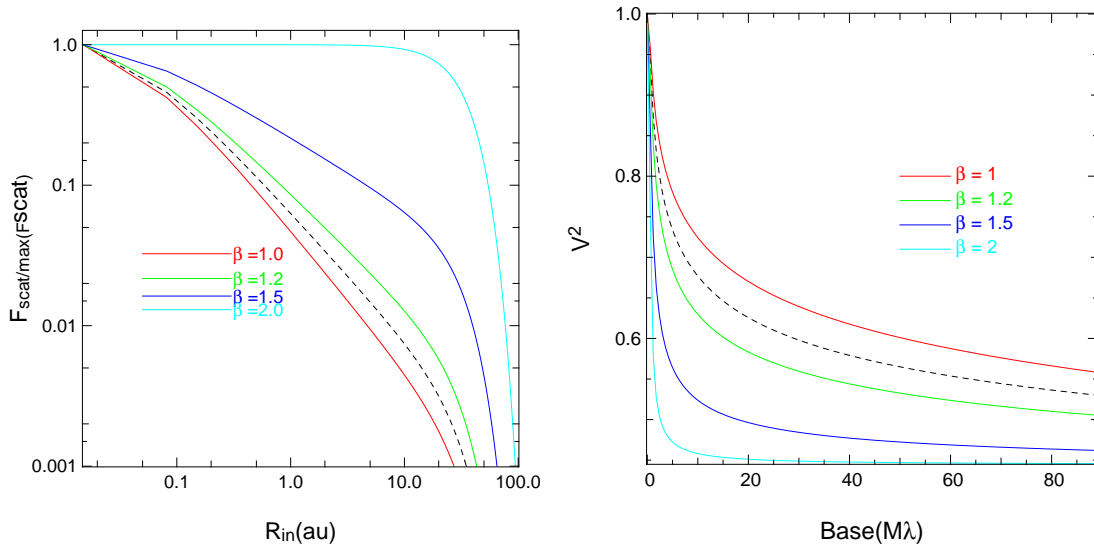
FIGURE 4.32 – Influence de l'échelle de hauteur dans le cas du modèle composite.

Ce profil de visibilité a été ensuite ajusté par le modèle composite, en laissant les trois paramètres libres mais en fixant le flux total du disque  $f_{therm} + f_{scat}$  à une certaine valeur fixée (qui est de 0.2, 0.5, 1 et 2 fois le flux de l'étoile pour les différents tests) et en faisant varier le coefficient d'évasement  $\beta$  entre 1 et 1.5. Les résultats de cet ajustement sont présentés dans la figure 4.34b. Comme nous pouvons le constater, la valeur du coefficient d'évasement influe grandement sur l'ajustement du rayon interne, celui-ci triplant de taille pour  $\beta$  passant de 1 et 1.2. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que le profil de visibilité à ajuster a été créé avec un modèle où la composante étendue est la seule source de lumière dans le disque. Or, la composante thermique est elle indépendante du coefficient d'évasement, la détermination de  $\theta_{min}$  sera donc d'autant moins influencée par  $\beta$  que cette composante thermique (et donc  $f_{therm}$ ) est importante.

Une autre série de tests a donc été effectuée, avec un profil de visibilité créé pratiquement de la même manière,  $f_{therm}$  équivalent à 25% de  $f_{scat}$  (figure 4.35a). La variation du rayon interne est, comme nous pouvions nous y attendre, bien moins influencée par le coefficient d'évasement (figure 4.35b). En effet, celui-ci passe de  $\sim 0.8$  à  $\sim 1.2$  mas pour les valeurs  $\beta$  sélectionnées précédemment.

Les valeurs de  $f_{therm}$  et  $f_{scat}$  sont assez bien ajustées par ces deux séries de modèles quel que soit le coefficient d'évasement et donc sont peu influencés par ce dernier. Or, nous avons montré que l'influence de  $\beta$  sur le rayon interne est d'autant moins





(a) Profils de brillance de surface du modèle composite en fonction du rayon du disque, pour différents coefficients d'évasements  $\beta$  (courbes de couleurs), normalisés à 1. La ligne hachurée représente le profil de brillance du disque pour un coefficient d'évasement égal à 1.1. Comme pour la figure 4.32a, seule la lumière diffusée contribue à la luminosité du disque.

(b) Profil de visibilité du modèle composite en fonction de la base (en  $M\lambda$ ) pour différents coefficients d'évasement  $\beta$ , disques dont les profils de brillances sont présentés ci contre.

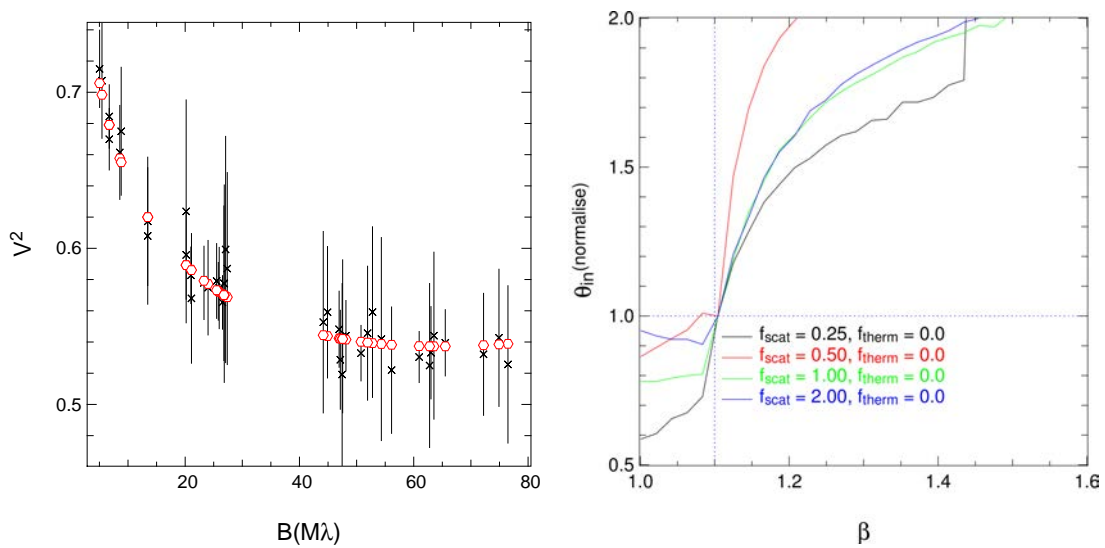
FIGURE 4.33 – Influence du coefficient d'évasement dans le cas du modèle composite.

importante que  $f_{\text{therm}}$  est important. En d'autres termes, nous pouvons considérer que le modèle composite arrive à déterminer la part "réelle" du flux provenant de l'émission thermique et de la lumière diffusée ; si la valeur de  $f_{\text{therm}}$  – représentant plus ou moins la part de l'émission thermique dans le flux total – est assez grande, la valeur exacte de  $\beta$  n'influe que marginalement sur  $\theta_{\text{min}}$  et peut être fixée arbitrairement (avec des valeurs raisonnables toutefois).

Nous verrons plus tard que les valeurs déduites de  $f_{\text{therm}}$  pour les étoiles observées oscillent entre  $\sim 50$  et  $\sim 90\%$  du flux total. En supposant que ce résultat soit applicable pour l'ajustement des profils de visibilité des étoiles observées, nous pouvons conclure que la valeur de  $\beta$  n'est pas critique pour la détermination du rayon interne. Celle-ci est donc fixée à 1.1, valeur moyenne des coefficients d'évasement trouvés dans la littérature.

### La détermination du flux du disque

Le modèle composite, avec ces trois paramètres libres  $\theta_{\text{in}}$ ,  $f_{\text{scat}}$  et  $f_{\text{therm}}$  donne des résultats dégénérés de l'ajustement des profils de visibilité. Déterminer la fraction de flux total provenant du disque  $f_{\text{tot}} = F_{\text{disque}}/F_{\star}$  et poser  $f_{\text{tot}} = f_{\text{scat}} + f_{\text{therm}}$  permet de lever partiellement cette dégénérescence. Pour déterminer cette valeur de flux total, les données photométriques des étoiles observées ont été ajustées de la même manière que



(a) Profil de visibilité simulé pour un modèle de disque ayant  $\theta_{in}, f_{i therm}$  et  $f_{scat}$  respectivement égaux à 1 mas, 0 et 0.5. Les points rouges représentent le profil de visibilité sans bruit ajouté, les croix noires avec les barres d'erreur le profil de visibilité avec une dispersion des données proportionnelle aux barres d'erreurs.

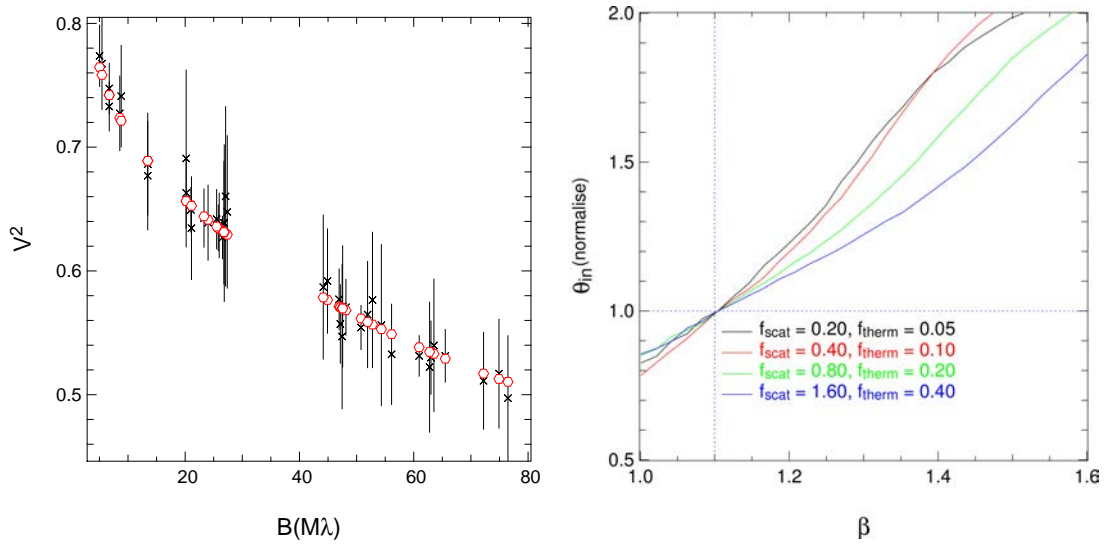
(b) Valeurs ajustées du rayon interne en fonction du coefficient d'évasement, pour l'ajustement de profils de visibilité par le modèle composite. Le profil de visibilité est une variante de celui présenté ci-contre avec le flux du disque  $f_d = f_{scat}$  variant entre 0.25, 0.5, 1 et 2 et  $f_{i therm}$  égal à 0.

FIGURE 4.34 – Influence du coefficient d'évasement sur le paramètre  $\theta_{in}$ , pour un profil de visibilité n'étant influencé que par la composante étendue.

les étoiles du chapitre 3.

Il est à noter que l'ajustement des données photométriques est bien plus ardu pour ces étoiles, et ce pour plusieurs raisons :

- Ces étoiles présentent un excès de luminosité dû au disque dans les bandes I et au-delà ainsi qu'un excès dû à l'accrétion dans les bandes B et en-deçà. L'augmentation de la photométrie dans les bandes U et B conduit à une sous estimation de l'extinction par l'ajustement des données photométriques, tandis que l'excès infrarouge conduit lui à une surestimation de celle-ci. Il est à noter que les bandes R et V peuvent être elles aussi contaminées par ces deux sources d'émission si celles-ci sont assez importantes. Certaines étoiles parmi celles observées (AS 205 A par exemple) présentent de tels excès.
- L'excès de flux dû à l'accrétion et au disque rend la détermination du type spectral plus difficile. Le cas extrême pour les étoiles de notre échantillon est l'étoile S CrA, dont le type spectral est estimé entre K3 et G0. L'extinction varie elle aussi suivant les études (la différence entre deux études pouvant aller jusqu'à une magnitude), voire au cours du temps (dans le cas de RY Lup, par exemple).
- Finalement, ces étoiles ont une luminosité pouvant varier de plusieurs magni-



(a) Comme pour la figure 4.34a, avec  $\theta_{in}$ ,  $f_{therm}$  et  $f_{scat}$  ici respectivement égaux à 1 mas, 0.4 et 0.1. (b) Comme pour la figure 4.34b, à la différence que le modèle ayant créé le profil de visibilité a  $f_{therm}$  égal à 25% de  $f_{scat}$ .

FIGURE 4.35 – Influence du coefficient d'évasement sur le paramètre  $\theta_{in}$ , pour un profil de visibilité influencé par la composante étendue et l'émission thermique.

tudes dans le visible et dans le proche infrarouge. Cette variabilité influe sur la détermination du flux provenant du disque, bien que ce problème puisse être résolu par des observations photométriques simultanées entre les bandes U à H. Malheureusement, les étoiles observées ont généralement seulement deux ou trois bandes observées simultanément (dans les bandes B, V ou R).

Un dernier point est à prendre en compte dans l'ajustement des données photométrique : l'émission du disque et de l'accrétion dans les bandes V à I. Ce terme d'erreur a déjà été traité dans le chapitre 3, la différence entre le flux total observé et celui de la photosphère seule étant de l'ordre de 10% tant que la photosphère domine l'émission dans les bandes visibles. Cette différence est prise en compte pour l'ajustement des profils de visibilité. La contribution de la lumière diffusée à la sous estimation du flux est elle bien plus difficile à estimer, dépendant de la température de l'étoile, mais aussi de la distribution de tailles et de la composition des grains de poussière ; celle-ci n'a pas été prise en compte dans l'estimation du flux du disque.

Le ratio entre la photométrie et le flux de la photosphère seule (avant la prise en compte des 10% de différence dus à l'émission de l'accrétion et du disque), l'extinction en bande V déduite à comparer avec celles trouvées dans la littérature et le  $\chi^2$  réduit de chaque ajustement sont présentés dans le tableau 4.3 ci-dessous.

Les sections suivantes sont dédiées aux détails concernant l'ajustement de la photométrie pour chaque étoile.

**TW Hya** Cet objet (de type spectral K7 (Andrews et al. 2012)) a récemment été modélisé par Menu et al. (2014) qui a modélisé des données interférométriques provenant

Étoile	$F_{tot}/F_{\star}$ (erreur)	Av(erreur)	Av(litt)	$\chi^2_{red.}$
TW Hya	1.03(0.13)	0.2(0.15)	0 (Herczeg & Hillenbrand 2014)	1.44
HT Lup	<1.26	1.36(0.06)	1 (Herczeg & Hillenbrand 2014)	1.36
GQ Lup	1.19(0.08)	0.5	0.5 (Manset et al. 2009)	3.25
RU Lup	1.66	0	0.07–1	–
RY Lup	1.14(0.13)	0.5	0.5 (Manset et al. 2009)	10.18
	1.83(0.35)	1.2(0.2)	—	8.02
V1149 Sco	1.69(0.18)	0.65(0.1)	1.6 (Pascucci et al. 2007)	2.74
AS 205 A	<2	3.3(0.3)	2.9–3.6	–
V2129 Oph	1.28(0.26)	0.9(0.14)	0.6–1.6	2.14
V2508 Oph	1.27(0.08)	3.5	3.5 (Eisner et al. 2005)	59
V1121 Oph	1.25(0.18)	1.07(0.2)	0.9–1.2	0.94
S CrA	1.78(0.25)	2.9(0.15)	3–3.2 (Carmona et al. 2007)	8.1
HN Lup	1.7(0.09)	1.5	1.5	14.2

Tableau 4.3 – Résultats de l’ajustement des données photométriques pour la détermination du rapport de flux en bande H et de l’extinction. L’ajustement est réalisé jusqu’à 900 nm, à moins que les données à plus grandes longueurs d’ondes soient compatibles avec l’ajustement. Dans ce cas, une seconde ligne de résultats est présentée avec la plus grande longueur d’onde compatible avec la photosphère.

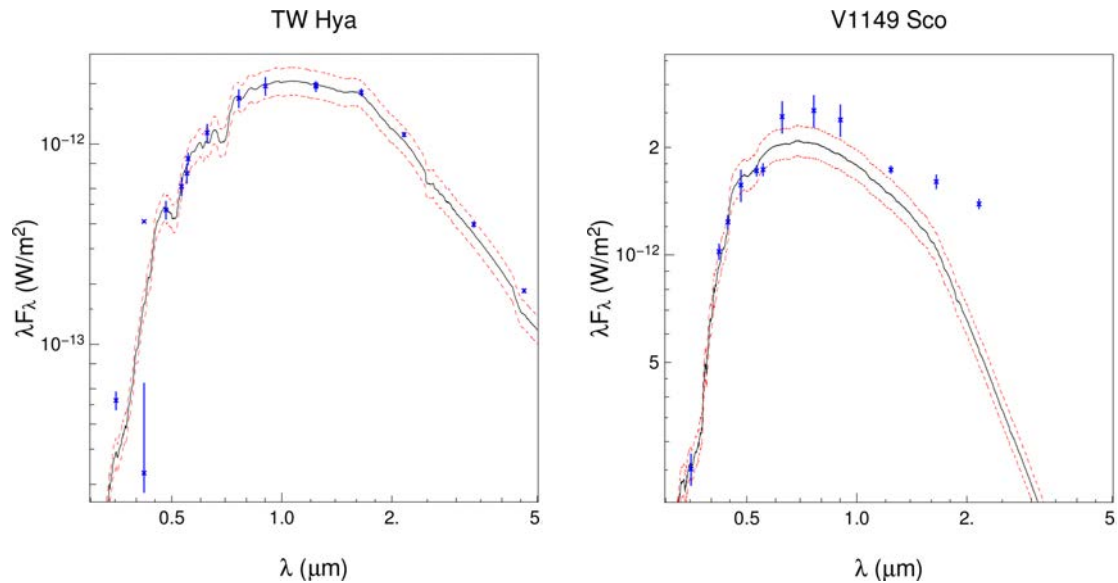
$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}$ (Jy)	Ref.
0.352	$6.16 \times 10^{-3}$		1
0.420	$57.5 \times 10^{-3}$		2
0.420	$3.19 \times 10^{-3}$		1
0.55	0.131	0.014	1
0.532	0.109		2
0.554	0.156	0.01	3
0.625	0.237		1
0.763	0.430		1
0.902	0.586		1
1.24	0.815	0.018	2MASS
1.65	0.995	0.038	2MASS
2.16	0.802	0.018	2MASS

Tableau 4.4 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de TW Hya. Comme pour le chapitre précédent, les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10%.

Références : 1 Pickles & Depagne (2010); 2 Ammons et al. (2006); 3 Girard et al. (2011)

des instruments MIDI, PIONIER, SMA et VLA, ainsi que la SED avec un modèle de disque de transition dont le rayon interne est situé à 0.3 ua de l’étoile centrale. L’excès provenant du disque est estimé à environ 3% dans cette étude par un ajustement des données PIONIER similaire à la méthode présentée dans le chapitre précédent. L’ajustement des données photométriques (présenté dans la figure 4.36a, ainsi que dans le

tableau 4.3) donne un excès de flux compatible avec cette valeur, ainsi qu’avec la photosphère.



(a) Ajustement de la photométrie de TW Hya. Comme pour le chapitre 3, les croix et barres d’erreurs bleues sont les points de photométrie utilisés pour l’ajustement, la courbe noire est le meilleur ajustement et les courbes rouges en pointillés précisent les limites hautes et basses de l’ajustement.

(b) Ajustement de la photométrie de V1149 Sco.

FIGURE 4.36 – Ajustements de la photométrie de TW Hya et de V1149 Sco.

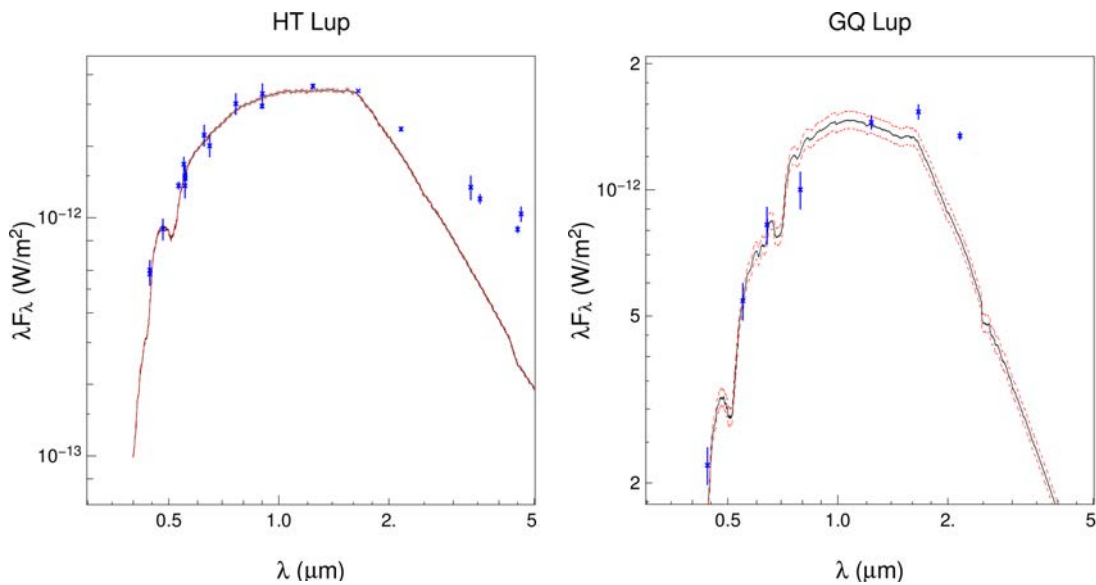
**HT Lup** HT Lup est un système triple (Ghez et al. 1997; Correia et al. 2006), les deux compagnons (HT Lup B et C) étant à 2.8 et 0.126 secondes d’arc de l’étoile principale. Le type spectral de HT Lup A est assez bien contraint, variant entre K2 (Sartori et al. 2003; Herczeg & Hillenbrand 2014) et K3 (Bailer-Jones 2011) alors que l’extinction varie de 0.28 à 1.5 dans ces 3 études. En considérant les valeurs de Bailer-Jones (2011), les données photométriques (tableau 4.5) sont compatibles avec la photosphère seule en bande H (figure 4.37a), sans contribution du compagnon ni du disque, ce qui est incompatible avec le profil de visibilité. En effet, cela indiquerait que la photométrie est dominée par HT Lup A, le disque et le compagnon émettant de manière négligeable. Si tel est le cas, alors le profil de visibilité serait dominé par l’étoile centrale non résolue et serait donc égal à (ou très proche de) 1.

L’ajustement des données photométriques avec les valeurs de Herczeg & Hillenbrand (2014) donne un rapport de flux en bande H entre l’environnement et l’étoile de 0.26, ce qui est plus en accord avec les données interférométriques.

**GQ Lup** Cet objet jeune a été modélisé par Dai et al. (2010) qui a dérivé un type spectral K7 et a supposé une extinction de 0.5 magnitudes en bande V en ajustant les

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.482	0.144		1
0.444	0.0858		2
0.444	0.089		3
0.532	0.242	0.008	1
0.554	0.252		3
0.554	0.269		2
0.625	0.464		1
0.647	0.433		4
0.763	0.768		1
0.902	1		1
1.24	1.48	0.03	2MASS
1.65	1.88	0.05	2MASS
2.16	1.70	0.03	2MASS

Tableau 4.5 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de HT Lup. Références : 1 Pickles & Depagne (2010) ; 2 Girard et al. (2011) ; 3 Bailer-Jones (2011) ; 4 Massaro et al. (2013)



(a) Ajustement de la SED de HT Lup en prenant la valeur d’extinction et le type spectral dérivé par Bailer-Jones (2011).

(b) Ajustement de la SED de GQ Lup en prenant la valeur d’extinction et le type spectral de Dai et al. (2010).

FIGURE 4.37 – Ajustement des SED de HT Lup et GQ Lup.

données photométriques des bandes optiques. L’ajustement utilisé ici se servant des mêmes données photométriques, l’extinction trouvée est donc fixée à la même valeur et l’excès provenant du disque est estimé à 0.19 fois le flux de l’étoile centrale.

**RU Lup** La détermination de l’excès de flux fut ardue pour cette étoile de type spectral K7 (Stempels et al. 2007). En effet, cette étoile présente de larges variations de

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.44	0.0323		1
0.55	0.0996		1
0.64	0.1761		1
0.79	0.2635		1
1.235	0.5961	0.021	2MASS
1.662	0.8502	0.033	2MASS
2.159	0.9677	0.020	2MASS

Tableau 4.6 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de GQ Lup. Références : 1 [Herbst et al. \(1994\)](#) ;

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.12-0.32	— Spectre —		IUE	0.36	0.237	0	(1)
0.36	0.016	0	(1)	0.44	0.165	0	(1)
0.44	0.073	0	(1)	0.55	0.104	0	(1)
0.55	0.234	0	(1)	0.64	0.184	0	(1)
0.70	0.121	0	(2)	0.70	0.384	0	(2)
0.79	0.290	0	(1)	0.79	0.290	0	(1)
0.90	0.204	0	(2)	0.90	0.587	0	(2)
1.25	0.410	0.010	(1)	1.25	0.760	0.010	2MASS
1.65	1.110	0.030	2MASS	1.65	0.620	0.030	2MASS
2.20	1.387	0.020	(1)	2.20	0.750	0.030	(3)
3.40	1.254	0.060	WISE	3.50	1.0	0.1	(3)
3.50	1.770	0.100	(3)	4.60	1.790	0.060	WISE
4.70	1.720	0.060	IRAC	4.80	1.500	0.20	(3)
4.8	0.6	0.3	(3)				

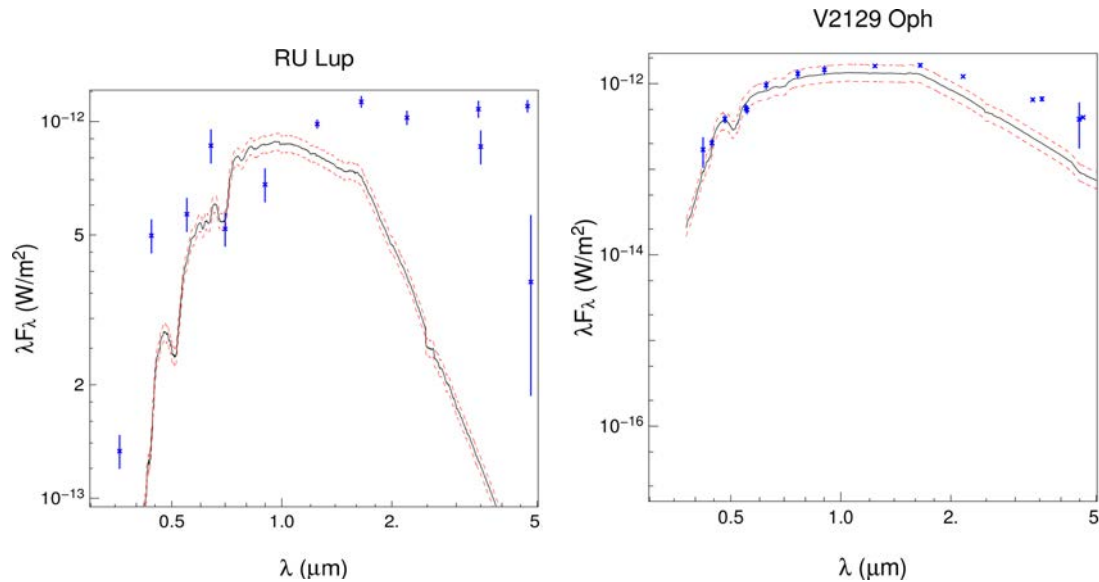
Tableau 4.7 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de RU Lup. Les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10%.

Références : 1 [Gahm et al. \(1993\)](#) ; 2 [Herbst et al. \(1994\)](#) ; 3 [Giovannelli et al. \(1995\)](#).

luminosité pouvant atteindre jusqu’à 3 magnitudes dans le visible et l’infrarouge, ainsi qu’un taux d’accrétion estimé entre  $1 \times 10^{-8}$  ([Schegerer et al. 2009](#)) et  $3 \times 10^{-7} M_{sol}$  par an ([Lamzin et al. 1996](#)), résultant en un excès de flux variable dans les bandes U, B et V. De plus, l’extinction  $A_v$  de cet objet est peu contrainte, variant de 0.07 ([Herczeg et al. 2005](#)) à 1 magnitude ([Cohen & Kuhi 1979](#)).

Une première estimation de l’excès provenant du disque a été faite ajustement des données photométriques, présentées dans le tableau 4.7. Pour cet ajustement une première difficulté a été de choisir les données photométriques dans les bandes B, V, R et I, abondantes mais extrêmement variables, à ajuster. L’accrétion de matière produisant un excès de flux dans les courtes longueurs d’ondes, seuls les minima des observations effectuées dans les bandes B, V, R et I ont été sélectionnés afin de limiter cette contamination du flux de la photosphère. Malgré ce choix, l’ajustement des données est mauvais, comme nous pouvons le constater dans la figure 4.38a : le modèle de pho-

mosphère ne permet pas d'ajuster les points de photométrie erratiques dans les bandes V, R et I, le  $\chi^2$  du meilleur modèle étant de 9 en ajustant seulement ces 4 points de photométrie.



(a) Ajustement de la photométrie de RU Lup. L'ajustement est fait sur les données des bandes V, R et I. Ajouter la photométrie en bande B et/ou U résulte en un ajustement similaire (et en un  $\chi^2$  du meilleur modèle bien plus grand.)

(b) Ajustement de la SED de V2129 Oph.

FIGURE 4.38 – Ajustements de la SED de RU Lup et V2129 Oph.

RU Lup ayant été modélisée en détails (modèle qui sera présenté dans le chapitre 6), l'excès provenant du disque fut donc déterminé en utilisant ce modèle détaillé. Ainsi, la valeur de  $F_{tot}/F_\star$  fut estimée à 1.66 en divisant la valeur de la photométrie du modèle en bande H avec celle de la photosphère seule utilisée dans ce modèle. L'extinction présentée dans le tableau 4.3 provient elle aussi de ce modèle détaillé.

**RY Lup** L'extinction de RY Lup est sujette à des variations assez grandes, passant d'environ 0.5 (Gahm et al. 1989, 1993; Sartori et al. 2003; Manset et al. 2009) à environ 1.5 magnitudes (Manset et al. 2009). Cette variation est due à la grande inclinaison du système, et à l'occultation périodique de l'étoile par le disque. L'estimation du type spectral de cet objet a aussi varié dans le temps, passant de G0V à K1 (Herbig 1977) puis K4 (Appenzeller et al. 1983). Les plus récentes estimations font état d'un type spectral égal à G8IV-V (Gahm et al. 1989; Sartori et al. 2003; Manset et al. 2009) qui sera gardé pour l'ajustement des données photométriques.

Gahm et al. (1989) a modélisé les données photométriques de RY Lup entre la bande U et L avec un corps noir porté à une température de 5250 K et reproduit les données photométriques entre la bande B et J avec une déviation de 0.09 et 0.81 magnitudes en bande J et K, correspondant respectivement à un excès de flux du disque



$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.36	0.0826		1
0.43	0.263		1
0.55	0.498		1
0.64	0.745		1
0.79	0.951		1
1.25	0.834		1
1.625	1.12		1
0.42	$23.1 \times 10^{-3}$	0.007	2
0.43	0.068	0.	3
0.444	$67.5 \times 10^{-3}$	0	4
0.444	$49.4 \times 10^{-3}$	0	5
0.482	$57.7 \times 10^{-3}$	0	6
0.532	0.110	0.010	2
0.554	0.133	0	4
0.625	0.176	0	6
0.763	0.348	0	6
0.902	0.497	0	6
1.24	0.602	0.013	2MASS
1.65	0.881	0.037	2MASS
2.16	1.08	0.02	2MASS

Tableau 4.8 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de RY Lup. La première partie du tableau présente les données photométriques de [Gahm et al. \(1989\)](#) utilisée pour l’ajustement présenté figure 4.39a, alors que la seconde partie est utilisée pour pour l’ajustement présenté figure 4.39b.

Références : 1 [Gahm et al. \(1989\)](#) ; 2 [Ammons et al. \(2006\)](#) ; 3 [Manset et al. \(2009\)](#) ; 4 [Girard et al. \(2011\)](#) ; 5 [Anderson & Francis \(2012\)](#) ; 6 [Pickles & Depagne \(2010\)](#)

de 10% et 110% de la luminosité de l’étoile centrale. Malheureusement, les données photométriques sont ajustées avec un spectre de corps noir et aucune estimation n’est donnée pour la bande H. Un ajustement des données de [Gahm et al. \(1989\)](#) a donc été entrepris, cette fois ci en prenant en compte les caractéristiques du spectre d’une étoile de type G8V. L’excès de flux dérivé en bande H est égal à 14% de la luminosité de l’étoile centrale (et présenté figure 4.39a).

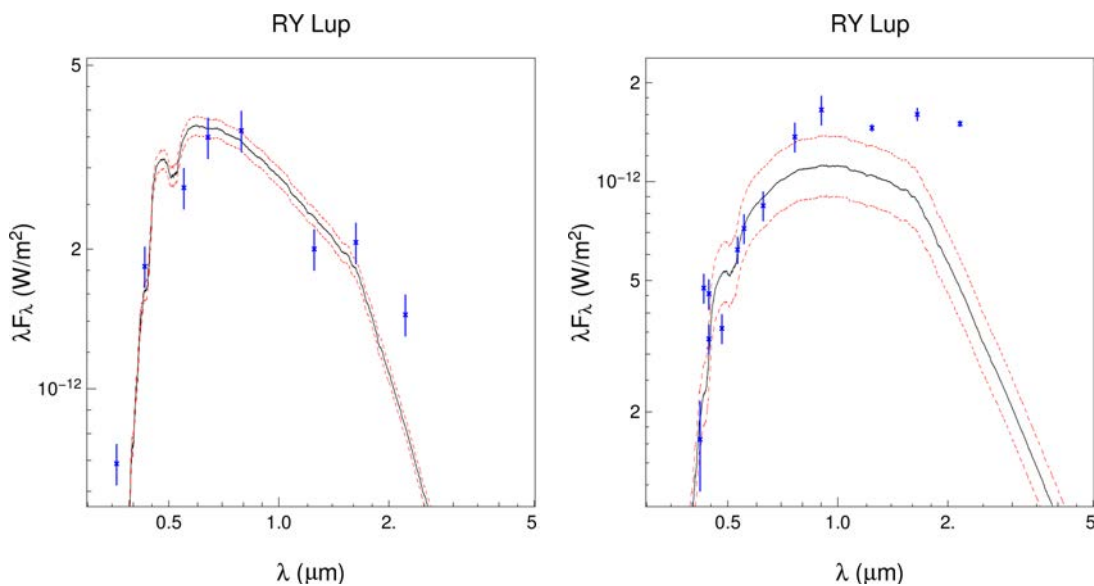
Ce résultat est (lui aussi) problématique, la valeur du flux du disque ne permettant pas de créer un profil de visibilité avec des valeurs aussi faibles que celles observées. L’explication de cette apparente contradiction est que [Gahm et al. \(1989\)](#) a ajusté les *maxima* des nombreuses données photométriques à sa disposition. Or, RY Lup est vue presque de profil, avec le disque occultant partiellement et périodiquement l’étoile centrale, ce qui induit une variabilité de l’extinction ([Manset et al. 2009](#)).

La variation de l’extinction étant due au disque occultant partiellement l’étoile, le disque lui même est peu (pas ?) affecté par la variation ; pour l’observateur, le flux relatif provenant du disque est ainsi artificiellement augmenté.

Cette explication pose un problème pour la suite : Si nous pouvons considérer que

les données photométriques minimales sont prises durant le maximum d'occultation de l'étoile, nous ne savons pas à quelle période de l'occultation ont été prises les données PIONIER<sup>1</sup> et nous ne pouvons donc relier les paramètres dérivés par une méthode (le flux du disque maximum) avec ceux de l'ajustement du profil de visibilité (le rayon interne). Au mieux, ce flux maximum permettra d'avoir une valeur minimale du rayon interne du disque de RY Lup.

J'ai donc utilisé les valeurs minimales de photométrie trouvées dans la littérature pour ajuster la SED de RY Lup, en laissant la valeur de l'extinction libre. Un tel ajustement est visible figure 4.39b et donne des valeurs d'excès de flux et d'extinction de  $1.8 \pm 0.35$  et  $1.2 \pm 0.2$  magnitudes, respectivement.



(a) Ajustement de la SED de HT Lup d'après les données photométriques de Gahm et al. (1989). L'extinction estimée pour cet ajustement est cohérente avec la valeur de 0.5 magnitudes retrouvée dans la littérature.

(b) Ajustement de la SED de RY Lup avec les données photométriques maximum trouvées dans la littérature. Pour cet ajustement, l'extinction est de 1.5 magnitudes.

FIGURE 4.39 – Ajustements des SED de RY Lup.

**V1149 Sco** V1149 Sco est une étoile dont le type spectral est estimé comme étant G7 (Luhman & Mamajek 2012). L'extinction dérivée de l'ajustement des données photométriques diffère d'une magnitude de la valeur donnée par Pascucci et al. (2007) (0.65 contre 1.6 magnitudes). Cette valeur d'extinction change peu que l'on ajuste toutes les données entre les bandes U et I (ce qui donne  $A_v = 0.6$ ), les courtes longueurs d'onde (entre les bandes U et V, les plus influencées par la luminosité d'accrétion ce qui donne aussi  $A_v = 0.6$ ) ou les plus grandes longueurs d'onde (entre les bandes R et I, peu sensibles à  $L_{acc}$ , ce qui donne  $A_v = 0.8$ ). Je garde donc cette valeur d'extinction pour estimer le flux provenant du disque (qui est donc estimé à  $0.69 \pm 0.18$ ).

1. Du moins nous pouvons seulement déduire que ces données n'ont pas été prises durant le minimum d'occultation de l'étoile, comme nous l'avons expliqué auparavant.

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.352	0.0295		1
0.42	0.143	0.007	2
0.444	0.183	0.008	3
0.482	0.252		1
0.532	0.305	0.01	2
0.554	0.320	0.012	3
0.625	0.508		1
0.763	0.645		1
0.902	0.718		1
1.24	0.716	0.016	2MASS
1.65	0.882	0.038	2MASS
2.16	1.00	0.03	2MASS

Tableau 4.9 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de RY Lup. Références : 1 [Pickles & Depagne \(2010\)](#); 2 [Ammons et al. \(2006\)](#); 3 [Soubiran et al. \(2010\)](#);

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.36	0.0091	0.003	1
0.43	0.0137	0.0012	1
0.55	0.0298	0.001	1
0.7	0.055	0.002	1
0.9	0.163	0.009	1
1.25	0.566	0.07	1
1.65	1.17	0.08	1
2.2	1.91	0.14	1

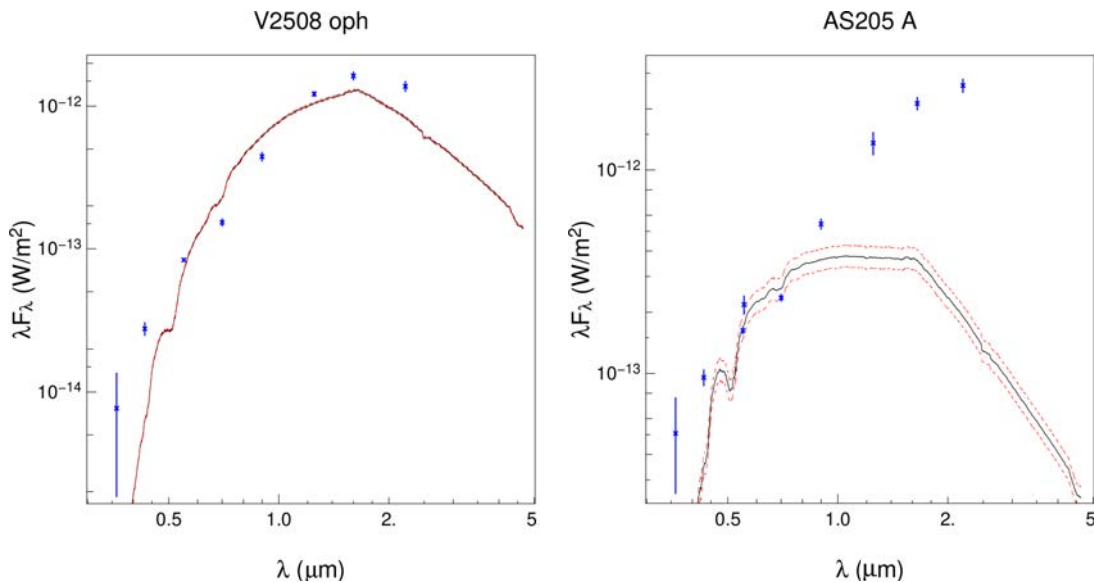
Tableau 4.10 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de AS 205 A. Références : 1 [Eisner et al. \(2005\)](#);

**AS 205 A** Cet objet présente de larges valeurs d’extinction (entre 2.9 et 3.6 d’après [Prato et al. \(2003\)](#) et [Eisner et al. \(2005\)](#)) ainsi qu’un flux en bande K dominé par le disque (le rapport de flux entre le disque et l’étoile étant de 2.35 et 5 d’après ces deux mêmes auteurs). L’étude de [Eisner et al. \(2005\)](#) sur cet objet révèle que le disque et la grande luminosité d’accrétion contribuent majoritairement au flux total pour toutes les longueurs d’onde, l’étoile contribuant au mieux à 30% du flux total. Ce résultat doit être cependant pris avec précaution, leur ajustement (fait avec deux modèles de disque plat d’accrétion et de disque évasé) ajustant approximativement les données en proche infrarouge et ne pouvant ajuster les données à plus courtes longueurs d’onde.

L’ajustement de données photométriques a été effectué sur le même jeu de données que [Eisner et al. \(2005\)](#). Le disque et la luminosité d’accrétion influençant grandement la photométrie, l’ajustement a été effectué sur les deux points en bande R et I, qui sont (théoriquement) les moins influencés par ces deux sources de lumière; une hypothèse implicite à cet ajustement est que l’émission du disque et de l’accrétion sont

négligeables dans ces deux bandes, ce qui n'est sûrement pas le cas. Néanmoins, cela permet d'avoir une valeur *minimum* du rapport de flux en bande H.

Le modèle ayant deux points de données à ajuster et 2 paramètres libres, l'ajustement est "parfait". Le meilleur modèle donne une valeur d'extinction à mi chemin des valeurs de Prato et al. (2003) et Eisner et al. (2005). Finalement, l'excès de flux provenant du disque en bande H est déterminé comme étant égal au minimum à 2 fois celui de l'étoile. Ce même rapport calculé en bande K (et égal à 3) est lui aussi entre les valeurs trouvées par les deux études précédentes.



(a) Ajustement de la SED de V2508 Oph.

(b) Ajustement de la SED de AS 205 A.

FIGURE 4.40 – Ajustement de la SED de V2508 Oph et de AS 205 A.

**V2129 Oph** La température effective de l'étoile centrale varie peu suivant les études, les dernières estimations de celle-ci étant comprises entre 4400 (Eisner et al. 2005) et 4650K (Padgett 1996), Donati et al. (2007) prenant la moyenne des deux. L'extinction est moins bien contrainte : estimée à 1.6 dans le cas de Eisner et al. (2005) (qui ajuste les données photométriques entre les bandes U et K dans le cadre d'une étoile de température effective égale à 4400K), sa valeur est revue à la baisse par Donati et al. (2007) (qui estime une extinction de 0.6 en comparant les couleurs B-V, V-R<sub>c</sub> et R<sub>c</sub>-I<sub>c</sub> des observations et le spectre de Kurucz d'une étoile de température 4500K).

Dans notre cas, nous avons comparé l'ajustement des données photométriques avec des spectres de Kurucz de photosphère à 4400 et 4600 Kelvin et en laissant l'extinction libre.

Les deux ajustements sont similaires tant au niveau du  $\chi^2$  (2.5 et 2.14, pour les modèles avec 4600 et 4400 K respectivement) du meilleur modèle que du flux du disque dérivé (0.28 fois le flux de l'étoile, pour les deux modèles). Les deux valeurs trouvées pour l'extinction (1.1 et 0.9) se trouvent à mi chemin des valeurs de Donati et al. (2007) et Eisner et al. (2005) et le modèle de photosphère est cohérent avec les données (et compatible à  $1\sigma$  avec une photosphère nue). Nous gardons donc la valeur déduite de

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.482	0.062	0	1
0.420	0.023	0.009	2
0.444	0.030	0	3
0.554	0.0914	0	4
0.625	0.2	0	1
0.763	0.332	0	1
0.902	0.437	0	1
0.55	0.095	0	4
1.24	0.664	0.017	2MASS
1.65	0.901	0.034	2MASS
2.16	0.872	0.018	2MASS

Tableau 4.11 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de V2129 Oph.

Références : 1 [Pickles & Depagne \(2010\)](#); 2 [Ammons et al. \(2006\)](#); 3 [Girard et al. \(2011\)](#); 4 [Sartori et al. \(2003\)](#);

l’excès de flux (égale à  $0.28 \pm 0.26$ ). Comme pour les étoiles précédentes, l’ajustement final des données est présenté figure [4.38b](#).

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
1.25	0.507	0.019	1
1.6	0.870	0.055	1
2.22	1.02	0.08	1
0.36	0.0009	0.0007	1
0.7	0.0357	0.002	1
0.9	0.133	0.009	1
0.43	0.004	0.001	1
0.55	0.0153	0.0003	1

Tableau 4.12 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de V2508 Oph.

Références : 1 [Eisner et al. \(2005\)](#);

**V 2508 Oph** Comme pour AS 205 et V2129 Oph, cette étoile a été modélisée par [Eisner et al. \(2005\)](#) qui a dérivé une température effective de 4200K et une extinction de 3.5 magnitudes en bande V (avec une erreur estimée à 30%), ainsi qu’un rapport  $F_d/F_{star} = 1.54$  en bande K. Dans cette étude, nous pouvons voir que les données à des longueurs d’onde plus courtes que la bande R s’éloignent progressivement de la photosphère, ce qui est dû à l’accrétion. [Eisner et al. \(2005\)](#) dérive en effet un taux d’accrétion  $\dot{M} = 2.3 \times 10^{-7} M_{sol}/\text{an}$ , et une luminosité d’accrétion égale à la moitié de celle de la photosphère. Du côté de l’infrarouge proche, les valeurs de la photométrie s’éloignent elles aussi de la photosphère, conséquence de la luminosité du disque devenant importante dans cette gamme de longueurs d’onde. Le point de photométrie

en bande R est donc le seul où l'influence du disque et de l'accrétion soit minimale (en considérant que la diffusion de la lumière stellaire par le disque le soit elle aussi). Notre estimation du flux du disque se faisant justement avec un ajustement de photosphère, il va sans dire que le résultat de notre ajustement de données est à prendre avec prudence.

Pour cet ajustement, la valeur d'extinction fut fixée à la valeur déduite par [Eisner et al. \(2005\)](#), la détermination de l'extinction via l'ajustement des données photométriques étant influencée par la luminosité d'accrétion. Bien que l'ajustement soit mauvais (figure 4.40a), la valeur de l'excès de flux provenant du disque en bande H est estimée à 0.27, tandis que le ratio  $F_{tot}/F_{\star}$  en bande K est compatible avec la valeur trouvée par [Eisner et al. \(2005\)](#) (1.66 contre 1.54 respectivement, avec une erreur sur l'estimation de 30 à 50% pour la seconde valeur).

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
1.24	0.753	0.027	2MASS
1.65	1.1	0.02	2MASS
2.16	1.09	0.03	2MASS
0.36	0.0124		1
0.43	0.034		2
0.43	0.038		1
0.55	0.101		2
0.55	0.125		1
0.7	0.276		2
0.7	0.234		1
0.9	0.445		1

Tableau 4.13 – Points de photométrie utilisés pour l'ajustement de la SED de V2508 Oph.

Références : 1 [Herbst et al. \(1994\)](#); 2 [Grankin et al. \(2007\)](#);

**V1121 Oph** Les estimations du type spectral et de l'extinction de cette étoile sont assez bien contraintes dans la littérature, l'étoile étant une étoile K5 (avec une erreur d'une sous classe, d'après [Herbig & Bell \(1988\)](#) et [Basri & Batalha \(1990\)](#)) avec une extinction oscillant entre 0.9 ([Andrews et al. 2009](#)) et 1.15 ([Valenti et al. 1993](#)).

L'ajustement des données (présenté figure 4.40a) n'a pas posé de difficultés particulières, l'extinction dérivée (1.1 magnitude en bande V) étant en accord avec celle de la littérature et le flux provenant du disque étant égal à un quart de celui de l'étoile.

**S CrA** La SED et les données interférométriques en bande H et K (provenant de l'instrument AMBER) ont été ajustées par [Vural et al. \(2012\)](#) par des modèles de disque ayant un gradient de température en fonction du rayon, le meilleur modèle étant un modèle de disque plat d'accrétion avec une cavité centrale. Dans cette étude, le type spectral de l'étoile a été fixé à K3 ([Prato et al. 2003](#)) et l'extinction  $A_v$  à 2.8 magnitude ([Patten 1998](#)).

Le rapport de flux entre le disque et l'étoile  $F_d/F_{\star}$  est déterminé dans cette étude par un ajustement des données AMBER (ce qui contraint ce rapport à 1.5). Néanmoins,

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.352	0.00224	0	1
0.42	0.0154	0	1
0.444	0.0522	0	2
0.482	0.0389	0	1
0.532	0.0808	0.0127	3
0.532	0.0630	0	1
0.554	0.0834	0	2
0.554	0.130	0	4
0.625	0.113	0	1
0.763	0.382	0	1
0.902	0.679	0	1
1.24	0.832	0.015	2MASS
1.65	1.59	0.04	2MASS
2.16	2.40	0.04	2MASS

Tableau 4.14 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de S CrA. Références : 1 [Pickles & Depagne \(2010\)](#); 2 [Girard et al. \(2011\)](#); 3 [Ammons et al. \(2006\)](#); 4 [Herbig & Bell \(1988\)](#);

la luminosité de l’étoile est peu contrainte par les données optiques présentées dans cette étude, celles-ci ayant une large dispersion.

Le type spectral de S CrA a plus récemment été étudié par [Carmona et al. \(2007\)](#), qui conclut que S CrA est une étoile de type spectral entre G0Ve et G9Ve (et donc prend la valeur médiane, G5Ve). L’extinction est elle aussi revue à la hausse et se situe entre 3 et  $3.2 \pm 1.6$  magnitudes.

Ce dernier type spectral a été utilisé pour l’ajustement des données photométriques disponibles, l’extinction étant laissée libre dans un premier temps. Cet ajustement permet d’estimer l’extinction à 2.9 magnitudes et un flux provenant du disque égal à 0.74 fois celui de l’étoile (figure 4.41a).

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.43	0.0022	0	1
0.55	0.0070	0	1
0.55	0.00805	0	2
0.7	0.0338	0	1
1.24	0.322	0.006	2MASS
1.65	0.605	0.015	2MASS
2.16	0.708	0.010	2MASS

Tableau 4.15 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de HN Lup. Références : 1 [Zacharias et al. \(2005\)](#); 2 [Samus’ et al. \(2003\)](#);

**HN Lup** Cette étoile a été peu étudiée, n’ayant que 27 publications la mentionnant depuis sa découverte. Son type spectral et l’extinction ont été estimés comme étant

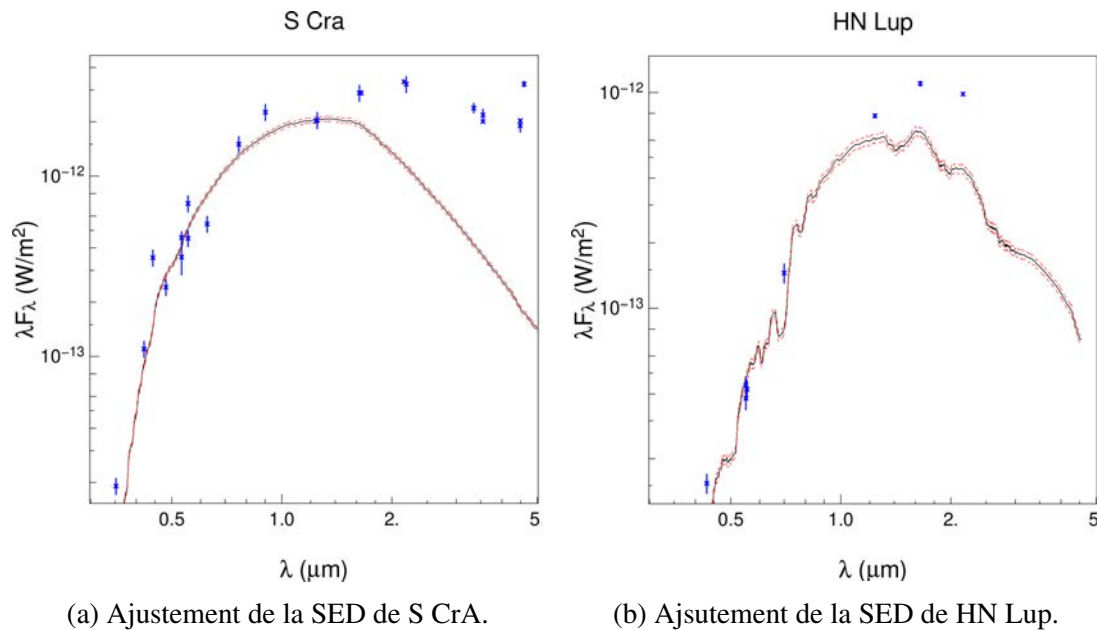


FIGURE 4.41 – Ajustement de la SED de S CrA et de HN Lup.

M3.5 et 1.5 magnitudes par Alcalá et al. (2014). Néanmoins, leur estimation est basée sur des données X-SHOOTER qui a observé HN Lup avec une fente de 500 mas de largeur, soit 2 fois la séparation du compagnon (240mas, Ghez et al. (1997)). Le ratio de flux entre l'étoile principale et le compagnon est seulement de 2.4 (Ghez et al. 1997). Bien que le type spectral de celui-ci soit inconnu, Woitas et al. (2001) estime la masse du compagnon à un quart de celle de l'étoile principale ; nous pouvons en déduire que le compagnon est plus froid que l'étoile principale et contribue d'autant moins dans les bandes visibles, même si nous ne pouvons savoir si cette contribution est négligeable ou non dans l'estimation du type spectral et de l'extinction.

En considérant que le compagnon est négligeable, Alcalá et al. (2014) dérive finalement une luminosité pour cette étoile de  $1.04L_{sol}$  et une luminosité d'accrétion égale à 3% de la luminosité de la photosphère.

L'ajustement des données (présenté figure 4.41b) a été effectué sur un jeu de données très réduit, consistant en des points photométriques dans les bandes B, V et R. L'extinction a donc été fixée à 1.5 et le flux provenant du disque (et du compagnon) correspondant est estimé à 0.7 fois celui du disque.

### La modélisation des visibilités des étoiles observées.

Maintenant que le flux du disque est déterminé pour chacun des objets observés, l'ajustement des visibilités par le modèle composite peut être entrepris.

Le code permettant l'ajustement des visibilités est présenté dans l'annexe B. Pour chaque étoile, ce code produit une grille de modèles pour ajuster les profils de visibilité en fonction des paramètres  $\theta_{in}$  et  $F_{therm}/F_{tot}$ . Comme pour la routine d'ajustement des données photométriques présentée dans le chapitre 3, cette grille est recadrée itérativement ; les nouvelles limites de chaque paramètre sont calculées en sélectionnant les



valeurs limites de ce paramètre dans l'itération précédente afin d'avoir un espace de paramètres rectangulaire pouvant contenir l'ellipse définie par  $\chi^2 = \chi_{min}^2 + x$ , avec  $x$  un paramètre de seuil. Une nouvelle grille est ensuite calculée dans cet espace, ce qui permet une meilleure résolution de l'espace des paramètres proche du minimum global (et un gain en temps de calcul), comme nous pouvons le voir dans la figure 4.42.

La valeur de  $x$  est fixée afin que les modèles en dehors de la grille finale aient une probabilité associée  $p = e^{-\chi^2/2}$  négligeable. En fixant  $x$  à 12, les modèles rejetés ont une probabilité associée de 0.25% *au maximum*, ce qui influe effectivement de manière négligeable aux calculs des erreurs sur les paramètres.

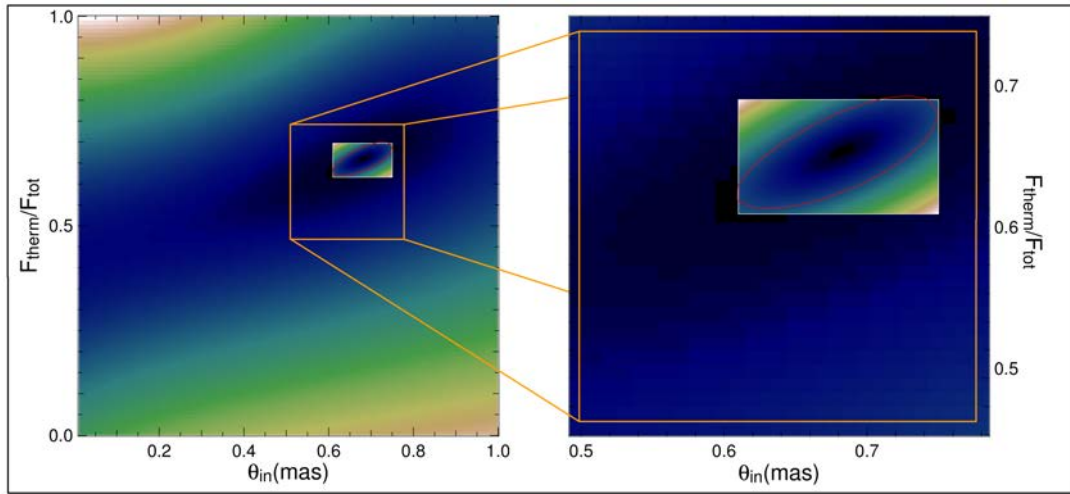


FIGURE 4.42 – Ajustement itératif de la taille de la grille de modèles. La seconde grille (plus petite) a ses bord définis de façon à ce qu'elle puisse contenir l'ellipse rouge définie par  $\chi^2 = \chi^2(min) + x$  ( $x$  étant ici égal à 12). Les deux grilles n'ont pas la même dynamique de couleur, bien que les zones sombres et claires indiquent les  $\chi^2$  faibles et élevés dans les deux cas.

L'erreur sur les paramètres est calculée en marginalisant la probabilité associée à chaque modèle sur chaque axe :

$$p(\theta_{in}) = \sum_{F_{therm}=F_{therm,min}}^{F_{therm}=F_{therm,max}} e^{-\chi^2(\theta_{in}, F_{therm})/2} \quad (4.26)$$

$$p(F_{therm}) = \sum_{\theta_{in}=\theta_{min}}^{\theta_{in}=\theta_{max}} e^{-\chi^2(\theta_{in}, F_{therm})/2} \quad (4.27)$$

puis en sélectionnant les modèles situés autour du meilleur modèle et dont la somme des probabilités marginalisées associées est égale à 68.2%, pour chaque paramètre. Un exemple plus visuel peut être vu dans la figure 4.43.

La plupart des ajustement des profils de visibilité résultent en une grille dont les niveaux de valeurs de  $\chi^2$  sont disposés en ellipses peu étirées et centrées autour du minimum global. Certaines grilles de modèles ont par contre leurs meilleurs modèles

repartis sur une ligne oblique, conséquence de la dégénérescence partielle du modèle composite. Cette "vallée" de  $\chi^2$  peut être vue pour un cas extrême de notre échantillon dans la figure 4.43. Les erreurs sur les paramètres étant calculées sur les probabilités marginalisées, les grandes vallées de  $\chi^2$  conduisent à une surestimation des erreurs pour les paramètres  $\theta_{min}$  et  $f_{therm}$ . Heureusement, ces cas sont peu nombreux (3 étoiles dont HN Lup), et la surestimation des erreurs n'est pas critique.

La figure 4.44 montre l'ajustement des profils de visibilité par le modèle composite (ligne rouge) et le modèle d'anneau (ligne bleue) pour chaque étoile.

Pour 5 étoiles (TW Hya, V1149 Sco, AS 205 A, V2508 Oph et V1121 Oph), le modèle composite comme le modèle d'anneau reproduisent de manière similaire le profil de visibilité. Plusieurs hypothèses expliquant cette similitude sont possibles :

- Les objets observés peuvent avoir un disque plat, ou composé de poussières ayant un faible albédo, résultant en une faible diffusion de la lumière. AS 205 A et V2508 Oph entrent dans cette catégorie, ayant un profil de visibilité bien échantillonné, montrant que le disque est brillant et résolu, et pouvant être ajusté par un modèle thermique.
- Le flux du disque peut être faible comparé à celui de l'étoile (comme pour le cas de TW Hya). Dans ce cas, le profil de visibilité est proche de 1 et le décrochement des visibilités à courte base est très faible ; n'importe quel modèle, thermique ou non, peut donc ajuster les données avec des résultats similaires.
- La couverture  $(u, v)$  peut être pauvre, résultant en un profil de visibilité limité en bases (comme pour V1149 Sco), une large dispersion dans les visibilités ou les deux (V1121 Oph), ce qui a pour conséquence des modèles peu contraints.

Pour les étoiles restantes, le modèle composite permet un meilleur ajustement des visibilités que le modèle d'anneau. Cette différence est accentuée pour les étoiles ayant des observations à courte base, telles que RU Lup et RY Lup. En effet, le décrochement des visibilités observées à courtes bases ne peut être reproduit par le modèle d'anneau (ou aucun autre modèle thermique) alors que le modèle composite permet de simuler ce décrochement.

Les compagnons de HN Lup et HT Lup sont présents dans le champ de vue de PIONIER et donc influent sur les visibilités. Il faut donc prendre en compte l'apport de flux supplémentaire venant du compagnon, dont on supposera les visibilités nulles ; en effet, ces deux compagnons se trouvent hors du champ de vue interférométrique de PIONIER et donc contribuent seulement au flux incohérent. Le terme  $f_{compagnon} = F_{compagnon}/F_{\star}$  est donc ajouté au flux total du disque (qui s'écrit donc  $f_{tot} = f_{therm} + f_{scat} + f_{compagnon}$ ) et le profil de visibilité du compagnon est égal à 0 :

$$V^2(thermique) = \left( \frac{1 + f_{therm} V_{ring}}{1 + f_{therm} + f_{compagnon}} \right)^2 \quad (4.28)$$

## GQ LUP

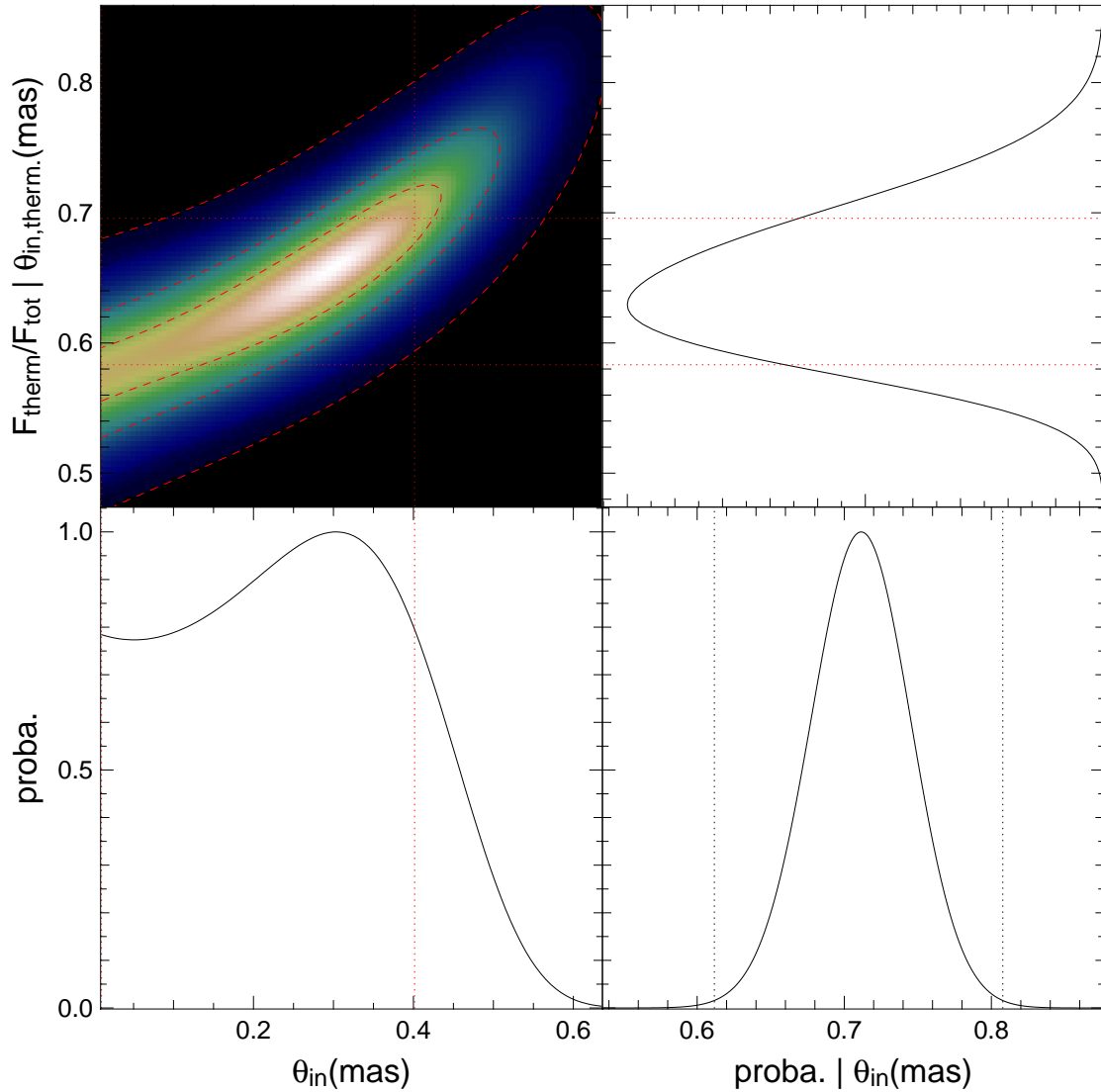


FIGURE 4.43 – Exemple de carte de probabilités du modèle composite (en haut à gauche) et probabilités marginalisées (et normalisées) de ce modèle en fonction de  $\theta_{in}$  (en bas à gauche) et  $F_{therm}/F_{tot}$  (en haut à droite), pour l'étoile GQ Lup. Les contours indiquant  $\chi^2 = \chi^2(min) + 1$ ,  $\chi^2 = \chi^2(min) + 3$  et  $\chi^2 = \chi^2(min) + 12$  sont représentés par des lignes rouges hachurées. L'erreur sur chaque paramètre est fixée de sorte que, pour chaque grille de modèles, la somme des probabilités marginalisées délimité par ces deux limites soit égale à 68.2%. Finalement, la probabilité associée en fonction du rayon interne du modèle d'anneau est présentée en bas à droite. Pour ce modèle, l'erreur sur les paramètres est égale à  $3\sigma$ .

et :

$$V^2(composite) = \left( \frac{1 + f_{therm} V_{ring} + \int_{\theta_{in}}^{\theta_{out}} (df_{scat} V_{ring})}{1 + f_{therm} + f_{scat} + f_{compagnon}} \right)^2 \quad (4.29)$$

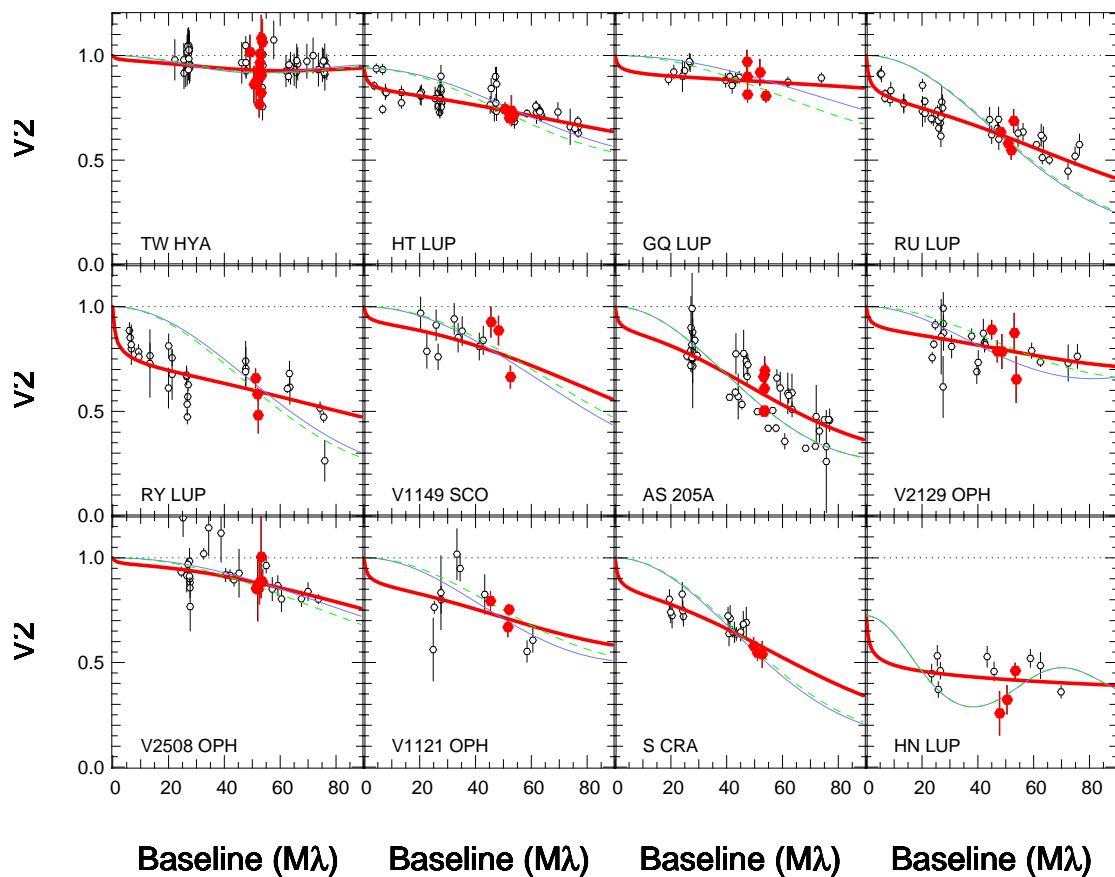


FIGURE 4.44 – Ajustement des profils de visibilité (cercles vides et rond rouges) par le modèle composite (ligne rouge) et le modèle thermique (ligne bleue). La ligne en pointillés verts est l’ajustement des visibilité entre 80 et 90 mètres (ronds rouges, simulant les bases du KI) par le modèle thermique.

Les valeurs de flux du compagnon sont fixées à 1/7 et 40% respectivement pour HT Lup C et HN Lup B (Ghez et al. 1997). L’apport du flux du compagnon au flux incohérent résulte en une baisse du profil de visibilité pour toutes les bases, ce qui explique que les modèles composites et d’anneau thermique ont une visibilité inférieure à 1 à la base nulle.

Afin de comparer les résultats du modèle d’anneau avec ceux de Akeson et al. (2005a), Eisner et al. (2005) et Eisner et al. (2007) qui se basent sur des observations du Keck Interferometer (KI), un ajustement a été effectué avec les visibilités ayant une base entre 80 et 90 mètres, ce qui est plus ou moins la base du KI. Détail intéressant, cet ajustement donne des résultats similaires à l’ajustement du profil de visibilité complet par le modèle d’anneau. Cette coïncidence est expliquée par le fait que la valeur moyenne des bases (pondérée par le profil de visibilité de l’anneau) pour les étoiles observées est environ égale à 85 mètres. Le modèle d’anneau thermique donne néanmoins un ajustement du profil de visibilité moins bon que le modèle composite, que le profil de visibilité soit ajusté dans sa totalité ou non.

Les paramètres et le  $\chi^2$  réduit du modèle composite ainsi que ceux du modèle

Tableau 4.16 – Rayon interne, excès dû à l’anneau thermique  $f_{therm}$  et à la composante diffusée  $f_{scat}$  ainsi que le  $\chi^2$  réduit pour le modèle composite et le modèle d’anneau thermique.  $f_{therm}$  est égal à  $f_{etendu} - f_{scat}$  pour le modèle thermique et à  $f_{etendu}$  pour le modèle d’anneau. Les faibles erreurs sur le rayon interne déduit par le modèle thermique sont une conséquence du mauvais ajustement des profils de visibilité par ce modèle.

Star	modèle composite				modèle d’anneau		
	$R_{in}[\text{au}]$	$f_{therm}$	$f_{scat}$	$\chi^2_{red}$	$R_{in}[\text{au}]$	$f_{therm}$	$\chi^2_{red}$
TW Hya	$0.111^{+0.000}_{-0.028}$	$0.02^{+0.00}_{-0.01}$	0.01	0.89	$0.120^{+0.019}_{-0.018}$	0.03	0.88
HT Lup	$0.055^{+0.004}_{-0.004}$	$0.42^{+0.01}_{-0.01}$	0.22	2.21	$0.100^{+0.000}_{-0.000}$	0.64	16.09
GQ Lup	$0.041^{+0.013}_{-0.034}$	$0.12^{+0.01}_{-0.02}$	0.08	1.36	$0.107^{+0.002}_{-0.002}$	0.20	3.38
RU Lup	$0.102^{+0.003}_{-0.004}$	$0.41^{+0.01}_{-0.01}$	0.25	2.20	$0.149^{+0.001}_{-0.001}$	0.66	22.79
RY Lup	$0.065^{+0.006}_{-0.006}$	$0.52^{+0.02}_{-0.02}$	0.41	3.83	$0.119^{+0.001}_{-0.001}$	0.93	25.28
V1149 Sco	$0.053^{+0.013}_{-0.021}$	$0.51^{+0.03}_{-0.07}$	0.09	1.72	$0.070^{+0.003}_{-0.003}$	0.59	1.82
AS 205A	$0.176^{+0.002}_{-0.001}$	$0.49^{+0.01}_{-0.01}$	0.09	13.79	$0.182^{+0.000}_{-0.000}$	0.58	16.19
V2129 Oph	$0.063^{+0.009}_{-0.010}$	$0.23^{+0.01}_{-0.02}$	0.11	2.55	$0.104^{+0.001}_{-0.001}$	0.34	5.77
V2508 Oph	$0.112^{+0.008}_{-0.008}$	$0.09^{+0.01}_{-0.01}$	0.02	1.52	$0.123^{+0.003}_{-0.003}$	0.11	1.62
V1121 Oph	$0.092^{+0.012}_{-0.015}$	$0.29^{+0.03}_{-0.04}$	0.13	3.13	$0.123^{+0.002}_{-0.002}$	0.42	4.46
S CrA	$0.078^{+0.007}_{-0.008}$	$1.20^{+0.04}_{-0.06}$	0.30	0.69	$0.109^{+0.001}_{-0.001}$	1.50	3.04
V380 Ori	$0.327^{+0.003}_{-0.003}$	$1.23^{+0.02}_{-0.02}$	1.47	9.62	$0.832^{+0.001}_{-0.001}$	2.70	156.97
HN Lup	$0.005^{+0.024}_{-0.005}$	$0.34^{+0.36}_{-0.12}$	1.07	3.03	$0.151^{+0.001}_{-0.001}$	1.53	36.06

d’anneau (en considérant l’ensemble du profil de visibilité) sont présentés dans le tableau 4.16.

La comparaison des  $\chi^2$  réduits confirme le meilleur ajustement des visibilités par le modèle composite pour 8 des 12 étoiles observées. Le rapport  $F_{scat}/F_{tot}$  varie lui entre 0.1 et 0.47 sans compter les cas de HT Lup et HN Lup où ce rapport est de 0.4 et 0.7 respectivement. Ce rapport n’est pas corrélé avec le flux du disque  $F_{tot}$  (figure 4.45a), tandis qu’il est influencé par la luminosité de l’étoile centrale (figure 4.45b). Cette anti-corrélation va dans le sens des résultats de Pinte et al. (2008), qui montre que la contribution de la lumière diffusée à l’émission totale du disque devient importante pour les étoiles de faible luminosité. Ainsi, les modèles thermiques ne sont pas une bonne approximation de l’émission des parties internes des disques circumstellaires pour la majorité des étoiles de type T Tauri observées lors de cette campagne d’observation ; afin de pouvoir contraindre les parties internes des disques entourant les étoiles de faible luminosité, il faut prendre en compte la diffusion importante de la lumière par le disque.

Les derniers résultats de ce chapitre concernent la dépendance du rayon interne du disque en fonction de la luminosité de l’étoile centrale et du modèle ajustant les visibilités, et sont présentés dans la figure 4.46.

Cette figure montre les différentes valeurs de rayons internes des disques dérivés du modèle d’anneau tirés de Pinte et al. (2008) (ronds verts), de nos observations (croix rouges) et du modèle composite (triangles bleus), ainsi que les rayons de sublimation à 1500 (ligne bleue continue) et 2000K (ligne hachurée).

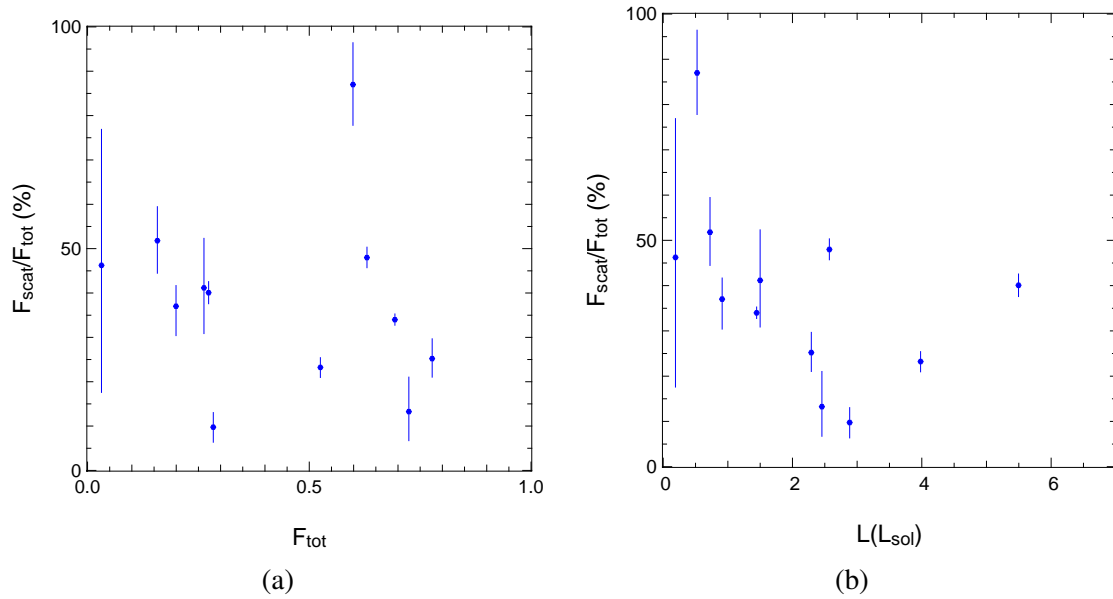


FIGURE 4.45 – Influence du flux du disque  $F_{\text{tot}}$  (a) et de la luminosité de l'étoile (b) sur le paramètre  $F_{\text{scat}}/F_{\text{tot}}$ .

À l'exception de TW Hya (l'étoile la plus faible du lot) et de HN Lup (la seconde étoile la plus faible du lot), les valeurs de rayons internes dérivées par le modèle d'anneau sont cohérents avec les valeurs trouvées dans la littérature pour des luminosités similaires et semblent dévier des valeurs du rayon de sublimation à faible luminosité.

Toujours en faisant abstraction de ces deux étoiles, la détermination des rayons internes par le modèle composite donne des valeurs compatibles avec les rayons de sublimation à 1500 et 2000K. Cet accord semblerait se poursuivre à faible luminosité, bien que des observations d'étoiles plus faibles soient nécessaires pour confirmer cette tendance. De telles observations nécessiteront néanmoins un instrument plus sensible, les étoiles observées durant cette campagne étant pour certaines à la limite de sensibilité de PIONIER.

Les rayons internes dérivés pour HN Lup et TW Hya sont bien plus grands que ceux des autres objets présentés ici, quel que soit le modèle utilisé. TW Hya est un disque de transition dont le rayon interne a récemment été contraint par [Menu et al. \(2014\)](#) à 0.3 ua ; les valeurs dérivées par les modèles d'anneau et composite se situent de part et d'autre de cette valeur. Les larges valeurs des rayons internes de HN Lup dérivées par les deux modèles sont bien plus grandes que le rayon de sublimation attendu pour cette luminosité et les valeurs calculées par le modèle d'anneau disponibles dans la littérature. Une telle différence entre ces valeurs et les valeurs est à mettre sur le compte de la détermination peu contrainte du flux du disque.

### 4.3 Conclusions et perspectives

Comme il a été montré dans ce chapitre, les profils de visibilité des étoiles observées par PIONIER sont marqués par un décrochement à courtes bases, décrochement

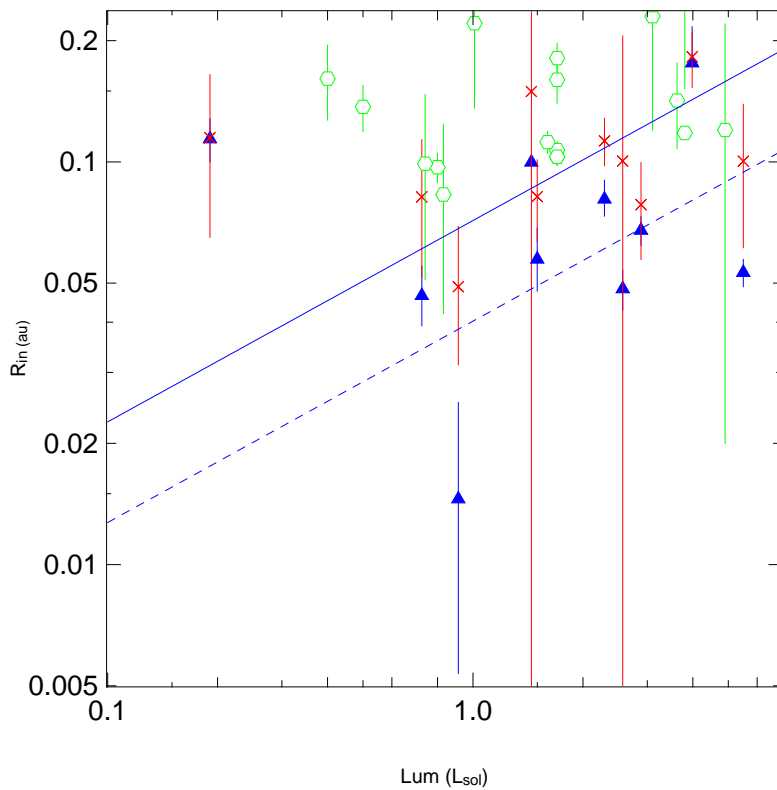


FIGURE 4.46 – Rayons internes des disques déterminés par le modèle thermique (croix rouges) et le modèle composite (triangles bleus). Les lignes obliques bleues représentent le rayon de sublimation à 1500K (ligne pleine) et 2000K (ligne en pointillés) en fonction de la luminosité totale (photosphère et accréation) de l'étoile centrale. Finalement, les ronds verts sont les valeurs trouvées dans la littérature des rayons internes modélisés par le modèle d'anneau.

dû à une composante lumineuse étendue que l'on suppose être la conséquence de la diffusion de la lumière stellaire (et de l'émission thermique du disque) par le disque de poussières. Une étude de cette composante étendue a été menée en créant une série de grilles de modèles de disques avec le code de transfert radiatif MCFOST. En supposant donc que cette composante soit due à la diffusion de la lumière par le disque, il en ressort qu'elle est principalement affectée par la structure et la composition du disque.

Les visibilitées des étoiles observées ont ensuite été ajustées par un modèle composé d'un anneau simulant l'émission thermique du disque et d'un modèle géométrique mimant la diffusion de la lumière stellaire. Néanmoins, d'autres hypothèses que la diffusion de la lumière par le disque peuvent expliquer ce décrochement de visibilitées à courtes bases :

- L'objet jeune observé est... jeune, et est donc entouré d'une fine enveloppe de poussière, reliquat du nuage protostellaire et diffusant la lumière de l'étoile et du disque. Celle-ci est rapidement résolue, créant le décrochement de visibilitées à courtes bases.

- Au flux de l'étoile et de son disque, s'ajoute celui d'un fond diffus entièrement résolu. La visibilité de celui-ci est égale à 0 pour toutes les bases, ce qui baisse le profil de visibilité de l'ensemble.
- Comme dans le cas de HN Lup, l'objet jeune observé a un compagnon brillant et avec une séparation suffisante pour que son flux contribue rapidement au flux incohérent en fonction de la base.

La troisième hypothèse peut être rapidement écartée comme explication générale du décrochement des visibilités, seules HT Lup et HN Lup entrant dans cette catégorie. Néanmoins, pour ces deux étoiles, cette hypothèse explique de fait ce décrochement.

Pour tester les deux autres hypothèses, deux modèles ont été créés et les résultats de l'ajustement des profils de visibilité de ceux-ci ont été comparés à ceux du modèle composite. Ces deux modèles sont basés sur l'addition du modèle d'anneau et du modèle gaussien pour l'un, et du modèle d'anneau et un fond diffus de visibilité égale à zéro pour l'autre. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne ne pouvant être contrainte, celle-ci a été fixée à 25 mas afin d'ajuster les visibilités à courte base de RU Lup et RY Lup.

Les trois modèles produisent des résultats pratiquement identiques, tant au niveau de l'ajustement des profils de visibilité, de la décroissance du flux étendu en fonction de la luminosité de l'étoile, et des rayons internes dérivés. La plus grande différence concerne l'échec de l'ajustement du décrochement des visibilités à courtes bases de RU Lup et RY Lup par le modèle avec le fond diffus. Lui aussi est donc rejeté comme explication générale.

Le modèle d'enveloppe et d'anneau ne peut être écarté, ajustant les données avec des résultats ayant une différence de 5% au maximum par rapport à ceux du modèle composite, et ayant une base théorique plus solide que l'hypothèse d'un fond diffus homogène entourant l'objet observé. Le modèle composite (et donc l'hypothèse de la diffusion de la lumière par le disque de poussière lui-même) est néanmoins favorisé, les enveloppes circumstellaires se dissipant rapidement et l'albédo de grains de poussière typique dans les disques protoplanétaires pouvant atteindre des valeurs allant jusqu'à 0.9.

En plus de permettre d'ajuster les profils de visibilité, la prise en compte de la lumière diffusée semble résoudre l'apparente déviation des rayons internes des disques observés par interférométrie avec le rayon de sublimation attendu. Les étoiles observées ont cependant une trop forte luminosité pour pouvoir confirmer ce résultat malgré le fait que celles-ci soient à la limite de sensibilité de PIONIER.

Bien que le modèle composite permette de modéliser le disque protoplanétaire et d'ajuster les profils de visibilité des étoiles de faible luminosité, celui-ci est basé sur des hypothèses simplificatrices (disque vu de face, diffusion isotrope de la lumière, disque continu, simplification de l'émission thermique par le modèle d'anneau,  $\beta$ ,  $r_{100}$  et  $H_{100}$  fixés) limitant les contraintes pouvant être apportées à la connaissance de l'environnement circumstellaire des étoiles de type T Tauri.

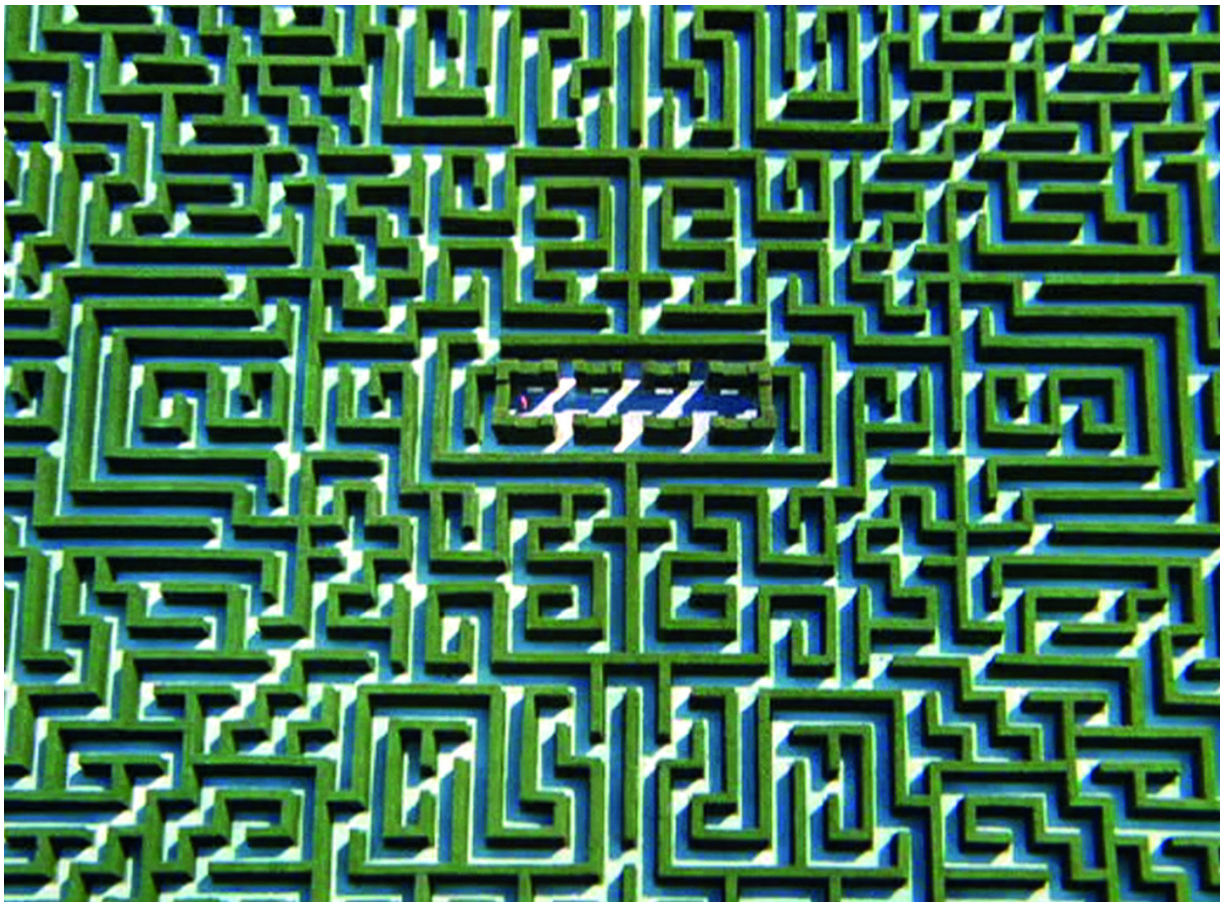


Afin de contraindre cet environnement, il est impératif d'effectuer une modélisation individuelle de ces objets jeunes en prenant en compte les différents types de données disponibles. La prochaine partie présente de tels modèles.

## TROISIÈME PARTIE

---

# LES MODÉLISATIONS INDIVIDUELLES D'ÉTOILES JEUNES





La partie précédente fut dédiée à la modélisation des disques entourant les étoiles de type T Tauri par des modèles simples, qui permettent d'estimer le flux du disque en bande H ainsi que la taille du bord interne de ceux-ci. Ces modèles sont néanmoins basés sur des hypothèses simplificatrices, avec un disque vu de face, sans cavité, émettant de manière isotrope, dont la zone d'émission thermique a des bords "francs", etc. Ces hypothèses limitent donc la validité des contraintes apportées aux régions internes des disques étudiés. De plus, la faible plage de longueurs d'onde utilisée limite les contraintes sur la structure du disque –dont l'épaisseur et l'évasement sont fixés dans ces modèles– et n'en apporte aucune sur la composition de celui-ci.

Afin d'avoir une vue d'ensemble sur l'émission continue du disque, et donc de l'inclinaison, de l'orientation, de la structure et de la composition de celui-ci, il nous faut prendre en compte les données spatiales – images ou données interférométriques – les données photométriques constituant la SED et des données spectrales, sur le plus grand domaine de longueurs d'onde possible. De plus, ces données doivent être comparées avec un modèle reflétant le plus possible la réalité.

Cette partie est dédiée à la modélisation des disques de certaines des étoiles de type T Tauri observées, ainsi que l'étoile de Herbig HD 142527. Les étoiles présentées ici sont les premières à avoir été modélisées de cette manière, bien que la modélisation "complète" des différentes données disponibles soit en cours pour les autres étoiles présentées précédemment. L'ajustement des diverses données de ces étoiles est effectué avec le code de transfert radiatif MCFOST – présenté dans la prochaine section – qui permet de déterminer l'émission de la poussière en tout point du disque, en prenant en compte les divers paramètres physiques de la poussière ainsi que l'épaisseur optique la séparant de l'observateur.

Ce travail de modélisation est effectué dans le cadre du projet DIANA<sup>2</sup>, qui travaille à la modélisation d'un nombre important d'étoiles de type T Tauri et de Herbig. Le travail de modélisation de DIANA se veut aussi complet que possible et donc essaie d'ajuster simultanément le plus grand nombre de jeux de données disponibles contraignant les paramètres de l'étoile, du gaz et de la poussière des disques circumstellaires.

## Le code de transfert radiatif MCFOST

Le code de transfert radiatif MCFOST (Pinte et al. 2006) a pour objectif d'obtenir la structure en température en tout point  $\vec{r}$  du disque, et l'intensité spécifique  $I_\lambda(\vec{r}, \vec{n})$  pour tout point  $\vec{r}$ , direction  $\vec{n}$  et longueur d'onde  $\lambda$  du modèle. L'intensité spécifique permet de déduire le flux du système dans toutes les directions, ce qui permet de construire les SED et images monochromatiques des modèles, ce qui nous sera nécessaire par la suite. Celle-ci vérifie l'équation suivante, appelée équation du transfert radiatif :

---

2. <http://www.diana-project.com/>

$$\begin{aligned}
\frac{I_\lambda(\vec{r}, \vec{n})}{ds} = & - \kappa_\lambda^{ext}(\vec{r})I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}) \\
& + \kappa_\lambda^{abs}(\vec{r})B_\lambda(T(\vec{r})) \\
& + \kappa_\lambda^{diff} \vec{r} \frac{1}{4\pi} \int \int_\Omega \psi_\lambda(\vec{r}, \vec{n}', \vec{n}) I_\lambda(\vec{r}, \vec{n}') d\Omega
\end{aligned} \tag{4.30}$$

Ici,  $\kappa_\lambda^{ext}(\vec{r})$ ,  $\kappa_\lambda^{abs}(\vec{r})$  et  $\kappa_\lambda^{diff} \vec{r}$  sont les opacités d'extinction, d'absorption et de diffusion de la poussière,  $s$  la distance le long de la direction de propagation,  $\psi_\lambda(\vec{r}, \vec{n}', \vec{n})$  détermine la fraction d'énergie diffusée de la direction  $\vec{n}'$  à  $\vec{n}$  par unité d'angle solide, et  $B_\lambda$  est la fonction de Planck.

Résoudre cette équation est particulièrement difficile, l'intensité spécifique étant une grandeur à six dimensions et la transmission du rayonnement (qui peut être de plus très fortement anisotrope) dépendant de la température, qui elle dépend du chauffage par rayonnement. De plus, l'opacité du disque peut varier de 0 à plusieurs millions et celui-ci agit comme une source d'éclairement secondaire et complexe.

Pour résoudre (assez) facilement cette équation, MCFOST est basé sur la méthode Monte-Carlo (Metropolis & Ulam 1949) : des paquets de photons sont émis (initialement) par l'étoile et sont soumis à une marche au hasard avec de multiples diffusions et absorptions avec la poussière du disque. Les paquets de photons absorbés par la poussière sont réémis immédiatement et de façon isotrope en prenant en compte la (nouvelle) température et l'opacité de la poussière, tandis que ceux diffusés le sont de manière anisotrope et leur polarisation est calculée avec le formalisme de Stokes.

Bien que MCFOST soit un code de transfert radiatif en 3 dimensions, la plupart des modèles – et tous les modèles présentés dans cet ouvrage – sont des modèles axisymétriques à 2 dimensions, qui permettent un gain en temps de calcul considérable.

Ces modèles de disques axisymétriques ont leur échelle de hauteur  $H$ , leur densité  $\rho$  et leur densité surfacique  $\Sigma$  définies par

$$H(r) = H_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^\beta \tag{4.31}$$

$$\rho(r, z) = \rho(r, 0) \exp^{-(z/\sqrt{2}H(r))^2} \tag{4.32}$$

et

$$\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r, z) dz = \Sigma_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^q \tag{4.33}$$

où  $\Sigma_0$  et  $H_0$  sont les valeurs d'échelle de hauteur et de densité surfacique du disque à un rayon de référence  $r_0$ , généralement 100 ua.

Cette description paramétrique de la structure de disque n'est valable que sous certaines hypothèses. Ainsi, le disque doit être :

- géométriquement mince :  $z \ll r$ ,
- Verticalement isotherme :  $T = T(r)$ ,
- en équilibre hydrostatique vertical,
- composé d'un gaz parfait, et

— non auto-gravitant.

La structure de ce disque ne dépend, avec ces hypothèses, que de 6 paramètres :  $M_{\text{disque}}$ ,  $R_{\text{in}}$ ,  $R_{\text{out}}$ ,  $\rho$ ,  $\beta$  et  $H_0$ .

Certains objets nécessitent des modèles plus complexes pour ajuster les observables disponibles. Pour cela, le modèle de disque axisymétrique peut être décomposé en plusieurs zones, chacune ayant ces 6 paramètres définis indépendamment les uns des autres.

Les propriétés de la poussière contenue dans le disque (ou les différentes zones) sont décrites à l'aide des sections efficaces d'absorption et de diffusion, ainsi que par les matrices de Mueller, qui permettent de décrire l'état de polarisation de manière mathématique aisée. La taille des grains  $a$  suit une loi de distribution  $n(a) \propto a^{-p}$  avec  $p$  égal à 3.5 dans les disques de débris (Dohnanyi 1968; Tanaka et al. 1996) et 3.7 dans le milieu interstellaire. Différentes compositions de poussières sont disponibles pour les modélisations, et un disque (ou une zone) peut contenir plusieurs compositions, chacune avec des tailles de grains minimum et maximum, et un indice  $p$  différents.

## Les étapes de la modélisation

La modélisation des étoiles présentées dans cette partie s'est focalisée sur le disque de poussières. La première étape de cette modélisation consiste à ajuster grossièrement les données photométriques par les SED de modèles de disques paramétriques créés par MCFOST. Cette première étape permet de déterminer la composition et les tailles de grains composant le disque de poussière, ainsi que sa masse. Sauf incompatibilité avec les données disponibles, le rayon interne du disque est fixé au rayon de sublimation ; le rayon externe est lui fixé par des observations radio ou en lumière diffusée tirées de la littérature.

La seconde étape voit l'ajout de l'ajustement des données interférométriques. Le résumé du code ajustant les données interférométriques est présenté ci-dessous :

- Afin d'ajuster les données interférométriques, un cube d'images du disque est créé pour plusieurs inclinaisons à tester, aux longueurs d'onde d'observation de PIONIER, et qui a un champ de vue défini par un profil gaussien de largeur à mi-hauteur fixée à 250 mas.
- Pour chaque inclinaison, l'image subit ensuite une transformée de Fourier. Afin de déterminer l'orientation permettant d'avoir le meilleur ajustement, cette transformée de Fourier subit, pour chaque inclinaison, une rotation graduelle puis est interpolée, pour chaque rotation, aux points  $(u, v)$  des observations. Les figures 4.47a et 4.47b montrent un exemple de modèle de disque incliné à  $45^\circ$ , et sa transformée de Fourier correspondante avec les points  $(u, v)$  des observations en surimpression,
- Les visibilité carrées du modèle aux points  $(u, v)$  sont déterminées en calculant la valeur absolue du carré de la transformée de Fourier à ces points, tandis que les clôtures de phase sont déterminées en calculant la phase de cette transformée de Fourier pour chacun des points des triangles fermés, puis en sommant ces phases.

- Pour chaque inclinaison et orientation, le  $\chi^2$  du modèle est calculé, et l'inclinaison et orientation finale du modèle est définie en sélectionnant le modèle ayant une inclinaison et orientation minimisant cette valeur. La figure 4.48 montre un exemple de cartes de  $\chi^2$  pour l'ajustement des visibilités, des clôtures de phase et de leur somme.

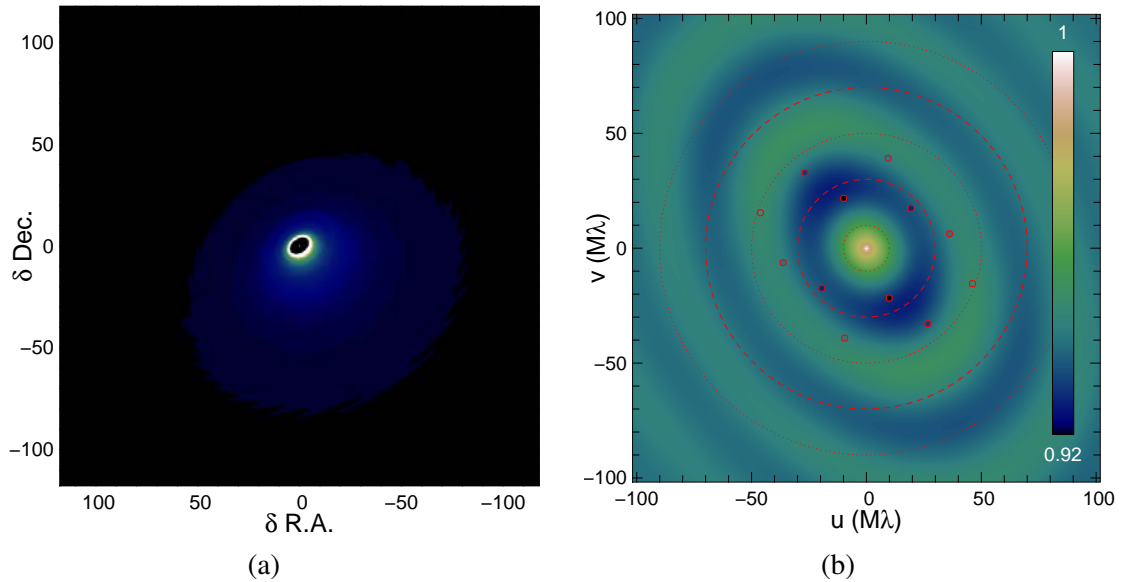


FIGURE 4.47 – Profil de brillance de surface (figure de gauche) et transformée de Fourier (à droite) d'un modèle de disque incliné à 45deg. Les ronds de la figure de droite représentent les points  $(u,v)$  des observations, tandis que les cercles rouges indiquent les distance  $\sqrt{u^2 + v^2}$  égales à 10, 30, 50 et 70 M $\lambda$ . L'orientation du disque est déterminée en faisant tourner l'image (ou, dans la pratique, le plan  $(u,v)$ ) de façon à minimiser la différence entre les données du modèles, les visibilités et les clôtures de phase.

L'ajustement des données interférométriques, de concert avec celui de la SED, permet théoriquement de contraindre la taille du rayon interne, le profil de brillance de surface, l'inclinaison et l'orientation du disque. Nous verrons au cours de ce chapitre et du prochain que l'orientation est en fait peu contrainte par l'interférométrie, nos données ayant une couverture  $(u,v)$  limitée.

Le prochain chapitre présentera les travaux sur la modélisation des disques autour des étoiles V709 CrA, MY Lup GQ Lup. Les modélisations de RU Lup et de HD142527 s'appuient sur des jeux de données plus importants, dont des données PIONIER détectant leur environnement résolu. La modélisation de ces étoiles est donc traitée séparément dans les chapitres séparés 6 et 7.

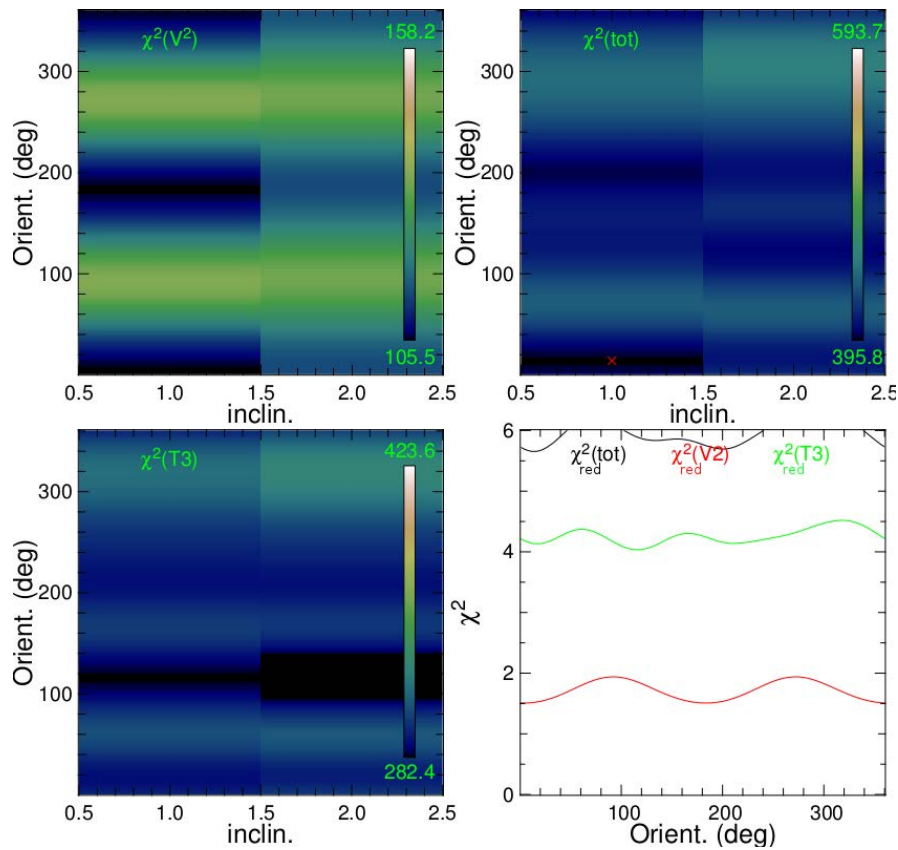


FIGURE 4.48 – Exemple d’ajustement des données interférométriques pour un modèle ayant deux inclinaisons. La figure en haut à gauche montre la carte de  $\chi^2$  des visibilités du modèle, la figure en bas à gauche celle des clôtures de phase, et la figure en haut à droite présente la somme de ces deux dernières. La croix rouge dans celle-ci montre l’inclinaison et l’orientation de ce modèle ajustant le mieux les données interférométrique. Finalement la figure en bas à droite montre l’influence de l’orientation sur les  $\chi^2$  réduits des visibilités (en rouge) et des clôtures de phase (en vert) pour la meilleure inclinaison, et la somme de ces deux courbes.





# Chapitre 5

## La modélisation de MY Lup, V709 CrA et GQ Lup

### 5.1 Le modèle de MY Lup

#### Ce que l'on sait de MY Lup.

Afin de pouvoir comparer les résultats qui seront présentés dans cette section avec ce que l'on connaît de cet objet, nous allons étendre la description de MY Lup du chapitre 3, qui était focalisée sur l'étoile centrale.

Comme expliqué dans le chapitre précédent, cette étoile située dans le nuage Lupus IV à environ 150 pc a été modélisée par [Romero et al. \(2012\)](#). Cette étude contraint l'extinction en bande V à environ 1.3 magnitudes en prenant la valeur de type spectral K0 de [Hughes et al. \(1993\)](#), et estime l'accrétion à  $2 \times 10^{-8} M_{\odot}$ .

La masse du disque varie entre 0.017 et 0.09  $M_{\odot}$ , suivant les études de [Lommen et al. \(2007\)](#) et [Romero et al. \(2012\)](#). Cet écart conséquent est la résultante d'estimations différentes, la première estimant la masse en ajustant les données millimétriques par un modèle isotherme, tandis que la seconde utilise la formule empirique calibrée par [Cieza et al. \(2008\)](#).

La SED de MY Lup est dominée par l'étoile, le disque ne contribuant qu'à 0.4% de la luminosité totale d'après [Romero et al. \(2012\)](#). Celui-ci est caractérisé par une cavité optiquement fine dans les parties internes du disque, qui serait due soit à la croissance des grains de poussière, soit à un début de formation planétaire. Cette cavité n'est cependant pas vide de poussière, celle-ci devant transiter du disque au rayon de troncation magnétosphérique afin d'alimenter l'accrétion.

#### La modélisation du système MY Lup

Le tableau 5.1 recense les données photométriques utilisées pour l'ajustement de la SED de MY Lup. Les données interférométriques, comme il a été dit dans le chapitre

3, sont compatibles avec une étoile sans environnement étendu. Les contraintes que celles-ci peuvent apporter sont donc faibles et portent sur le flux du disque en bande H.

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.36	7.74e-3	0	1	0.43	0.035	0	1, 2
0.55	0.0848	0	1, 3	0.64	0.116	0	4
0.9	0.209	0	1	1.24	0.263	0.006	2MASS
1.65	0.344	0.01	2MASS	2.16	0.305	0.006	2MASS
3.35	0.193	0.004	WISE	3.55	0.177	0.009	IRAC
4.49	0.141	0.009	IRAC	4.6	0.140	0.003	WISE
5.73	0.140	0.007	IRAC	5–37	spectre		IRS
7.87	0.213	0.011	IRAC	8.61	0.262	0.018	AKARI
11.6	0.289	0.035	IRAS	11.6	0.250	0.003	WISE
22.1	0.616	0.010	WISE	23.7	0.590	0.055	MIPS
23.9	0.778	0.086	IRAS	61.8	1.17	0.14	IRAS
65	0.962	0	AKARI	71.4	1.05	0.10	IRAC
90	1.47	0.24	AKARI	140	1.55	0	AKARI
156	2.27	0.45	MIPS	160	1.43	0	AKARI
870	0.1	0.005	5	1300	0.056	$3.4 \cdot 10^{-3}$	6
3200	$8.7 \cdot 10^{-3}$	$0.4 \cdot 10^{-3}$	6				

Tableau 5.1 – Points de photométrie utilisé pour l’ajustement de la SED complète de MY Lup. Comme pour le chapitre précédent, les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10% et les points de photométrie ayant plusieurs références sont la moyenne des valeurs présentées dans ces références. Références : 1 Gregorio-Hetem & Hetem (2002) ; 2 Merín et al. (2008) ; 3 Sartori et al. (2003) ; 4 López Martí et al. (2011) ; 5 Romero et al. (2012) ; 6 Lommen et al. (2010).

L’ajustement de la SED par le modèle final est visible dans la figure 3.16b. Les données photométriques en proche infrarouge sont caractérisées par une contribution du disque négligeable, conséquence de la déplétion de poussière dans les parties internes du disque. La photométrie et l’absence de données interférométriques détectant l’environnement étendu ne permettent pas de trancher entre une déplétion franche ou plus graduelle. Par soucis de simplicité du modèle, l’hypothèse d’un bord interne franc est privilégiée et résulte en un disque débutant à 0.3 ua (soit deux fois le rayon de sublimation) avec une température du bord interne égale à 1100K. Ce modèle classerait MY Lup dans les disques de transition ; la présence d’accrétion, et donc de poussière proche du disque, laisse plutôt à penser que le disque de MY Lup est en fin de pré-transition.

Le spectre de l’instrument IRS, et en particulier les bosses de silicates à 10 et 20  $\mu\text{m}$ , permet d’estimer la minéralogie des grains, qui est ajustée par un mélange de silicates astronomiques tels que définis par Draine & Lee (1984). Ce spectre permet aussi d’estimer la taille des grains dans les couches supérieures du disque, qui est de l’ordre du micromètre. La taille maximum des grains, elle estimée par la pente des données millimétriques, est d’environ 1 mm. Le disque de MY Lup doit donc avoir une distribution de grains dont la taille va du micromètre au millimètre. Un disque ayant cette population de grains parfaitement mélangée ne peut cependant pas reproduire les

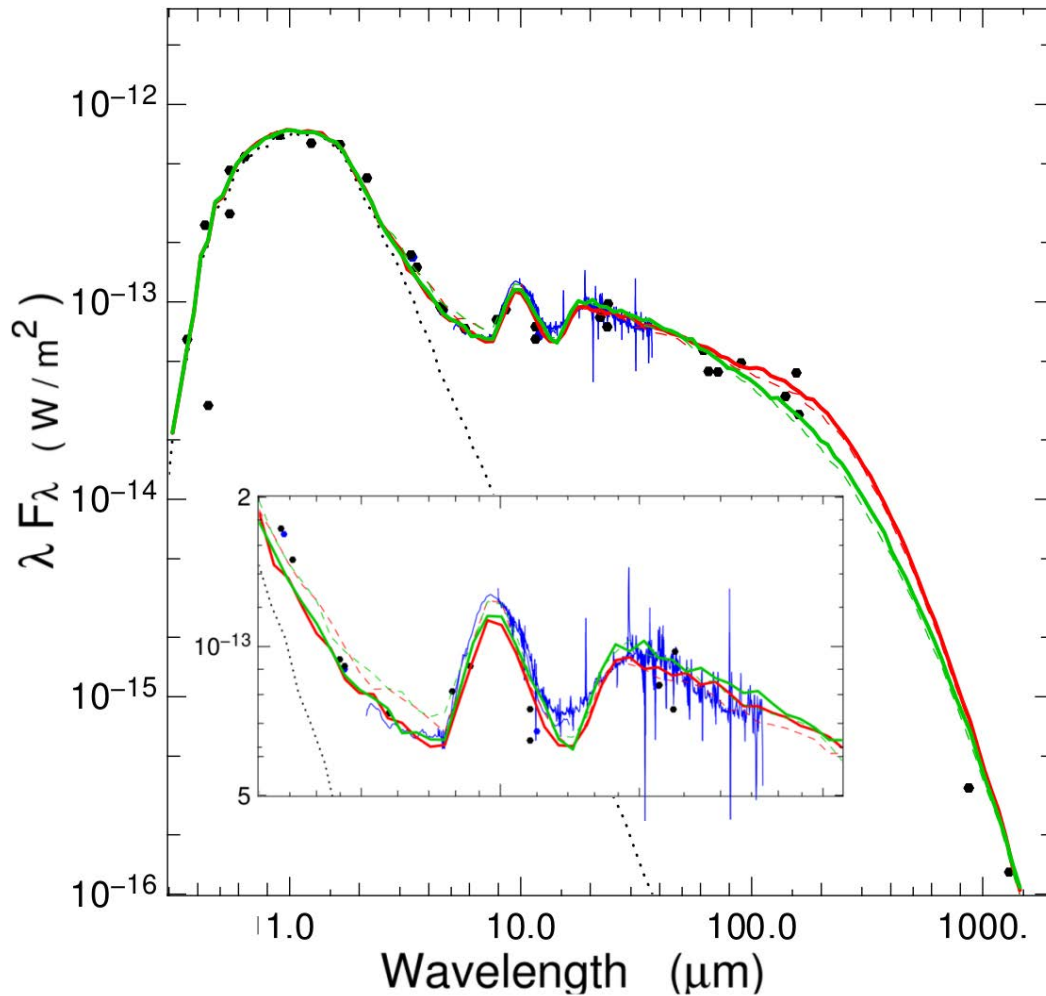


FIGURE 5.1 – Distribution Spectrale d'énergie (SED) du modèle de MY Lup, pour un rayon externe fixé à 50 (vert) et 100 ua (rouge). Les points de photométrie sont représentés en noir tandis que la courbe bleue représente le spectre SPITZER/IRS. Les courbes continues et hachurées sont la SED du modèle pour une inclinaison de 0 et 45° respectivement.

bosses de silicates à 10 et 20  $\mu\text{m}$  ; il faut donc que les grains soit séparés en fonction de leur taille. La poussière du disque est donc sédimentée, les grains les plus gros occupant les parties médianes du disque tandis que les couches supérieures sont constituées de grains micrométriques.

La masse totale du modèle est estimée à  $1.5 \times 10^{-2} M_{\odot}$  (avec un rapport  $M_{\text{gaz}}/M_{\text{poussières}}$  de 100) par l'ajustement des données millimétriques, ce qui est compatible avec la valeur déterminée par [Lommen et al. \(2010\)](#). La pente de flux dans le domaine millimétrique, définie par les points de photométrie à 0.87 et 1.3 mm, n'est pas compatible avec le flux des points de photométrie en infrarouge lointain. Le point de photométrie à 0.87 mm est donc ignoré pour l'ajustement de la SED par le modèle de disque.

Le modèle de disque étant assez peu épais, la variation de l'inclinaison sur la SED est minimale ; ce paramètre n'est donc pas contraint par le modèle et est défini comme

étant inférieur à  $45^\circ$ , inclinaison pour laquelle l'excès de flux du modèle à  $5 \mu\text{m}$  par rapport aux données devient appréciable. L'orientation n'est pas contrainte par les données interférométriques, les clôtures de phase du modèle étant à peu près nulles et ajustant les données de MY Lup. Le coefficient d'évasement est contraint par la pente générale de la SED en infrarouge moyen et est estimé comme étant égal à 1.25. Finalement, le rayon externe est peu contraint par les données submillimétriques des modèles ayant un rayon externe égale à 50 ou 100 ua pouvant également ajuster ces données. La figure 5.1 présente la SED de ces deux modèles pour une inclinaison de 0 et 45 degrés tandis que le tableau 5.1 résume les paramètres de ces modèles.

Paramètres	Valeurs	unité
$R_\star$	1.4	$R_\odot$
$T_\star$	5152	K
$A_v$	1.4	mag.
$M_{\text{poussiere}}$	$1.5 \times 10^{-4}$	$M_\odot$
$\beta$	1.25	–
$\rho$	-1	–
$H_{100}$	9	ua
$R_{in}$	0.3	ua
$R_{ext}$	100	ua
Inclin.	–	$^\circ$
Orient.	–	$^\circ$
Compo.	Olivine	–
	Silicates Astro.	–
$a_{min}$	0.1	$\mu\text{m}$
$a_{max}$	1000	$\mu\text{m}$
$\alpha$	0.5	–

Tableau 5.2 – Paramètres de l'étoile et du disque composant le modèle paramétrique ajustant les données photométriques et interférométriques de MY Lup. Les paramètres  $\beta$  et  $\rho$  correspondent à l'évasement et l'exposant de densité de surface.

L'ajustement de la photométrie décrit dans le chapitre 3 et les résultats de [Romero et al. \(2012\)](#) indiquent que le flux du disque en bande H doit être très faible. L'ajustement de la SED et les données interférométriques du modèle sont en accord avec cette hypothèse, le rapport de flux entre le disque et l'étoile déduit par les visibilités du modèle s'élevant à environ 3%.

Au vu de cette faible contribution du disque en bande H PIONIER n'est pas l'instrument idéal pour observer le disque de MY Lup. Les parties internes du disque émettant de manière appréciable) à partir de  $5 \mu\text{m}$  environ, l'instrument MIDI (ou son successeur MATISSE) serait plus approprié pour cet objet mais la résolution de ces instruments ne sera néanmoins pas suffisante pour résoudre le bord interne du disque.

## 5.2 Le modèle de V709 CrA

Comme pour MY Lup, V 709 CrA a déjà été étudiée dans le chapitre 3, où l'on concluait à la contribution négligeable du disque au flux en bande H. Une étude plus poussée sur le disque a été effectuée et est présentée ici.

La modélisation des données photométriques entre 0.3 et 20  $\mu\text{m}$  permet d'estimer le type spectral de l'étoile centrale, située à 130 pc (Marraco & Rydgren 1981), comme étant K1IV et l'extinction égale à 1.4, ce qui est cohérent avec les résultats trouvés précédemment. Le rayon de l'étoile est estimé à 2.2 rayons solaires et sa luminosité est donc égale à 2.4 fois celle du soleil. Les données photométriques utilisées pour l'ajustement de la SED sont présentées dans le tableau 5.3.

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.352	3.68e-3	0	1	0.42	1.97e-2	8.3e-3	2
.42	2.47e-2	0	1	0.444	3.32e-2	0	3
0.482	6.88e-2	0	1	0.532	1.16e-1	0	1
0.532	1.2e-1	1.2e-2	2	0.554	1.16e-1	0	4
0.554	1.37e-1	0	3	0.625	0.199	0	1
0.763	0.292	0	1	0.902	0.366	0	1
1.24	0.537	1.3e-2	2MASS	1.65	0.682	2.7e-2	2MASS
2.16	0.547	0.01	2MASS	3.35	0.284	0.006	WISE
3.55	0.258	0.015	IRAC	4.49	0.152	0.008	IRAC
4.6	0.162	0.003	WISE	5.73	0.111	0.006	IRAC
5.73	0.0675	3.4e-3	IRAC	7.87	6.75e-2	3.4e-3	IRAC
11.6	0.0288	6e-4	WISE	11.6	0.0277	6e-4	WISE
22.1	0.0136	2.1e-3	WISE	23.7	7.87e-3	7.4e-4	MIPS

Tableau 5.3 – Points de photométrie utilisés pour l'ajustement de la SED de V709 CrA. Les données n'ayant pas d'erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10%.

Références : 1 Pickles & Depagne (2010) ; 2 Ammons et al. (2006) ; 3 Girard et al. (2011) ; 4 Herbig & Bell (1988).

La SED de V709 CrA est marqué par une absence d'excès de flux en infrarouge proche, les données IRAC et MIPS ne montrant qu'un léger excès à partir de 20  $\mu\text{m}$ . L'absence de données spectrométriques en infrarouge moyen résulte en l'absence de contraintes sur la taille minimum et la composition des grains du disque.

Cette SED est aussi marquée par une absence de données dans le domaine submillimétrique et millimétrique, un seul point de photométrie ayant pu être trouvé à une longueur d'onde de 3.5 mm. La structure du disque est donc elle aussi peu contrainte. Néanmoins les faibles excès dus au disque en infrarouge moyen et la faible valeur du point millimétrique nous indiquent que celui-ci est peu massif et soit très peu épais, soit dépourvu de poussière dans ces parties internes.

Ces indices nous laissent penser que l'environnement étendu de V709 CrA est bien évolué et est plus représentatif d'un disque de débris que d'un disque protoplanétaire. Afin de modéliser celui-ci, on considère que le disque contient une population de grains

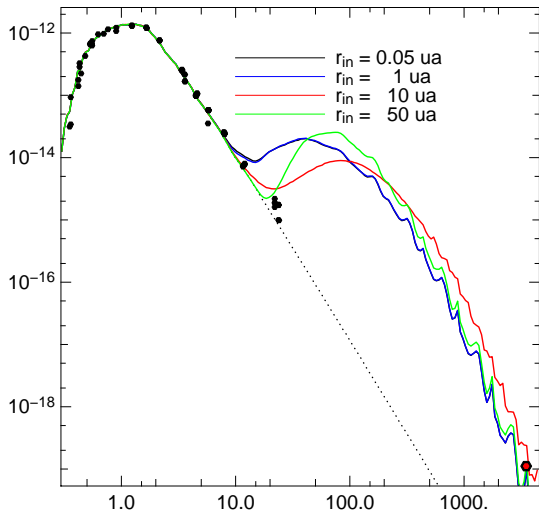


FIGURE 5.2 – Influence du rayon interne du modèle sur l’ajustement de la SED. Les valeurs du rayon interne de chaque modèle est de 0.05, 1, 10 et 50 ua, tandis que le reste des paramètres des modèles testés sont présentés dans le tableau 5.4a

de silicates de seconde génération, créés par le choc de gros corps dans le disque et peu ou pas de gaz. Pour notre modèle, la taille de ces débris va du micromètre au millimètre et sont répartis entre un rayon interne  $R_{in}$  à déterminer et un rayon externe fixé à 100 ua. L’échelle de hauteur de notre modèle est petite,  $H_{100}$  étant égal à 1 ua. L’absence de gaz dans le disque de V709 CrA (si celui-ci est bien un disque de débris) nous conduit à supposer que la population de poussières est uniformément mélangée.

Les résultats de cette première série de modèles, dont le rayon interne est fixé à 0.05 (le rayon de sublimation des grains de silicate), 1, 3 et 50 ua sont visibles dans la figure 5.2 tandis que les paramètres de ces modèles sont présentés dans le tableau 5.4a. Comme nous pouvons le voir, ajuster le point millimétrique résulte en un excès important du disque en infrarouge moyen incompatible avec les données, pour tous ces modèles ayant un rayon interne inférieur à 50 ua. Le modèle ayant son rayon interne fixé à 50 ua est lui marginalement compatible avec la SED.

Un moyen d’accorder l’ajustement de la photométrie en infrarouge moyen et dans le domaine millimétrique est d’augmenter la taille minimum des grains, qui sont ainsi moins chauds (à éclairement équivalent) et ont un moins grand coefficient de diffusion à courtes longueurs d’onde. La figure 5.3a permet de voir l’ajustement de la SED de cet objet pour des modèles (présentés dans le tableau 5.4b) de disque ayant un rayon interne au rayon de sublimation et des populations de grains ayant une taille minimum de 1, 10, 100 et 1000  $\mu\text{m}$ .

Les modèles n’ayant que des grains supérieurs à 0.1 mm peuvent ajuster la SED complète de V 709 CrA. Ces modèles ne sont par contre pas satisfaisants quant à la taille minimum des grains. En effet, des simulations de collisions de grains dans les disques de débris trouvent une taille de grain minimum égale à 10  $\mu\text{m}$  environ, les grains plus petits étant enlevés du système par la pression de radiation et moins créés par érosion (Thébault & Augereau 2007).

Le modèle final a donc été créé avec une population de grains ayant une taille comprise entre 10  $\mu\text{m}$  et 1 mm. Le rayon interne de ce modèle est laissé libre afin d’avoir une estimation de celui-ci et de la masse maximum du disque de poussières compatible avec les données photométriques. L’ajustement de la SED de ce modèle est présenté dans la figure 5.3b ; ce modèle a un disque de débris débutant à environ 30 ua et ayant

Paramètres	Valeurs	unité	Paramètres	Valeurs	unité
$R_{\star}$	2.2	$R_{\odot}$	$R_{\star}$	2.2	$R_{\odot}$
$T_{\star}$	4850	K	$T_{\star}$	4850	K
$A_v$	1.4	mag.	$A_v$	1.4	mag.
$M_{poussiere}$	$5 \times 10^{-6}$	$M_{\odot}$	$M_{poussiere}$	$5 \times 10^{-6}$	$M_{\odot}$
$\beta$	1.125	–	$\beta$	1.125	–
$\rho$			$\rho$		
$H_{100}$		ua	$H_{100}$		ua
$R_{in}$	0.05, 1, 10, 50	ua	$R_{in}$	0.05	ua
$R_{ext}$	100	ua	$R_{ext}$	100	ua
Inclin.	0	°	Inclin.	0	°
Orient.	–	°	Orient.	–	°
Compo.	Silicates		Compo.	Silicates	
$a_{min}$	0.1	$\mu\text{m}$	$a_{min}$	1,10, 100,1000	$\mu\text{m}$
$a_{max}$	1000	$\mu\text{m}$	$a_{max}$	1000	$\mu\text{m}$
$\alpha$	0.5	–	$\alpha$	0.5	–

(a) Paramètres des modèle servant à tester l'influence du rayon interne du disque autour de V709 CrA.

(b) Paramètres des modèle servant à tester l'influence de la taille minimum des grains de poussière du disque de V709 CrA.

Tableau 5.4 – Modèles testant la taille du rayon interne et celle des grains de V709 CrA

une masse d'environ  $0.01 M_{Jup}$ . Ces estimations sont néanmoins assez imprécises du fait du peu de données pouvant les contraindre.

Tous les modèles testés ont un flux du disque complètement négligeable en bande H, ce qui a pour conséquence un profil de visibilité égale à 1 et des clôtures de phase nulles, ce qui est compatible avec les résultats trouvés dans la partie précédente. Afin d'avoir de plus fortes contraintes sur la région d'émission du disque, ainsi que sur sa masse et sa composition, des observations de cet objet à des longueurs d'onde submillimétriques, idéalement à 0.1, 0.85 et 1.3 mm, sont nécessaires.

## 5.3 Le modèle de GQ Lup

### Les contraintes GQ Lup et son environnement venant de la littérature

GQ Lup est un système binaire (Neuhäuser et al. 2005), situé à environ 150 pc (McElwain et al. 2007; Franco 2002) et ayant un disque protoplanétaire autour de l'étoile primaire, GQ Lup A. Le type spectral de la primaire est assez bien contraint, étant estimé comme K6IV par Donati et al. (2012) et K7 par Seperuelo Duarte et al. (2008) et Broeg et al. (2007). Le rayon de l'étoile est lui estimé à 1.8 rayons solaires



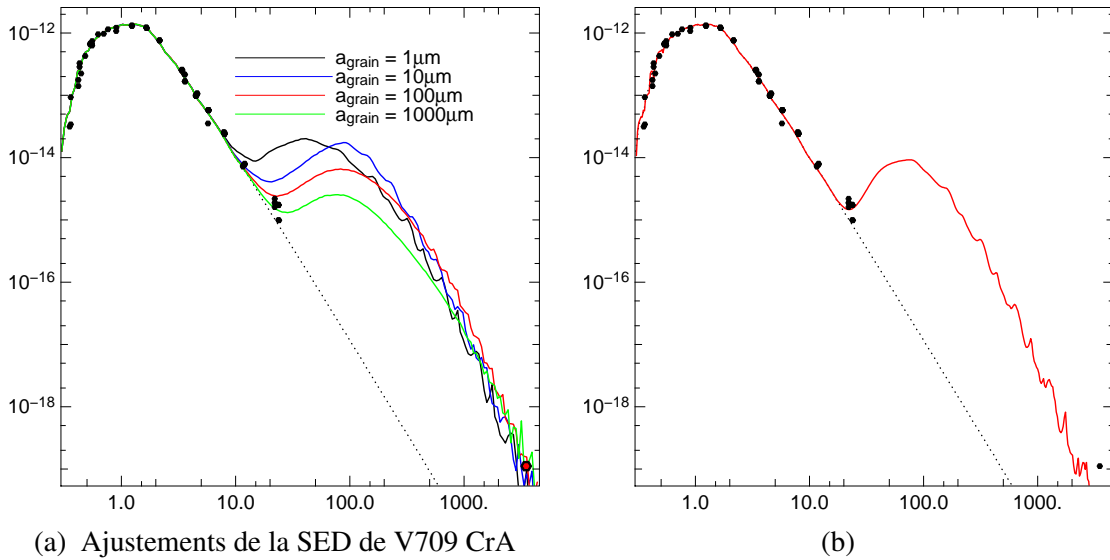


FIGURE 5.3 – *figure de gauche* : influence de la taille minimum des grains de poussière composant les disques des modèles sur l’ajustement de la SED. Les paramètres des modèles testés sont présentés dans le tableau 5.4b. *figure de droite* : Ajustement de la SED de V709 CrA par le modèle final. Le disque de celui-ci est composé de grains entre 10 micromètres et 1 millimètre et son rayon interne est fixé de façon à ajuster les données à 20  $\mu\text{m}$  tout en minimisant la différence de flux entre le modèle et le point de photométrie à 3.5 mm.

pour ces deux premières études, tandis que Broeg et al. (2007) estime le rayon à  $2.6 R_{\odot}$ . La période de rotation est elle aussi l’objet de divergences, Donati et al. (2012) et Broeg et al. (2007) trouvant une période de 8.4 jours, tandis que celle-ci est de 10.43 jour pour Seperuelo Duarte et al. (2008). Il s’ensuit un écart entre les inclinaisons trouvées pour l’étoile, entre 25 et 50 degrés. Une modélisation de la SED par Dai et al. (2010) et du spectre CRIRES par Hügelmeyer et al. (2009) favorise cependant une faible inclinaison.

GQ Lup B est elle beaucoup plus froide, avec un type spectral compris entre M6 et L0, et environ 300 fois moins lumineuse que la primaire (McElwain et al. 2007). La présence de ce compagnon substellaire, alors que GQ Lup A a un disque protoplanétaire (Hughes et al. 1994) pose la question du mécanisme à l’œuvre pour la formation de GQ Lup B. Les différents scénarios de formation de planètes et de naines brunes ont été passés en revue par Debes & Sigurdsson (2006), et incluent une formation *in situ*, le passage proche d’une étoile, des interactions planète-planète et une fragmentation du cœur protostellaire comme explication de la présence de GQ Lup B.

Ce système a été étudié par Dai et al. (2010) qui a modélisé la SED et les visibilités provenant du radio interféromètre SMA avec un modèle paramétrique de disque. Il en ressort un disque assez évasé (avec  $\beta = 1.2$ ), continu du rayon de sublimation de la poussière au bord externe. La masse du disque et la taille du bord externe sont peu contraints par l’ajustement de la SED ; le disque a une masse de  $3M_{Jup}$  au maximum, corrélée avec le bord externe et celui-ci doit être inférieur à 75 ua afin d’ajuster les observations SMA, mais peut tout aussi bien s’arrêter à 25 ua.

Cette limite haute du disque permet cependant de réfuter certains scénarios de formation de GQ Lup B :

- La formation *in situ* est peu probable, le disque étant trop peu massif même en extrapolant la masse qu’il devrait avoir avec un bord externe situé à 250 ua. De plus, les observations ne montrent pas de matière circumbinaire au delà de GQ Lup B. Le disque primordial aurait pu être plus grand et plus massif, mais cela ne règle pas l’absence de matière au-delà de GQ Lup B.

- l’interaction planète-planète nécessite une seconde planète dans les parties internes du disque, ce qui aurait creusé un sillon dans le disque. Or la SED de GQ Lup peut être modélisée par un disque continu et ne montre pas de déficit de flux causé par un tel sillon. De plus cette interaction aurait modifié l’orbite de la planète interne, qui serait devenue excentrique et aurait perturbé les parties internes du disque, ce qui n’est pas indiqué par l’ajustement de la SED.

- Le passage proche d’une étoile changeant les paramètres orbitaux de GQ Lup B aurait considérablement perturbé le disque de GQ Lup. L’analyse de la SED ne montre pas d’indice d’un tel passage. Il est à noter qu’un disque perturbé par un tel passage proche retrouve une forme à peu près normale au bout de quelques orbites, et qu’un passage ancien pourrait expliquer le manque de matière au delà de GQ Lup B.

GQ Lup A	
Distance [pc]	150±20 (1)
$A_v$ [mag]	0.5 (2)
$v \sin(i)$ [Km/s]	6.5±2 (2,7)
	5±1 (6)
$P_{rot}$ [jour]	10.43±0.12 (2)
	8.5±0.3 (3,6)
$i$ [°]	51±13 (2)
	25±5 (3)
T [K]	4060 (2) – 4300 (6)
R [ $R_\odot$ ]	1.8±0.3 (2)
	2.6 ± 0.40 (3)
M [ $M_\odot$ ]	0.8±0.2 (2)
$\dot{M}$ [ $M_\odot/\text{an}$ ]	10 <sup>-8</sup> –10 <sup>-7</sup> (2)
	3 × 10 <sup>-9</sup> (4)
GQ Lup B (1)	
SpT	M6–L0
L [ $10^{-3} L_\odot$ ]	3.5 ± 1.1
sép. ["]	0.73±0.1
Orient.[°]	276.2±0.3
Disque (5)	
$M_d$ [ $10^{-3} M_\odot$ ]	2.5–3.2
$R_{in}$ [ua]	0.09
$R_{ext}$ [ua]	25–75
$H_{25}$ [ua]	2.35
$H_{in}$	1.4H( $r = R_{in}$ )
$\beta$	1.2
$a_{grain}$	5 nm–1 mm

Tableau 5.5 – Paramètres du système de GQ Lup et du modèle créé par Dai et al. (2010). Références : 1 McElwain et al. (2007); 2 Seperuelo Duarte et al. (2008); 3 Broeg et al. (2007); 4 Hügelmeyer et al. (2009); 5 Dai et al. (2010); 6 Donati et al. (2012); 7 Guenther et al. (2005).

Les paramètres connus de GQ Lup A et B, ainsi que les paramètres du modèle de disque créé par Dai et al. (2010) sont présentés dans le tableau 5.5.

Ce modèle de disque permet d'avoir une vue d'ensemble du système, mais est limité par le nombre de données disponibles à l'époque. En effet, les seules données en infrarouge moyen utilisées par ce modèle sont le spectre IRS et les données IRAS. Ces deux jeux de données ne sont pas compatibles entre eux, les données IRAS à 12 et 25  $\mu\text{m}$  étant systématiquement supérieures au spectre IRS. Celles-ci ont été ignorées pour la modélisation de la SED. Le modèle n'ajuste pas non plus les raies d'émission caractéristiques des silicates visibles dans le spectre IRS, dont seul le flux minimum est ajusté.

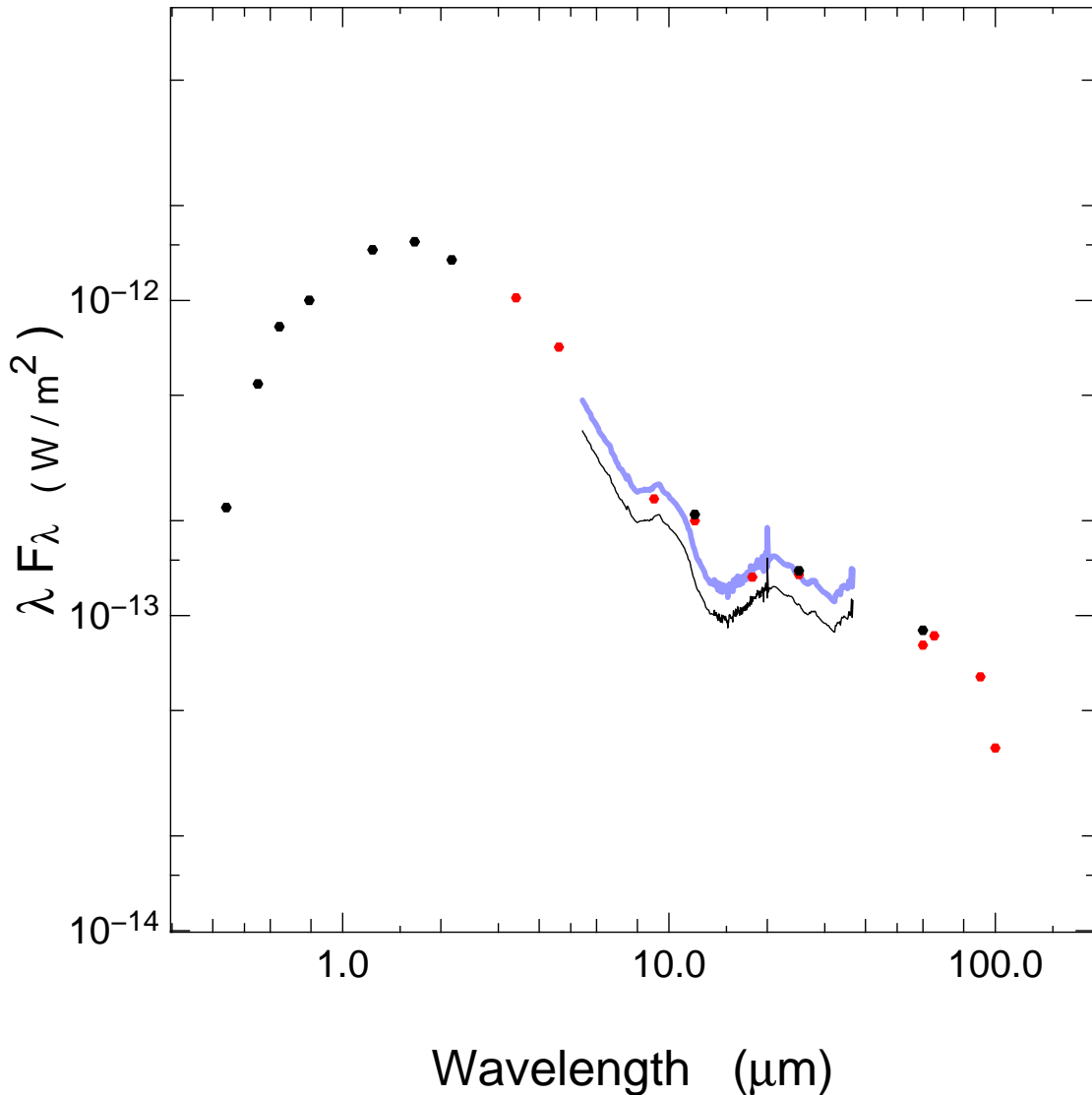


FIGURE 5.4 – Distribution Spectrale d'énergie de GQ Lup. Les points de photométrie et le spectre IRS en noir sont les données utilisées par (Dai et al. 2010) tandis que les points rouges sont les données AKARI, WISE et IRAS ajoutées pour la modélisation de GQ Lup présentée plus bas. Le spectre IRS est décalé par rapport aux points de photométries entre 8 et 25 micromètres. Une simple multiplication du flux de celui-ci (présenté en bleu) lui permet d'être plus en accord avec ces données et la pente de la SED amorcée par la photométrie à 3.35 et 4.6  $\mu\text{m}$ .

Depuis, cet objet fut observé par les satellites WISE et AKARI dont les données sont compatibles avec celles d'IRAS. GQ Lup étant observé comme un point source par WISE, il y a donc de fortes chances que le spectre IRS soit mal calibré, ou que le disque ait été moins lumineux lors de ces observations, ce qui influe donc sur l'ajustement du modèle. J'ai donc pris le parti de réajuster le spectre IRS avec les données présentes en infrarouge moyen, afin d'avoir un ensemble plus cohérent avec la photométrie infrarouge (figure 5.4). Cet ajustement pose le problème de la variabilité des sources observées, dont un exemple extrême sera présenté avec RU Lup. Ce problème est cependant difficilement dépassable, des campagnes d'observations simultanées sur tout le spectre de longueurs d'onde étant nécessaire pour venir à bout de la variabilité des étoiles jeunes.

Les données PIONIER permettent elles de contraindre les parties internes du disque plus efficacement que l'ajustement de la SED. Un nouveau modèle permettant d'ajuster ces nouvelles données ainsi que les anciennes a donc été créé ; celui ci, ainsi que les données photométriques et interférométriques, est décrit ci-dessous.

## Le modèle de GQ Lup

Ce modèle s'inspire de celui de Dai et al. (2010) (que l'on appellera le modèle initial pour la suite) et est composé d'une étoile de type K7 entourée d'un disque de poussières ayant un renflement de bord interne, et dont le bord externe est tronqué par GQ Lup B.

Afin de pouvoir modéliser ce bord interne, le modèle comporte dans un premier temps deux zones contigües simulant le renflement du bord interne et le reste du disque.

La largeur du renflement du bord interne influe peu sur la SED et le profil de visibilité du modèle tant que celle-ci est fine et est donc fixée à un tiers du rayon interne du disque. Ce même renflement a une échelle de hauteur plus grande que le disque ; le rapport de ces deux échelles de hauteurs à la frontière commune entre ces deux zones  $H_{bord}/H_d$  est un paramètre libre. Afin de ne pas avoir de saut de densité à la frontière entre les deux zones, la masse du renflement du bord interne est fixée par :

$$M_{bord} = \frac{H_{bord}}{H_d} \frac{M_{tot}}{R_{ext}^{2+\rho} - R_{int}^{2+\rho}} (R_{bord}^{2+\rho} - R_{int}^{2+\rho}) \quad (5.1)$$

avec  $M_{tot}$  et  $M_{bord}$  la masse totale du disque et du renflement du bord,  $\rho$  le coefficient de densité de surface,  $R_{int}$ ,  $R_{ext}$  et  $R_{bord}$  le rayon interne et externe du disque et le rayon de transition entre les deux zones et  $H_{bord}$  et  $H_d$  les échelles de hauteur des deux zones à leur rayon commun.

Pour ce premier modèle, des grains entre 5 nm et 1 mm composent le disque (et le renflement du bord) et sont uniformément mélangés dans le disque. Le rayon interne du disque est fixé au rayon de sublimation et le rayon externe est fixé à 25 ua, tandis que  $\rho$  est fixé à -1. Les seuls paramètres libres de ce modèle sont donc  $R_{\star}$ ,  $\beta$ ,  $M_{tot}$ ,  $H_{bord}$  et  $H_d$ .

Les données photométriques sont elles présentées dans le tableau 5.6. La principale différence entre ces données et celles de Dai et al. (2010) est l'ajout de la photométrie provenant de WISE et AKARI, et la calibration du spectre IRS par ces données, le

flux de ce spectre ayant été multiplié par 1.25 comme nous avons pu le voir dans la figure 5.4.

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.44	0.0323	0	(1)	0.55	0.0996	0	(1)
0.64	0.1761	0	(1)	0.79	0.2635	0.	(1)
1.235	0.5961	0.021	(1)	1.662	0.8502	0.033	(1)
2.159	0.9677	0.020	(1)	3.4	1.155	309	WISE
4.6	1.09	171	WISE	5-37	spectre		IRS
9	0.7037	9.16e-3	AKARI	12	0.59	32	WISE
12.0	0.837	0.009	(1)	18	0.7947	5.97e-3	AKARI
22	0.94	8.36	WISE	25.0	1.156	0.011	(1)
60.0	1.795	0.016	(1)	65	1.869	0	AKARI
90	1.918	0.355	AKARI	1200	0.038	0.007	(1)
1330	0.025	0.0025	(1)				

Tableau 5.6 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de GQ Lup. Les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10%.

Références : 1 [Dai et al. \(2010\)](#) et références associées.

Ce premier modèle est très similaire au modèle initial et permet de déterminer des valeurs de  $\beta$ ,  $M_{tot}$  et  $R_{\star}$  égales à celui-ci. Cependant, deux paramètres diffèrent entre ces deux modèles, le rayon interne et l’échelle de hauteur du renflement du bord interne. En effet le rayon interne de notre modèle est fixé à 0.12 ua afin que les grains les plus petits du disque ne dépassent pas 1500K. Le rayon interne de notre modèle est ainsi un tiers plus grand que celui du modèle initial. L’échelle de hauteur du disque dans notre modèle est elle aussi plus importante de 60% que celle du modèle initial.

Finalement, le renflement du bord interne de notre modèle est plus important que dans le modèle initial, afin de pouvoir ajuster le spectre IRS calibré et les points de photométrie AKARI et WISE.

Ce modèle ne permet pas non plus d’ajuster les raies d’émission de silicates, le mélange uniforme de grains dans le disque résultant en un spectre plat. Il nous faut donc prendre en compte le dépôt des grains de grande taille dans le plan médian du disque. MCFOST ne pouvant calculer le dépôt des grains dans un environnement ayant plusieurs zones, la zone représentant le disque a été dépeuplée des grains de grande taille tandis qu’une troisième zone a été introduite dans ce modèle. Cette zone est située dans les couches médianes du disque, et donc n’influe sur la SED que dans le domaine (sub)millimétrique et a la même composition que le modèle précédent. Un schéma explicatif du modèle est présenté dans la figure 5.5 tandis que les paramètres de ce dernier sont énumérés dans le tableau 5.7.

L’ajustement de la SED par le modèle, dans les cas où le bord externe est égal à 25, 50 et 75 ua est présenté dans la figure 5.6a. L’ajustement des données interférométriques avec un modèle est lui présenté dans la figure 5.7.

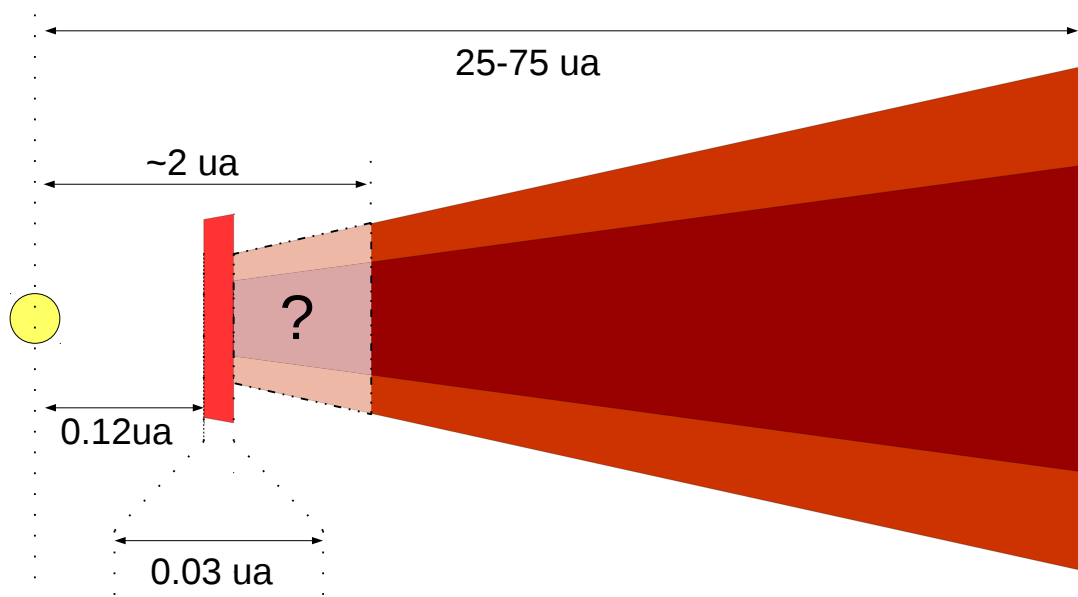


FIGURE 5.5 – Schéma (qui n’est pas à l’échelle) du modèle à trois zones ajustant la SED et les données interférométriques de GQ Lup. Le renflement du bord interne et les couches supérieures du disque (en rouge clair) sont composés de grains de silicates astronomiques de l’ordre du micromètre, tandis que la zone médiane (en rouge foncé) a une population de grains de taille allant du micromètre au millimètre. L’ajustement de la SED et des données millimétriques permet une déplétion du disque entre la fin de la première zone jusqu’à environ 2 ua. Cette déplétion est représentée par des couleurs plus claires et le point d’interrogation.

Ce modèle permet de reproduire la SED et les données interférométriques de GQ Lup. L’inclinaison du meilleur modèle ajustant les données,  $25^\circ$ , est compatible avec les valeurs de Dai et al. (2010) et Hügelmeyer et al. (2009), bien que celle-ci influe peu sur la SED. Ainsi le même modèle incliné de  $50^\circ$  produit un ajustement satisfaisant, sinon optimal de la SED. Les données interférométriques du modèle sont bien plus influencées par l’inclinaison du disque et favorisent une faible inclinaison.

Le renflement du bord interne est responsable de l’émission du disque entre 1 et  $15 \mu\text{m}$  tandis que les parties externes du disque dominent l’émission à plus grandes longueurs d’onde. Les données interférométriques obtenues par PIONIER sont donc influencées en grande partie par ce renflement et permettent de contraindre sa structure et sa luminosité. Notre modèle permet d’ajuster le profil de visibilité de GQ Lup, avec cependant des visibilités légèrement plus faibles que les données disponibles, indiquant un environnement du modèle légèrement plus lumineux que celui de GQ Lup.

Cette plus grande luminosité du modèle est présente dans l’ajustement de la photométrie en proche infrarouge : un excès d’émission est visible dans les bande J, H et K

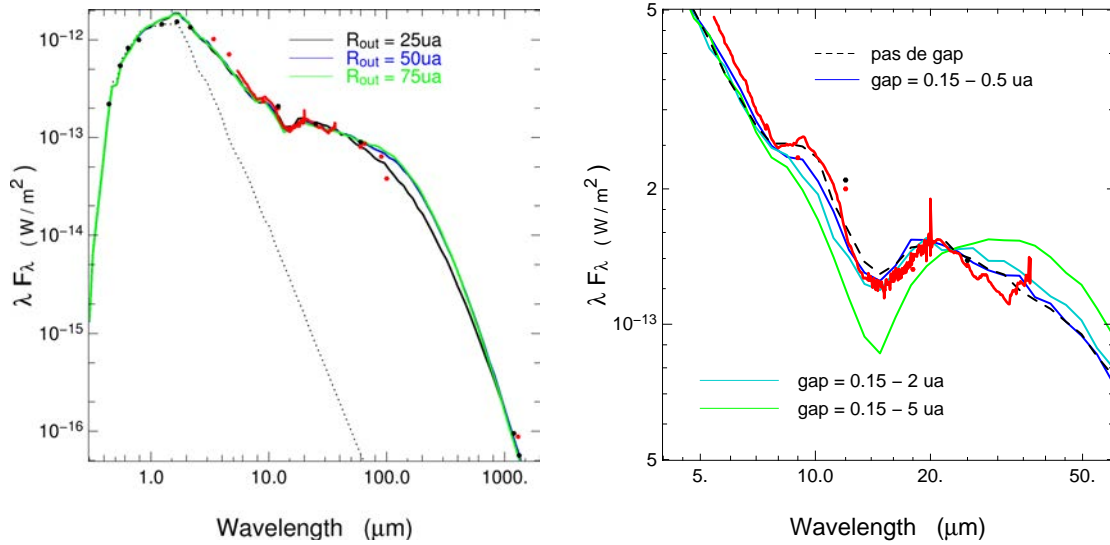
		Étoile		
$R_{\star}$	[ $R_{\odot}$ ]	2.45		
$T_{\star}$	[K]	4060		
$A_v$	[mag.]	0.5		
Inclin.	[ $^{\circ}$ ]	25		
		Bord	Couche sup.	Couche inf.
$M_d$	[ $M_{\odot}$ ]	$5 \times 10^{-8}$	$3 \times 10^{-6}$	$2.6 \times 10^{-5}$
$\beta$	[-]	1.2	1.2	1.2
$\rho$	[-]	-1	-1	-1
$H_{25}$	[ua]	7	3.9-3.7	2
$R_{in}$	[ua]	0.12	0.15	0.15
$R_{ext}$	[ua]	0.15	25-75	25-75
Compo.		Silicates Astronomiques		
$a_{min}$	[ $\mu\text{m}$ ]	0.5	0.5	0.5
$a_{max}$	[ $\mu\text{m}$ ]	0.5	0.5	1000

Tableau 5.7 – Paramètres du modèle ajustant les données de GQ Lup.

alors que le modèle souffre d'un déficit de flux à 3.5 et 4.5  $\mu\text{m}$ , signe d'un bord interne plus chaud que dans la réalité. Augmenter la taille du bord interne permet de réduire ces différences entre la photométrie et le modèle mais résulte en un environnement de l'étoile bien plus résolu. Cette résolution de l'environnement conduit à une baisse conséquente du profil de visibilité de ce dernier, creusant encore l'écart entre le modèle et les données. Augmenter la taille des grains permet aussi de réduire leur température et donc cette différence mais la bosse des silicates à 10  $\mu\text{m}$  n'est plus reproduite dans ce cas.

La grande échelle de hauteur du bord interne du disque fait que les parties du disque situées juste après celui-ci sont dans son ombre. En conséquence, ces parties reçoivent beaucoup moins d'énergie, sont beaucoup moins lumineuses et leur présence n'influe donc que de manière minimale sur la SED et peuvent être vides de matière. Afin de déterminer si une telle déplétion peut être cachée dans l'ombre du bord interne, et contraindre la taille de cette hypothétique zone, une série de modèles a été lancée. Ces modèles sont basés sur le modèle de disque de GQ Lup présenté dans cette section, avec comme seule différence le rayon interne des zones externes, qui varie selon les modèles comme nous pouvons le voir dans la figure 5.6b. Des tests avec ce modèle permettent de déterminer que les données photométriques peuvent être reproduites avec un disque ayant une déplétion de matière entre 0.15 et 2 ua.

Comme pour le modèle initial, les données dans le domaine submillimétrique permettent de contraindre légèrement le bord externe du disque. Les modèles ayant un bord externe égal à 50 et 75 ua sont cohérents avec ces données photométriques, tandis que le modèle avec un bord externe à 25 ua présente un léger déficit. La prise en compte des données AKARI et IRAS dans l'ajustement de la SED ne permet pas de renforcer les contraintes sur la détermination du bord externe. La meilleure manière



(a) Ajustement de la SED de GQ Lup par un modèle de disque avec un bord externe de 25 (noir), 50 (bleu) et 75 ua (vert). La courbe en pointillés représente la SED de la photosphère de GQ Lup A. Les points rouges et noirs représentent la photométrie de cet objet, les points noirs étant plus précisément ceux utilisés par Dai et al. (2010). Finalement, la courbe rouge représente le spectre SPITZER/IRS.

(b) Influence de la présence et de la largeur d'un sillon situé juste après le renflement du bord interne sur la SED de GQ Lup. La courbe rouge représente le spectre SPITZER/IRS, et la courbe hachurée le modèle initial. Les domaines de longueurs d'onde autres que celui sondé par SPITZER/IRS ne sont pas affectés par la présence de ce sillon.

FIGURE 5.6 – Ajustement de la SED de GQ Lup et influence de la présence d'un sillon sur celle-ci.

de contraindre ce bord externe serait d'avoir des données radio-interférométriques plus importantes, en termes de sensibilité et de nombre et de longueur maximum de bases. Ces critères sont remplis par le radio-interféromètre ALMA, dont l'observation de GQ Lup permettrait d'obtenir une image reconstruite de GQ Lup avec une résolution en configuration longue d'environ 3 ua à une longueur d'onde de 1.3 mm. Ce même radio-interféromètre pourrait déterminer si le rayon externe du disque est plus proche de 25 ou 50 ua en observant GQ Lup avec une base supérieure à 1500 mètres.

## 5.4 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons présenté la modélisation de trois étoiles, MY Lup, V709 CrA et GQ Lup. Ces modèles nous permettent de mieux contraindre la structure de l'environnement étendu autour de ces étoiles, ou du moins de mettre des limites, hautes ou basses, sur certains paramètres de ceux-ci.

La modélisation de MY Lup laisse apparaître un disque circumstellaire ayant une déplétion de poussières dans les parties internes du disque. Celui-ci peut être modélisé



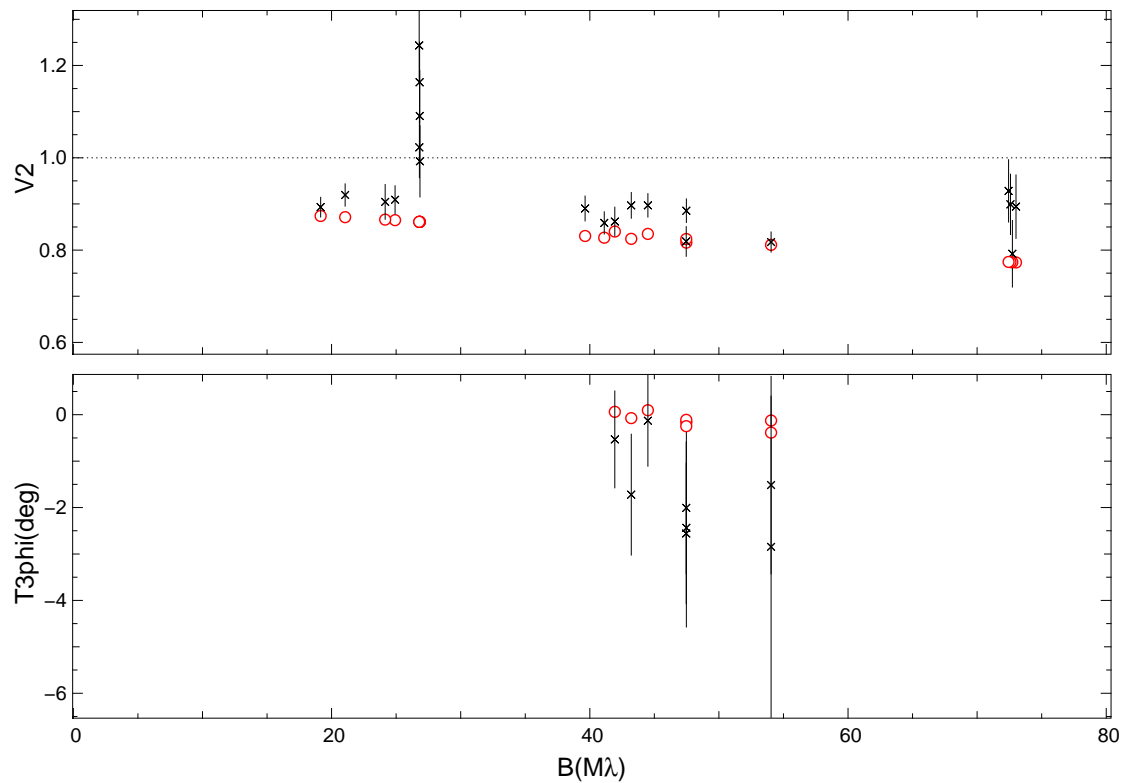


FIGURE 5.7 – Ajustement des visibilités carrées (croix noires, figure du haut) et des clôtures de phase (croix noires, figure du bas) par le modèle de disque de GQ Lup. Si le modèle est compatible avec les données, nous pouvons remarquer que les visibilités du modèle sont légèrement inférieures à celles de GQ Lup, signe d’un environnement étendu légèrement trop lumineux ou étendu.

par un disque continu dont la masse, le rayon interne, la composition de la poussière et l’évasement sont contraints par le modèle. En revanche, le rayon externe est lui peu contraint par les données photométriques.

Au contraire, V709 CrA brille par l’absence de son disque dans les données interférométriques en bande H et photométriques. Les seuls indices disponibles sont un début d’excès en infrarouge moyen, et un point de photométrie dans le domaine millimétrique au-dessus du niveau de la photosphère. Ces deux indices sont cependant ténus, l’excès en infrarouge moyen étant faible, tandis que le flux à 3.5 mm peut être (du moins partiellement) dû à l’émission free-free. En considérant que cet excès est dû au disque, une série de modèles a été entreprise afin d’estimer la masse de celui-ci, seul paramètre pouvant être contraint. Cette estimation est cependant à prendre avec précautions, celle-ci dépendant de la taille des grains de poussières présents dans le disque, de sa localisation et de la part du flux à 3.5 mm due au disque.

La dernière étoile présentée dans ce chapitre est GQ Lup. Cette étoile a été précédemment modélisée par Dai et al. (2010) ; notre modèle s’inspire de ce dernier et comporte un disque avec un renflement du bord interne. Bien que notre modèle per-

mettre d'ajuster la SED en général et le spectre IRS en particulier, l'ajustement de la photométrie en proche et moyen infrarouge est moins bon et fait état d'un bord interne trop chaud. L'éloignement du bord interne et le changement de la taille des grains présents dans les parties internes permettent de remédier partiellement à ce problème mais en laisse apparaître d'autres sur l'ajustement de spectre IRS et/ou des données interférométriques. Comme pour [Dai et al. \(2010\)](#), le bord externe est peu contraint, malgré l'ajout de nouvelles données photométriques en infrarouge lointain. Le réajustement du spectre IRS de manière à ce que celui-ci soit cohérent avec les données photométrique pose aussi le problème de la variabilité des étoiles observées. Malheureusement ce problème ne peut être évité qu'avec des campagnes d'observations simultanées sur tout le domaine spectral, difficiles à mettre en oeuvre.

Ces trois objets ont un bord externe du disque peu ou pas contraint par les données disponibles, voire presque aucune contrainte sur le disque dans le cas de V709 CrA. Des observations dans les domaines submillimétriques et millimétrique permettraient d'apporter de telles contraintes. Dans le cas de MY Lup et de GQ Lup qui ont déjà de nombreuses données photométriques, des observations interférométriques du disque dans ces domaines de longueurs d'onde sont nécessaires afin de contraindre la taille du disque. De telles observations peuvent être effectuées avec des radio-interféromètres situés dans l'hémisphère sud tels que ALMA ou ATCA, voire avec le SMA (dans l'hémisphère nord) en utilisant la totalité des antennes disponibles. Des données photométriques en infrarouge lointain ou dans le domaine (sub)millimétrique peuvent suffire dans un premier temps pour déterminer si le disque de V 709 CrA existe, pour contraindre la région de l'émission de celui-ci et déterminer si ce disque pourrait être détecté par des observations radio-interférométriques le cas échéant.



# Chapitre 6

## Le cas de RU Lup

Comme l'indique le titre de ce chapitre, celui-ci sera dédié à la modélisation de l'environnement étendu de RU Lup.

Les prochaines sections passeront en revue les caractéristiques connues de RU Lup et détailleront les données disponibles pour cette modélisation. Finalement, le modèle de disque de RU Lup sera présenté, et nous terminerons ce chapitre sur les contraintes apportées par les données sur l'existence d'un sillon dans les premières unités astronomique du disque.

### 6.1 Ce que l'on sait de RU Lup

RU Lup est une étoile de type T Tauri très connue, ayant commencé à être observée dès 1893 (Mackie & Cannon 1916) et faisant partie du groupe d'étoiles de type T Tauri prototype de Joy (1945). Cette étoile, située à environ 150 pc (Lommen et al. 2007) a une luminosité extrêmement variable, pouvant varier jusqu'à 3 magnitudes (Mackie & Cannon 1916; Giovannelli et al. 1995); les estimations de la luminosité de l'étoile centrale vont de 0.49 (Lamzin et al. 1996) à 1.3  $L_{\odot}$  (Alcalá et al. 2014).

Cette étoile est aussi marquée par une très forte accrétion, indiquée par une largeur équivalente de la raie H $\alpha$  (Cohen & Kuhl 1979) égale à 216 Å (Giovannelli et al. 1995), ce qui n'est surpassé que par quatre étoiles de type T Tauri dans le catalogue de Herbig & Bell (1988). Meeus et al. (2013) a estimé la luminosité due à l'accrétion à 0.38  $L_{\odot}$ , équivalent à environ 30% de la luminosité de la photosphère (en prenant la valeur de luminosité maximale estimée par Alcalá et al. (2014)). La SED de RU Lup (dont les données sont présentées dans le tableau 6.1) est visible dans la figure 6.1a et permet d'apprécier les variations de luminosité et l'excès de flux dus à cette grande accrétion et au disque.

L'estimation du type spectral de RU Lup varie selon les études entre G5 (Anderson & Francis 2012; Kharchenko 2001; Wenzel 1961) et K7/M0 (Herbst et al. 1994). Des études spectroscopiques récentes permettent tout de même de limiter cet écart entre K5IV et K7, suivant les travaux de Gahm et al. (2013) et Stempels & Piskunov (2002); Stempels et al. (2007). L'extinction est elle plus difficile à contraindre, les valeurs trouvées dans la littérature variant entre 0.07 (Herczeg et al. 2005) et 1 magnitude (Gahm et al. 1979).

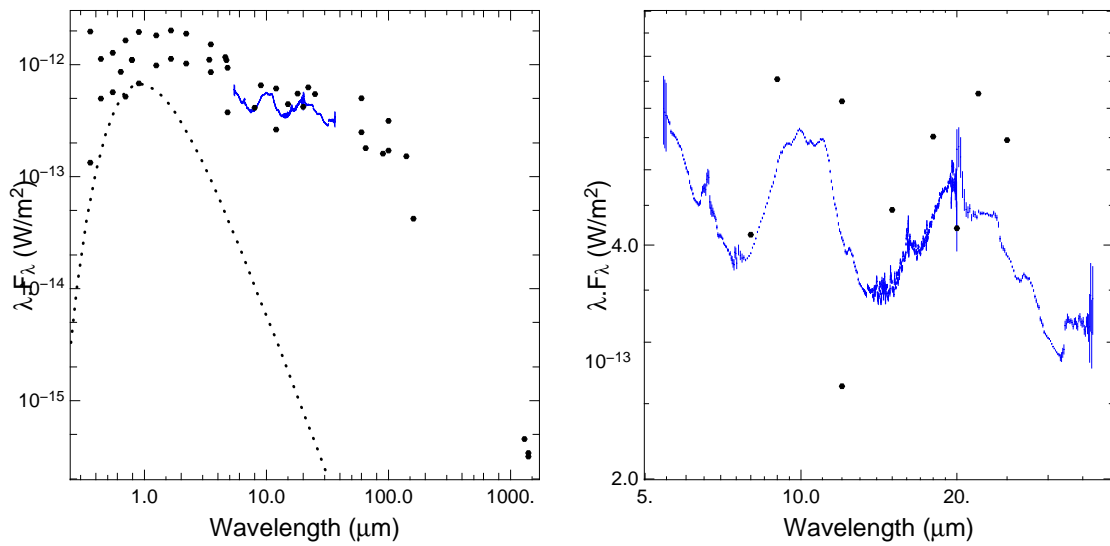
$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.12-0.32	— Spectre —		IUE	0.36	0.237	0	(1)
0.36	0.016	0	(1)	0.44	0.165	0	(1)
0.44	0.073	0	(1)	0.55	0.104	0	(1)
0.55	0.234	0	(1)	0.64	0.184	0	(1)
0.70	0.121	0	(2)	0.70	0.384	0	(2)
0.79	0.290	0	(1)	0.79	0.290	0	(1)
0.90	0.204	0	(2)	0.90	0.587	0	(2)
1.25	0.410	0.010	(1)	1.25	0.760	0.010	2MASS
1.65	1.110	0.030	2MASS	1.65	0.620	0.030	2MASS
2.20	1.387	0.020	(1)	2.20	0.750	0.030	(3)
3.40	1.254	0.060	WISE	3.50	1.0	0.1	(3)
3.50	1.770	0.100	(3)	4.60	1.790	0.060	WISE
4.70	1.720	0.060	IRAC	4.80	1.500	0.20	(3)
4.8	0.6	0.3	(3)	5–37	— Spectre —		SPITZER/IRS
8.00	1.100	0.013	IRAC	9.00	1.962	0	AKARI/IRC
12	1.053	0	(5)	12	2.450	0.020	WISE
15	2.228	0	(5)	18	3.310	0	AKARI/IRC
20	2.803	0	(5)	22	4.5958	0.040	WISE
25	4.550	0	IRAS	60	4.980	0	(4)
60	10.017	0	(5)	65	3.893	0	AKARI/FIS
90	4.816	0	AKARI/FIS	100	5.700	0	(4)
100	10.490	0	IRAS	140	7.091	0	AKARI/FIS
160	2.249	0	AKARI/FIS	1300	0.197	0.007	(6)
1400	0.148	0.010	(7)	1400	0.159	0.010	(7)
3300	0.127	0	(8)				

Tableau 6.1 – Points de photométrie utilisés pour l’ajustement de la SED de RU Lup. Les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10%.

Références : 1 [Gahm et al. \(1993\)](#); 2 [Herbst et al. \(1994\)](#); 3 [Giovannelli et al. \(1995\)](#); 4 [Gezari et al. \(1993\)](#); 5 [Gras-Velázquez & Ray \(2005\)](#); 6 [Nuernberger et al. \(1997\)](#); 7 [Lommen et al. \(2007\)](#); 8 [Lommen et al. \(2009\)](#).

[Lamzin et al. \(1996\)](#) et [Stempels et al. \(2007\)](#) estiment le rayon de l’étoile à environ  $1.6R_{\odot}$  afin d’ajuster les données photométriques, bien que cette valeur soit dépendante de la variation de luminosité de l’étoile. Dans le cas de [Lamzin et al. \(1996\)](#), l’étoile serait néanmoins située à 200 pc et l’environnement étendu et l’accrétion auraient une luminosité totale 10 à 20 fois plus importante que celle de l’étoile. Avec cette valeur de rayon stellaire, et en trouvant une période de rotation de 3.7 jours ([Stempels et al. 2007](#)) et une vitesse de rotation de  $9 \pm 0.9 \text{ km/s}$  ([Stempels & Piskunov \(2002\)](#)), l’inclinaison de l’étoile est elle estimée à environ  $24^{\circ}$  ([Herczeg et al. 2005](#); [Stempels et al. 2007](#)).

Le rayon externe du disque est assez bien contraint par [Lommen et al. \(2007\)](#) qui ajustent les observations à 1.3 et 3.3 mm de SMA et ATCA par un profil de brillance gaussien de largeur égale à  $1.02 \pm 0.32''$  et  $0.99 \pm 0.32''$  respectivement. La masse du disque est estimée à 0.023 et 0.032  $M_{\odot}$  grâce aux observations à 1.3 mm de [Nuernberger](#)



(a) SED de RU Lup. La courbe en pointillés noirs représente un corps noir à 4000K ajustant le minimum de la photométrie à 550 nm. (b) Spectre SPITZER/IRS (courbe bleue) et photométrie en infrarouge moyen de RU Lup.

FIGURE 6.1 – Données photométriques et spectroscopiques utilisées pour la modélisation de RU Lup

et al. (1997) et Lommen et al. (2007). Les observations à plus grandes longueurs d'onde de Lommen et al. (2010) résultent en l'estimation d'une masse de disque plus faible, étant égale à 0.01, 0.006 et 0.01  $M_{\odot}$  en considérant les observations à des longueurs d'onde de 3.3, 7 et 7.3 mm. La détermination de la taille du disque à 7.3 mm suggère que le disque est résolu à cette longueur d'onde et peut être modélisé par une gaussienne de FWHM 9.3". Cela correspond à 1300 ua à 140 pc, suggérant un reste d'enveloppe plutôt que la limite du disque. La pente spectrale dans le domaine millimétrique  $\alpha$  est estimée par Lommen et al. (2007, 2010) à 2.5, indiquant que l'émission du disque dans ce domaine de longueur d'onde est due à des grains de taille millimétrique.

Le spectre SPITZER/IRS, visible dans la figure 6.1b présente une bosse à 10  $\mu\text{m}$  légèrement dentelée, caractéristique de la présence de silicates cristallins. La taille et la composition de la poussière ont été déterminées par décomposition spectrale de ce spectre par un modèle de disque à deux zones (Olofsson et al. 2010). Il ressort de cette étude que les couches supérieures du disque de RU Lup sont composées à 80% de grains amorphes, tandis que les grains de taille inférieure à 1.5  $\mu\text{m}$  représentent eux la moitié de la population présente dans les couches supérieures. Cette décomposition spectrale montre que ces grains (sub)micrométriques sont principalement présents dans la zone chaude du modèle, ce qui pourrait impliquer une dépendance spatiale des propriétés de la poussière.

Avant les observations par PIONIER, les premières unités astronomiques du disque de RU Lup ont été observées par spectro-astrométrie (Bailey 1998; Takami et al. 2001; Podio et al. 2008) ainsi que par MIDI (Schegerer et al. 2009). Les observations par spectro-astrométrie produisent des résultats ambigus :

- Les observations en bande R de [Takami et al. \(2001\)](#) montrent un étalement de la raie  $H\alpha$  à  $6563\text{\AA}$ . La présence d'un compagnon (sub)stellaire étant exclue à moins de  $0.1''$  de RU Lup ([Ghez et al. 1997](#); [Podio et al. 2008](#)), ce décalage vers le rouge et le bleu serait indicatif d'un jet dont les deux parts nous sont visibles. La conclusion de [Takami et al. \(2001\)](#) est donc que le disque de RU Lup arbore un sillon s'étendant jusqu'à  $3\text{--}4$  ua. Le décalage vers le rouge de la raie  $H\alpha$ , indicatif de ce sillon, n'est cependant pas retrouvé pour les raies de [OI] à  $6300\text{\AA}$  et [SII] à  $6731$  et  $6716\text{\AA}$ .
- Les observations en proche infrarouge de [Podio et al. \(2008\)](#) présentent des raies de Paschen et de Brackett étalées, légèrement décalées vers le bleu et à peu près symétriques, et qui ne peuvent être reproduites avec un modèle de vent sphérique ou d'accrétion sphérique. L'analyse spectro-astrométrique ne révèle pas d'émission étendue pour ces raies, indiquant soit une zone d'émission compacte (inférieure à  $1.3$  ua), soit symétrique.

Les observations MIDI ainsi que la SED de RU Lup ont été modélisées par [Schegerer et al. \(2009\)](#) avec un modèle de disque paramétrique à deux couches (simulant le dépôt de grains dans le plan médian du disque) dont les paramètres sont présentés dans le tableau 6.2.

Ce modèle à deux couches permet de reproduire la SED de RU Lup à l'exception de la bande N où se trouve la première bosse des silicates. Les données MIDI (provenant de [Schegerer et al. \(2009\)](#)) sont elles assez bien reproduites à l'exception d'un des 4 profils de visibilité. Une erreur de mesure peut néanmoins être invoquée pour ce dernier, qui est assez différent d'un des autres profils de visibilité pris à une séparation et une orientation similaires. Finalement, l'inclinaison du modèle de disque est environ égale à la valeur trouvée par [Herczeg et al. \(2005\)](#) et [Stempels et al. \(2007\)](#). Une série de variantes de ce modèle, avec un sillon allant de  $0.1\text{--}3$  à  $3\text{--}5$  ua a aussi été effectuée afin de tester l'hypothèse de [Takami et al. \(2001\)](#) du sillon dans les parties internes. L'ajustement de la SED et des données MIDI par cette grille de modèles montre que la présence d'un sillon s'étalant entre  $2$  et  $4$  ua est possible et permet d'améliorer marginalement l'ajustement de la SED. L'ajustement des visibilités est lui équivalent pour un modèle avec ou sans sillon.

## 6.2 Le modèle de RU Lup

### Présentation du modèle de base

Afin d'ajuster les données photométriques et interférométriques de RU Lup, un modèle consistant en une étoile entourée d'un disque de poussières à une zone a été créé. Les paramètres de ce modèle sont résumés dans le tableau 6.3, tandis que les figures 6.2 à 6.4 montrent l'ajustement de la SED, et des données PIONIER et MIDI.

L'étoile centrale a été modélisée avec un spectre de Kurucz d'étoile K7 à laquelle a été ajouté un excès de flux dû à l'accrétion dans le domaine UV. Cet excès ultraviolet

Paramètre	Valeur
$T_{eff}$ [K]	4000
$R_{\star}$ [ $R_{\odot}$ ]	2.33
Distance [pc]	127
$A_v$ [mag]	0.5
$L_{acc}$ [ $L_{\odot}$ ]	0.1
$M_{disque}$ [ $M_{\odot}$ ]	0.1
$M_{gaz}/M_{poussiere}$	100
$R_{int}$ [AU]	0.1
$R_{ext}$ [AU]	100
$H_{100}$ [AU]	20
$\beta$	0.9
$\rho$	-1
inclinaison	28 °
composition	Silicates astro. (62.5%) Graphite (37.5%)
Couche interne	
taille des grains [ $\mu\text{m}$ ]	0.005 - 1000
Couche supérieure	
taille des grains [ $\mu\text{m}$ ]	0.005 - 0.25

Tableau 6.2 – Paramètres du modèle d'étoile et de disque déterminés par [Schegerer et al. \(2009\)](#)

let a été ajouté dans un premier temps par MCFOST entre 92 et 250 nm, grâce aux paramètres  $f_{UV}$  et  $pente_{UV}$ , déterminés dans [Woitke et al. \(2010\)](#), qui définissent la luminosité de l'excès UV et l'indice de sa loi de puissance dans cette plage de longueur d'onde :

$$L_{UV} = \int_{92nm}^{250nm} \lambda^{pente_{UV}} d\lambda \quad (6.1)$$

$$f_{UV} = L_{UV}/L_{\odot} \quad (6.2)$$

Le rayon de l'étoile,  $f_{UV}$  et  $pente_{UV}$  ont été déterminés en ajustant le modèle complet aux données photométriques et interférométriques et ont été estimés à 2.15  $R_{\odot}$ , 0.35 et 1.4. La pente du rayonnement UV était peu contrainte dans un premier temps, le modèle manquant des données spectroscopiques dans le domaine UV ; celle-ci a donc été déterminée en ajustant plus ou moins la variation de la photométrie à courte longueur d'onde.

Ce modèle simple d'accrétion n'est cependant pas compatible avec l'ajout des spectres ultraviolets provenant du satellite IUE. En effet, la seule façon de pouvoir modéliser ces spectres est de considérer des valeurs extrêmes pour  $pente_{UV}$ . En diminuant le flux des spectres IUE afin de les accorder avec les points de photométrie minimum à courtes



Paramètre	Valeur
$T_{eff}$ [K]	4060
$R_{\star}$ [ $R_{\odot}$ ]	2.2
Distance [pc]	150
$A_v$ [mag]	0
$L_{acc}$ [ $L_{\odot}$ ]	0
$M_{disque}$ [ $M_{\odot}$ ]	0.052
$M_{gaz}/M_{poussiere}$	100
$R_{int}$ [AU]	0.12
$R_{ext}$ [AU]	150
$H_{100}$ [AU]	320
$\beta$	1.18
$\rho$	-1
inclination	$\sim 28^{\circ}$
orientation	$\sim 35^{\circ}$
composition	Silicates astro. (80% amorphe)
taille des grains [ $\mu\text{m}$ ]	0.1 - 1000

Tableau 6.3 – Paramètres du modèle ajustant la photométrie et les données MIDI et PIONIER de RU Lup.

longueurs d'onde, ce modèle nécessite d'avoir une photosphère extrêmement brillante, ajustant les maxima de la photométrie entre les bandes B à H et visible dans la figure 6.5a. Même en considérant ce scénario comme plausible, celui-ci se heurte à une limitation numérique de la part de MCFOST : en effet, si le flux UV à 250 nm est supérieur à celui de la photosphère, MCFOST augmente l'intervalle de longueur d'onde au delà de cette limite, afin d'essayer de connecter les spectres de ces deux corps lumineux. L'extension de l'intervalle du rayonnement UV peut donc s'étendre jusqu'à une longueur d'onde limite qui est celle où le flux de l'étoile est maximum. Pour notre modèle, le flux UV est supérieur au flux de la photosphère à toutes les longueurs d'onde et donc est étendu jusqu'à environ 700 nm, ce qui crée le pic visible dans la figure 6.5a.

J'ai donc utilisé un autre modèle d'étoile, composé de la photosphère (toujours modélisée par un spectre de Kurucz d'étoile de type K7) sur laquelle a été ajouté le flux de ces spectres, ainsi qu'un faible excès entre 300 et 500 nm, afin de "raccorder" cet excès de flux avec la photosphère. Le spectre résultant est présenté dans la figure 6.5b. Ce spectre stellaire a été créé avec l'hypothèse que l'extinction est nulle, nous retiendrons donc cette valeur qui est compatible avec celles trouvées dans la littérature.

Le modèle de disque est un modèle paramétrique dont les paramètres fixés au départ sont le taux de grains cristallins, fixé à 20% pour être cohérent avec Olofsson et al. (2010) et le rayon externe, égal à 150 ua. L'inclinaison est elle laissée libre dans un premier temps. Comme pour les modèles précédents, il nous faut donc déterminer l'inclinaison du système, le rayon de l'étoile, le rayon interne, l'échelle de hauteur, la masse et l'évasement du disque ainsi que la composition et les tailles minimum et maximum des grains de poussière.

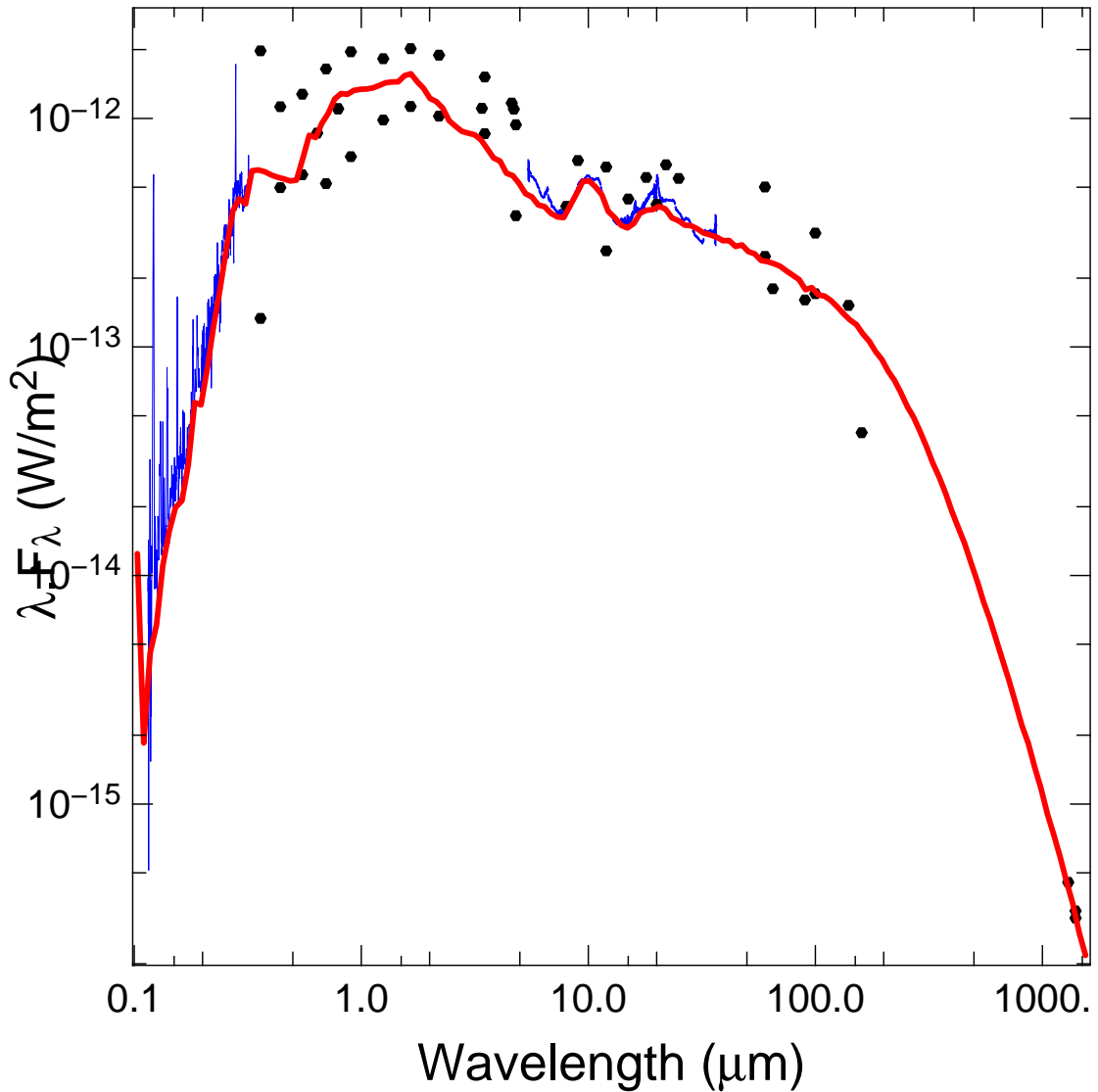


FIGURE 6.2 – Ajustement de la SED de RU Lup. Les points de photométrie sont représentés en noir tandis que les courbes bleues représentent les spectres IUE et IRS. La SED du modèle de RU Lup est tracée en rouge.

La masse du disque et la taille minimum et maximum des grains de poussières le composant sont contraintes par le flux millimétrique, et le spectre SPITZER/IRS et la pente millimétrique. Le disque de poussières du modèle final a donc une masse de  $5.2 \times 10^{-4} M_{\odot}$  et est constitué de grains allant de  $0.1 \mu\text{m}$  à  $1 \text{ mm}$ . Cette valeur de la masse du disque est du même ordre de grandeur, bien que légèrement plus grande, que les estimations de [Lommen et al. \(2007\)](#) et [Nuernberger et al. \(1997\)](#) qui trouvent  $3.1 \times 10^{-4}$  et  $2.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$  respectivement.

La SED comme les données interférométriques ne montrent pas de signe indiquant que le bord interne du disque ne soit pas au rayon de sublimation. L'incompatibilité d'une cavité centrale avec la SED a déjà été discutée par [Schegerer et al. \(2009\)](#), qui trouve que, si cavité il y a, celle-ci ne s'étend pas jusqu'au bord de sublimation ; le bord interne est donc fixé au rayon de sublimation et permet d'ajuster correctement la SED

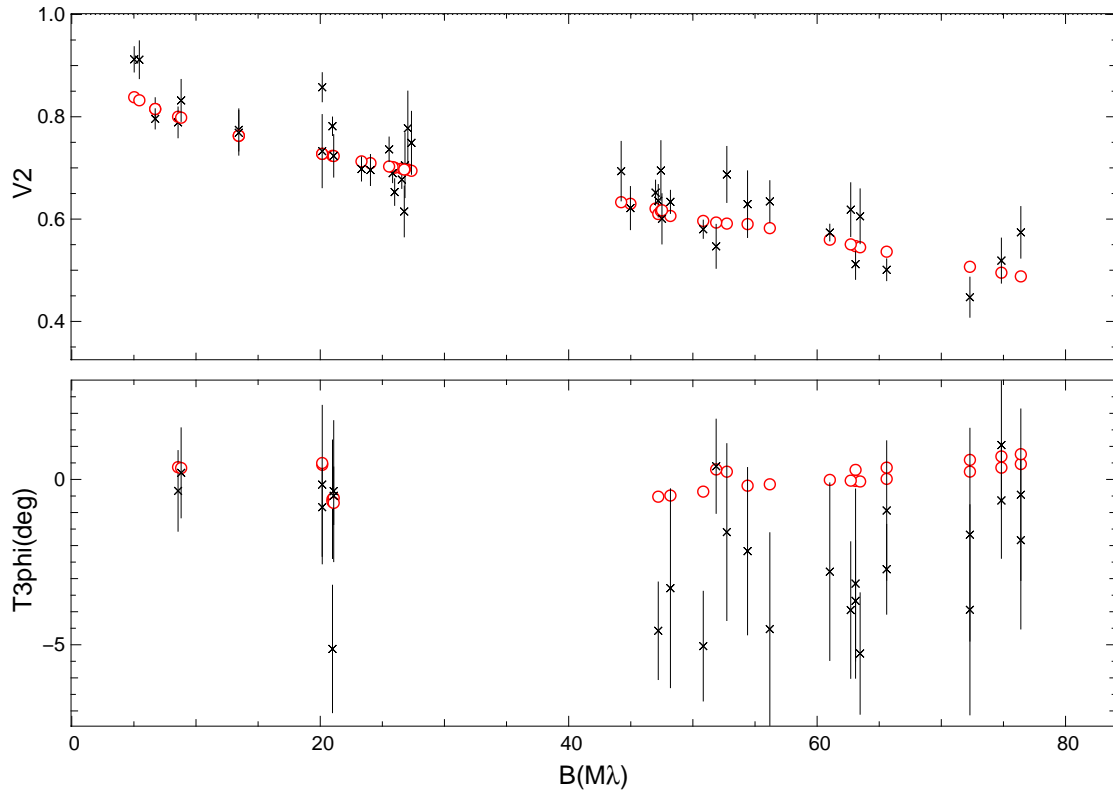


FIGURE 6.3 – profil de visibilité carrées (figure du haut) et clôtures de phase (figure du bas) de RU Lup en fonction de la base en  $M\lambda$ . Les croix noires représentent les données PIONIER tandis que les cercles rouges indique les visibilités et clôtures de phase du meilleur ajustement par le modèle de RU Lup

et les données interférométriques.

La grande variabilité de RU Lup résulte en une grande plage de points de photométrie dans les bandes optiques et en proche et moyen infrarouge, comme nous avons pu le voir dans la figure 6.1a. La détermination de l'échelle de hauteur du disque et du rayon de l'étoile par la SED conduit donc à des résultats dégénérés. Un exemple de cette dégénérescence est présenté dans la figure 6.6a, où deux modèles ayant des valeurs de  $H_{100}$  et  $R_{\star}$  anticorrélées ( $R_{\star} = 2.6R_{\odot}$  et  $H_{100} = 25$  ua pour le modèle en rouge, et  $1.9R_{\odot}$  et 42 ua pour le modèle en vert) sont compatibles avec le spectre SPITZER/IRS et entre les valeurs limites de la photométrie dans le visible et le proche infrarouge. L'ajustement des données PIONIER, visible dans la figure 6.6b, est cependant sensible au rapport de flux entre l'étoile et le disque – et donc à  $H_{100}$  – permet de lever partiellement cette dégénérescence ; nous pouvons donc voir, encore une fois, tout l'intérêt des données PIONIER.

Le coefficient d'évasement est lui ajusté par la pente générale en infrarouge moyen et par les données interférométriques. Il en ressort un disque assez évasé (avec  $\beta$  égal à 1.17) avec une échelle de hauteur  $H_{100}$  égale à 32 ua.

Les données PIONIER, visibles dans la figure 6.3 sont assez bien ajustées par ce modèle. Les clôtures de phase du modèle ne sont cependant que marginalement compatibles avec celles observées par PIONIER. Cette différence n'est néanmoins que de

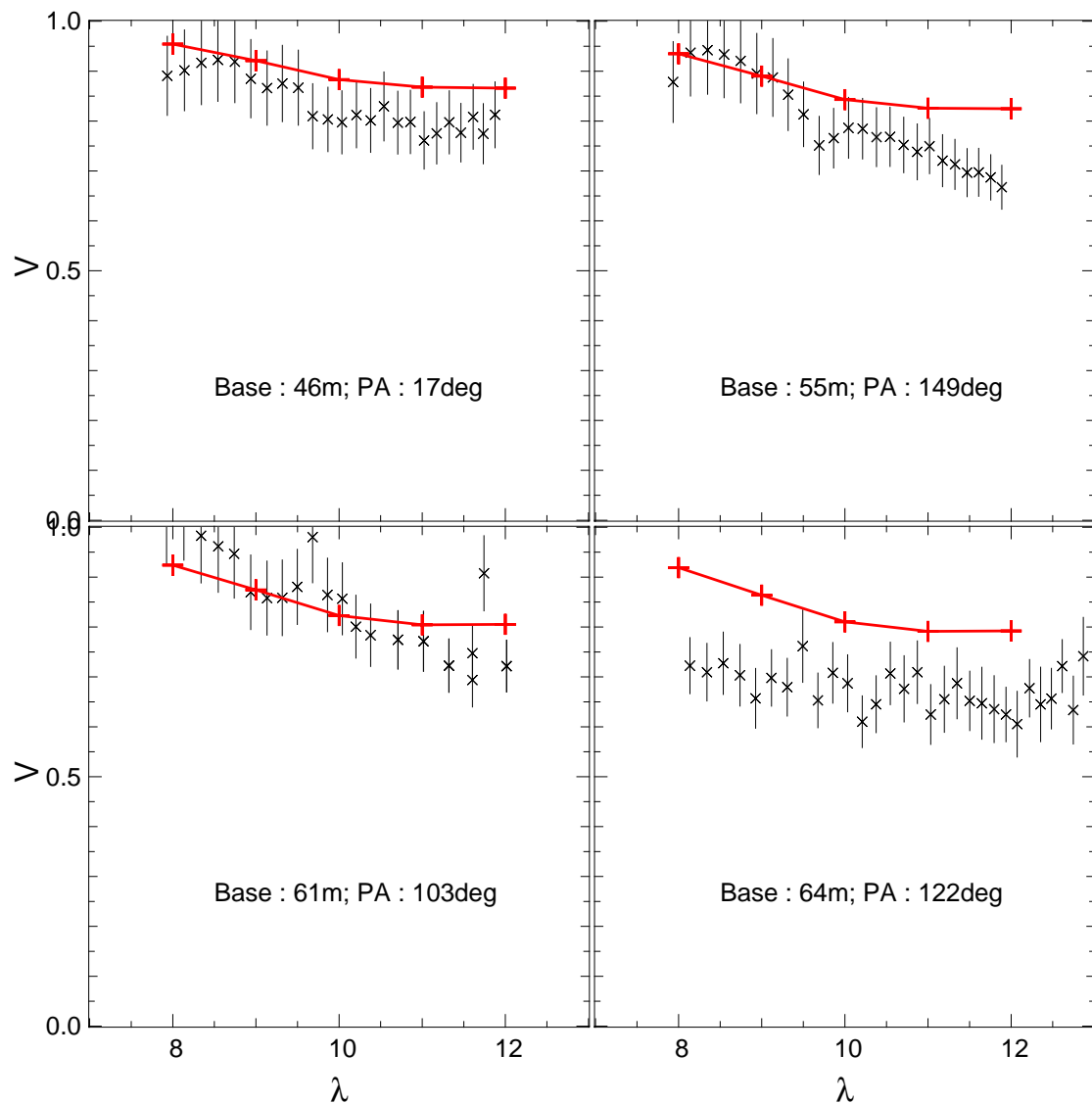
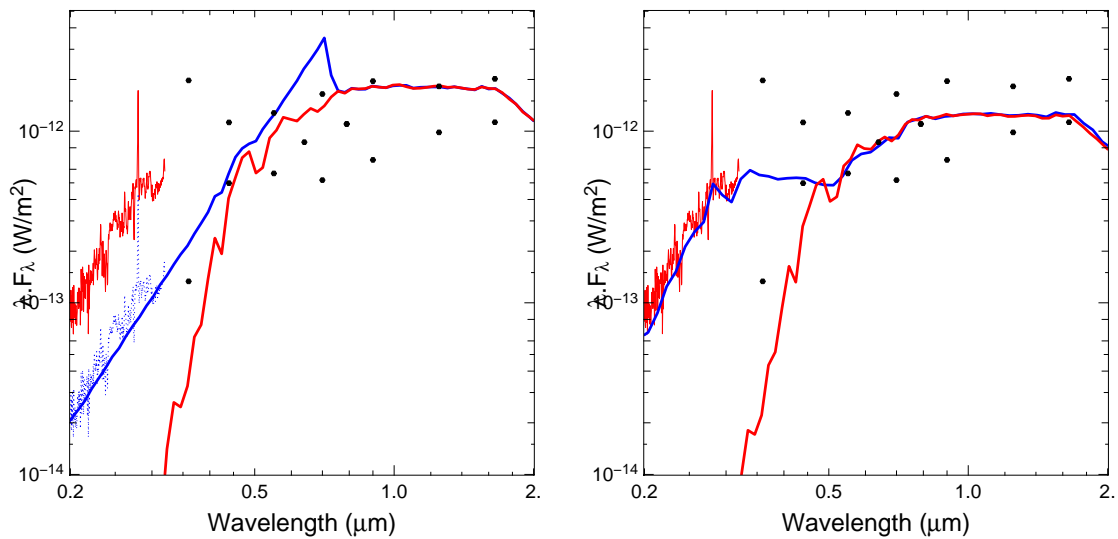


FIGURE 6.4 – Profils de visibilité MIDI de RU Lup en fonction de la longueur d’onde, pour 4 bases et orientations différentes. Les croix noires représentent les données MIDI tandis que les croix rouges reliées entre elle sont les profils de visibilité du modèle.

quelques degrés et peut être due à de légères asymétries sur le disque de RU Lup qui ne peuvent être modélisées par ce modèle de disque axisymétrique.

Les données MIDI, présentées dans la figure 6.4 sont elles reproduites plus ou moins fidèlement par le modèle de RU Lup, la qualité de l’ajustement variant en fonction de la base : si le modèle est en accord avec les données observées aux bases de 46 et 61 m, une déviation à grande longueur d’onde est cependant visible pour l’ajustement des données des bases de 61 et 55 m. Pour ces bases, et en particulier la base de 55 m le modèle a un profil de visibilité légèrement supérieur par rapport aux données et n’est donc pas assez résolu pour ces bases et orientations. Le profil de visibilité observé avec la base de 64 m n’est lui pas du tout ajusté par le modèle. Ce jeu de données n’est néanmoins pas seulement problématique pour cette étude ; le modèle de [Schegerer et al.](#)



(a) Tentative d'ajustement de la luminosité UV de RU Lup. Le spectre rouge entre 0.2 et  $\sim 0.3 \mu\text{m}$  est le spectre IUE, le spectre en pointillés bleus en dessous de celui-ci est ce même spectre dont le flux est diminué pour être plus en accord avec les minima de la photométrie (points noirs) à courtes longueurs d'onde. La courbe rouge est le spectre d'une étoile K7 avec une extinction nulle, auquel vient s'ajouter (en bleu) une émission UV définie par les paramètres  $f_{UV}$  et  $\text{pente}_{UV}$ .

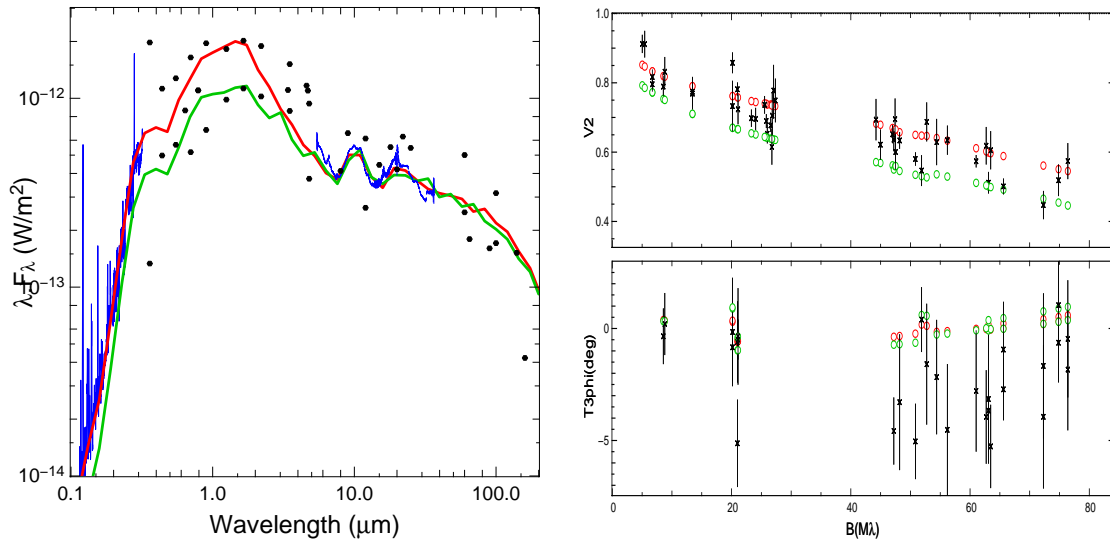
(b) Spectre stellaire (courbe bleue) utilisé pour le modèle de RU Lup et l'ajustement des données IUE (spectre rouge à gauche de la figure). Pour comparaison, un spectre d'étoile K7 est superposé (courbe rouge).

FIGURE 6.5 – Modélisation de l'excès UV de RU Lup.

(2009) rencontre le même problème et suggère que ce jeu de données (ayant une grande différence par rapport à un autre jeu de données, d'orientation et de base pourtant similaires) pourrait être entaché d'une erreur de mesure ou de calibration. Le meilleur ajustement des données interférométriques donne une orientation du disque de RU Lup égale à environ  $150^\circ$ , ce qui est cohérent avec la direction de l'émission des raies  $H\alpha$ , [OI] et [SII] trouvée par Takami et al. (2001). Cette valeur d'orientation est cependant peu contrainte par les données interférométriques, le  $\chi^2$  réduit du modèle oscillant entre 1.97 et 2.2 pour les données PIONIER et 3 et 3.5 pour les données MIDI en fonction de ce paramètre.

## Le sillon de RU Lup

Comme expliqué en début de ce chapitre, les observations de RU Lup en spectroastrométrie menées par Takami et al. (2001) laissent à penser que les parties internes du disque de RU Lup sont partiellement dépeuplées en poussière, créant un sillon pouvant s'étendre jusqu'à 4 ua et permettant de voir la contrepartie du jet. L'hypothèse de ce sillon a été étudiée par Schegerer et al. (2009), qui contraint celui-ci par la distribution



(a) Dégénérescence du rayon de l'étoile et de l'échelle de hauteur du disque dans l'ajustement de la SED. Les limites hautes et basses de la photométrie sont représentés par les points noirs, les spectres IUE et IRS par les courbes bleues et les deux différents modèles ajustant ces données sont représentés par les courbes rouges et vertes.

(b) profils de visibilité (figure du haut) et clôtures de phase (figure du bas) des données PIONIER (croix noires) et des deux modèles dégénérés (cercles rouges et verts). Les données interférométriques permettent de lever partiellement la dégénérescence entre  $R_\star$  et  $H_{100}$ .

FIGURE 6.6 – Levée de la dégénérescence entre  $R_\star$  et  $H_{100}$  dans le cas de RU Lup.

spectrale d'énergie et les données MIDI : la modélisation de celles-ci contraint l'étalement maximum du sillon, entre 2 et 4 ua. Néanmoins, ce modèle de disque avec sillon ne permet d'améliorer que marginalement l'ajustement de la SED et des données MIDI. De plus, les observations de [Podio et al. \(2008\)](#) permettent – si la zone d'émission des raies de Paschen et de Brackett n'est pas symétrique – de revoir la taille de ce sillon à la baisse.

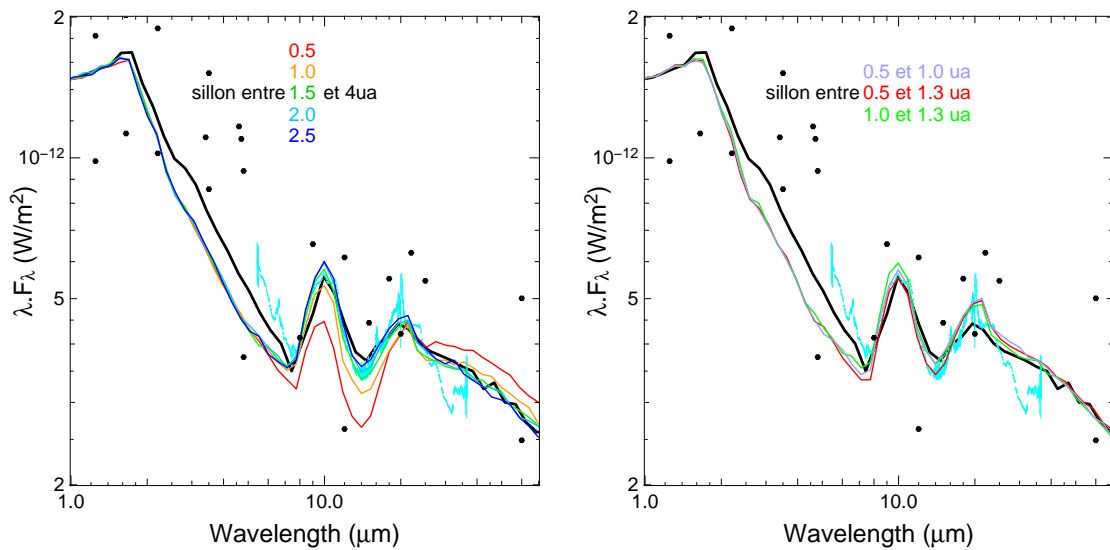
L'apport des données PIONIER a donc été vu comme permettant de contraindre les caractéristiques de ce sillon, si celui-ci existe.

Une série de modèles ayant un disque interne et externe a été créée dans le but de déterminer l'influence d'un sillon de taille variable sur les observables disponibles. Les modèles de disques utilisés sont dérivés du modèle de base, présenté dans la section 6.2 et partagent donc les mêmes valeurs de paramètres. La grande différence entre cette série de modèles et le modèle de base est la présence d'un disque interne dont la masse est fixée par

$$M_{int} = \frac{M_{tot}}{R_{ext}^{2+\rho} - R_{in}^{2+\rho}} (R_{int}^{2+\rho} - R_{in}^{2+\rho}) \quad (6.3)$$

avec  $M_{tot}$  et  $M_{int}$  la masse totale du disque (environ égale au disque externe) et du disque interne,  $\rho$  le coefficient de densité de surface,  $R_{in}$ ,  $R_{int}$  et  $R_{ext}$  les rayons internes et externes du disque interne et du disque externe. Fixer la masse de cette manière permet de ne pas avoir de saut dans le profil de densité (autre que le sillon en lui même)

entre le disque interne et le disque externe. Pour la série de modèles, le rayon interne du disque externe est fixé à 1, 1.3 et 4 ua afin de comparer les modèles résultants avec les résultats de Podio et al. (2008) et Takami et al. (2001); Schegerer et al. (2009) respectivement. Le rayon externe du disque interne varie lui entre 0.5 et 2.5 ua, par pas de 0.5 ua. 8 modèles de disques sont ainsi testés : 1 avec un sillon entre 0.5 et 1 ua, 2 avec un sillon allant de 0.5-1 à 1.3 ua, et les 5 derniers avec les parties entre 0.5 – 2.5 et 4 ua dépeuplées de matière. Pour prendre en compte la sédimentation de la poussière – ce qui est problématique lorsque MCFOST calcule les observables d’un modèle à plusieurs zones – un modèle à trois zones de base a été créé, dans l’idée du modèle de GQ Lup présenté dans le chapitre 5.



(a) Ajustement de la photométrie (points noirs) et du spectre SPITZER/IRS (courbe cyan) pour les modèles de disque ayant un sillon entre 0.5 – 2.5 et 4 ua (courbes rouge, orange, verte, cyan et bleu). La courbe noire représente le modèle de disque sans sillon présenté dans la section 6.2.

(b) Ajustement de la SED de RU Lup (points noirs et spectre cyan) par le modèle de disque sans sillon (courbe noire), avec un sillon entre 0.5 et 1 ua (courbe en bleu clair), entre 0.5 et 1.3 ua (courbe rouge) et 1 et 1.3 ua (courbe verte).

FIGURE 6.7 – Ajustements de la SED de RU Lup par les modèles de disque avec sillon.

Le disque interne est ainsi seulement composé de grains micrométriques tandis que le disque externe est composé d’une zone comprenant des grains micrométriques et une zone médiane composée de grains allant du micromètre au millimètre. Cette troisième zone s’étend de 5 à 150 ua et contient la majorité de la masse du disque afin de n’être observable que dans le domaine millimétrique et d’ajuster l’excès de RU Lup à ces longueurs d’onde. Les ajustements de la SED et des données interférométriques en considérant un disque arborant un sillon entre 0.5 et 2.5, et 4 ua sont présentés dans les figures 6.7a, 6.8 et 6.9.

L’apport des données PIONIER ne permet malheureusement pas de se prononcer sur la présence d’une région dépeuplée en matière dans les premières unités astronomiques du disque de RU Lup, et encore moins de contraindre son étendue. En effet,

les ajustements des données interférométriques de PIONIER par les différents modèles donnent des résultats équivalents, comme nous pouvons le voir dans la figure 6.8. Il nous faut donc seulement compter sur la SED et les données MIDI.

Les ajustements de la SED par les modèles avec sillon présentent un déficit de flux par rapport au modèle de base (et aux données IRS) jusqu'à  $8 \mu\text{m}$ , conséquence du déficit de matière dans le sillon dont la température serait d'environ 300 à 400K. De même les modèles avec sillon présentent un léger excès vers  $20 \mu\text{m}$  ; le bord externe du sillon est illuminé directement par l'étoile, la poussière est plus chaude et émet donc plus à ces longueurs d'onde que le modèle de base. Ces modèles avec sillon arrivent plus ou moins à reproduire la SED de RU Lup et ne présentent pas de grandes différences entre eux. Le seul modèle se démarquant des autres, et n'ajustant pas la SED est le modèle avec un sillon entre 0.5 et 4 ua (en rouge dans les figures 6.7a, 6.8 et 6.9). Ce modèle permet néanmoins le meilleur ajustement des données MIDI qui sont sensibles au gradient de température dans le disque.

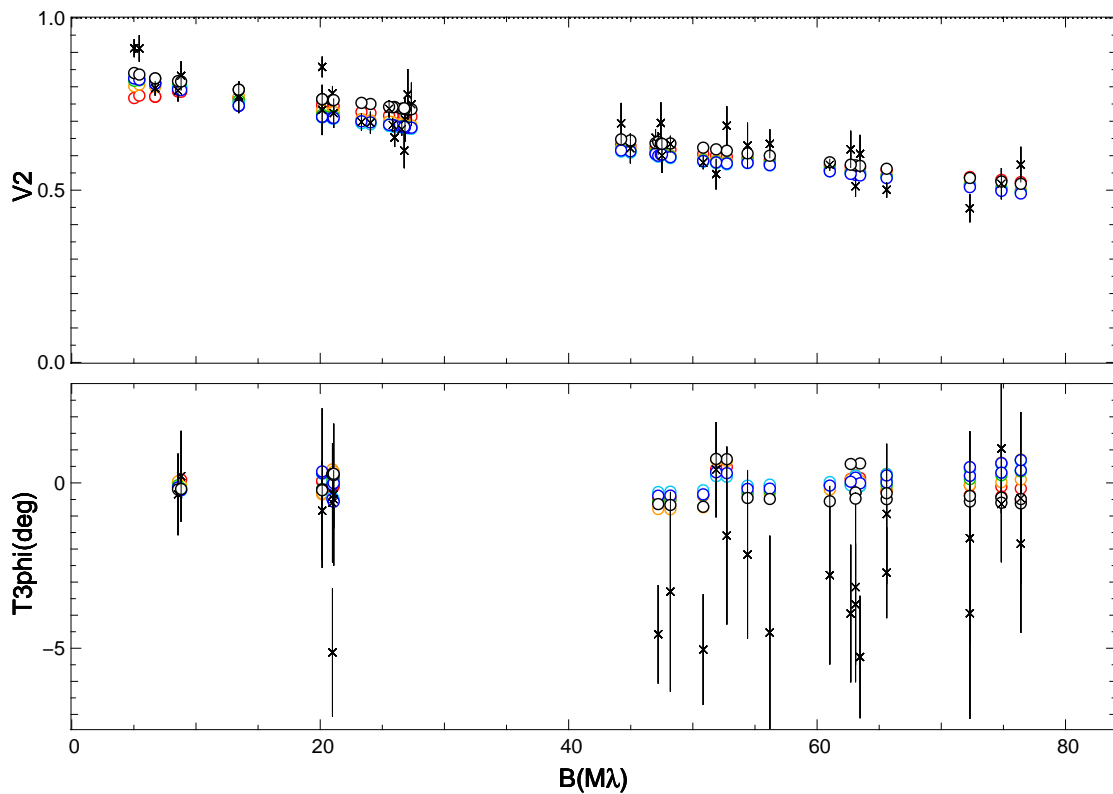


FIGURE 6.8 – Ajustement des visibilités (croix noires, figure du haut) et des clôtures de phase (croix noires, figure du bas) provenant des observations PIONIER par les modèles de disques avec un sillon entre 0.5 – 2.5 et 4 ua (ronds rouges, oranges, verts, cyans et bleus respectivement). Les codes couleurs pour les modèles sont les mêmes que pour la figure 6.7a.

Les modèles de disque avec un sillon s'étendant au mieux jusqu'à 1.3 ua présentent eux une SED en accord avec les données disponibles. Ce résultat n'est pas surprenant, les modèles avec un sillon plus important pouvant eux aussi reproduire plus ou moins fidèlement les données photométriques. De même, les ajustements des données PIO-



NIER sont similaires pour les modèles avec ou sans sillon, ce qui était déjà le cas pour les modèles avec un sillon plus étendu. L'ajustement des profils de visibilité provenant de MIDI est meilleur avec ces modèles de disque avec un "petit" sillon qu'avec le modèle de base de disque continu comme nous pouvons le voir dans la figure 6.10. L'amélioration de l'ajustement est cependant minimale et ne permet pas de trancher sur l'existence ou non d'un sillon dans les parties internes de RU Lup, et encore moins de contraindre son étendue.

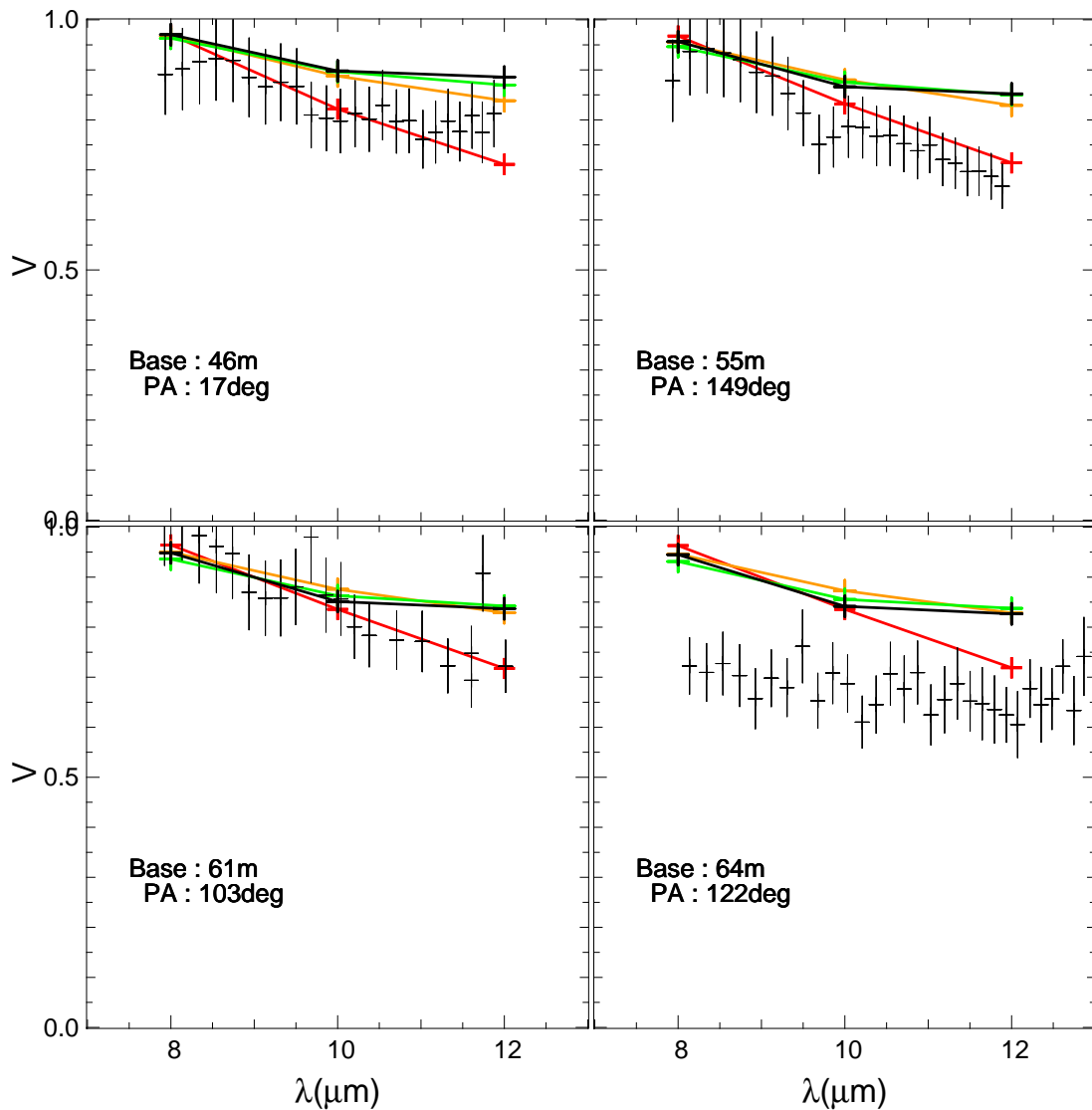


FIGURE 6.9 – Ajustement des profils de visibilité provenant des observations MIDI (croix noires) par les modèles de disques avec un sillon entre 0.5 – 2.5 et 4 ua (courbes rouge, orange, verte, cyan et bleue respectivement) en fonction de la base (différentes figures).

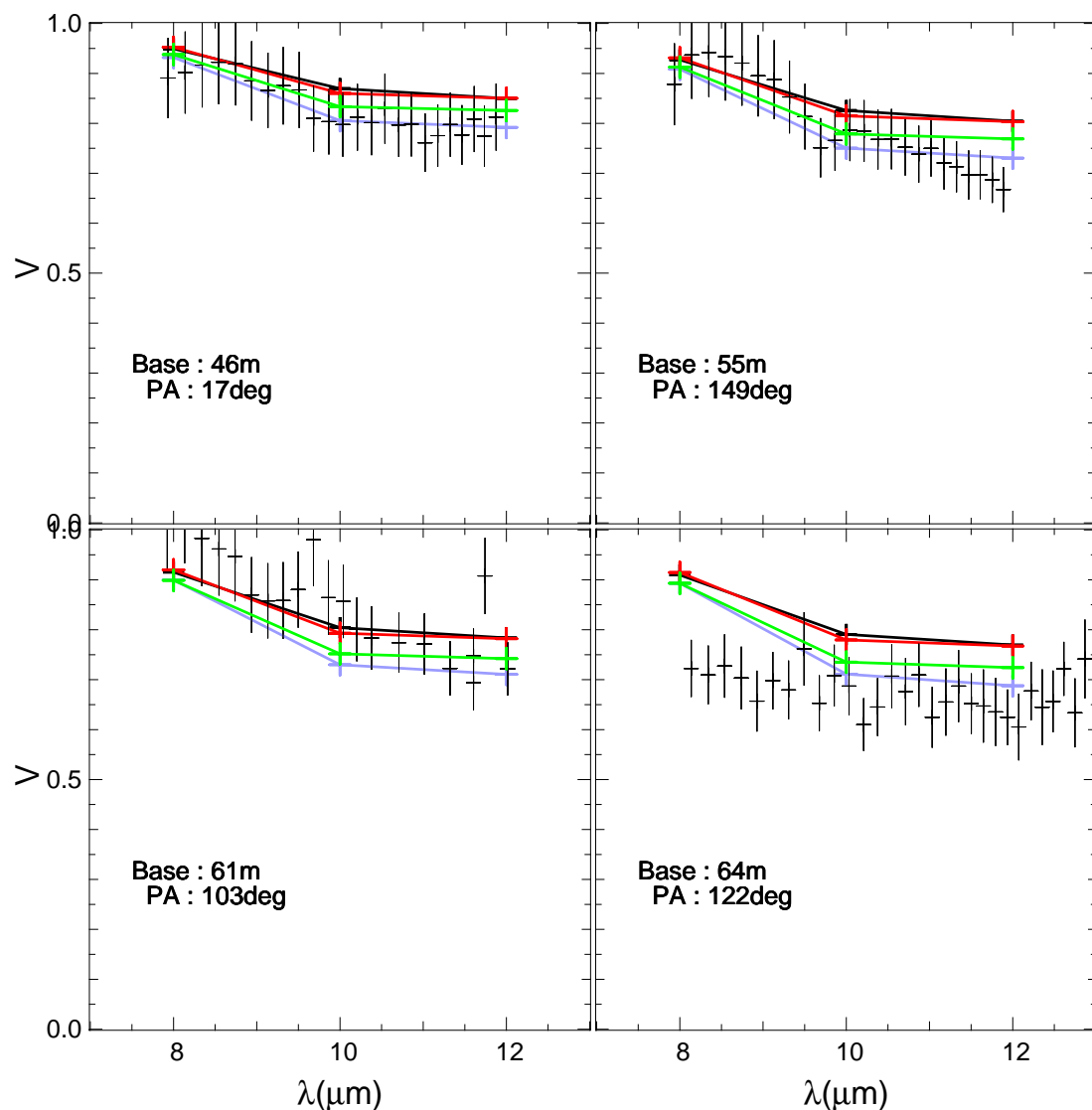


FIGURE 6.10 – Ajustement des profils de visibilité provenant des observations MIDI (croix noires) par les modèles de disques avec un sillon entre 0.5 et 1.0 – 1.3 (courbes bleue et rouge) et entre 1 et 1.3 ua (courbe rouge) en fonction de la base (différentes figures).

### 6.3 En conclusion

Dans ce chapitre, j’ai présenté la modélisation de l’étoile de type T Tauri RU Lup et de son environnement par l’ajustement de la SED et des données interférométriques provenant des instruments PIONIER et MIDI. L’étoile en elle même a été modélisée par un modèle de Kurucz d’une étoile de type K7, pour lequel un excès UV tiré du spectre IUE a été ajouté. Le modèle de disque de base est lui constitué d’un disque continu s’étendant du bord de sublimation de la poussière à 150 ua.

Ce modèle permet d’ajuster plus ou moins les données photométriques et interférométriques, bien que les grandes variations de photométrie limitent les contraintes qu’il peut apporter sur l’excès UV et l’environnement de RU Lup. Les visibilités du modèle

entre 8 et 12  $\mu\text{m}$  sont néanmoins supérieures aux données et moins dépendantes de la longueur d'onde, indiquant que l'environnement étendu du modèle est trop peu résolu et a un gradient de température plus important qu'en réalité.

Des observations en spectro-interférométrie laissant entrevoir la possibilité d'un sillon dépeuplé de poussières dans les parties internes du disque, une série de modèles basée sur le modèle de base a été entreprise pour tester cette hypothèse. Les données PIONIER ne sont malheureusement pas sensibles à la présence ou l'absence d'un sillon, les parties du disque en question contribuant de manière minimale à la luminosité du disque en bande H. La contrainte sur le sillon a donc été effectuée sur les données photométriques et provenant de l'instrument MIDI.

Cette série de modèles a permis de déterminer que la présence d'un sillon dans la première unité astronomique du disque du modèle améliore légèrement l'ajustement global des données, par rapport au modèle de base.

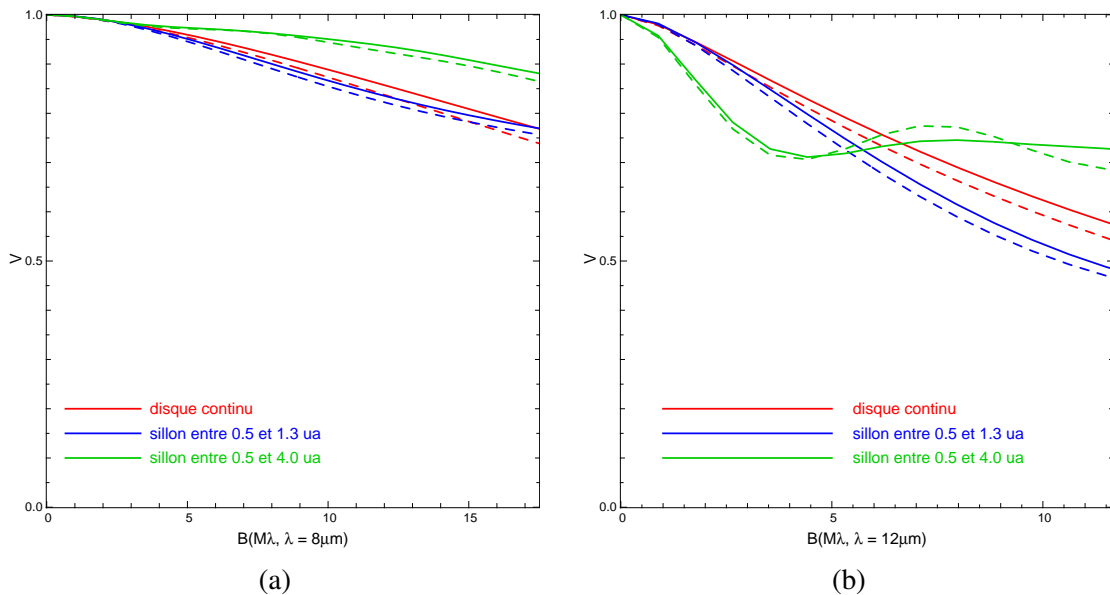


FIGURE 6.11 – Profils de visibilité à une longueur d'onde de 8  $\mu\text{m}$  (*figure de gauche*) et 12  $\mu\text{m}$  (*figure de droite*) des modèles de RU Lup avec ou sans sillon.

Néanmoins, les données MIDI ne sont pas assez nombreuses pour trancher sur l'existence de ce sillon, et encore moins pour contraindre son étendue. L'arrivée de l'interféromètre à 4 télescopes MATISSE au VLTi permettra d'apporter un début de réponse à cette question. La couverture  $(u, v)$  (par canal spectral) de MATISSE étant équivalente à celle de PIONIER, celui-ci donnera des profils de visibilité complets entre 11 et 140 m (soit avec une longueur de base maximum entre 12 et 17  $M\lambda$  suivant la longueur d'onde d'observation). Or, ces profils de visibilité seront grandement influencés par l'étendue du sillon en fonction de la longueur d'onde, comme nous pouvons le voir dans les figures 6.11a et 6.11b.

L'imagerie à haut contraste de RU Lup est aussi un moyen – indirect – de sonder les premières unités astronomiques. En effet, si sillon il y a, et que celui-ci est causé par la formation d'une planète, le disque devrait présenter des spirales causées par la présence de cette planète. Des observations de RU Lup en imagerie à haut contraste sont prévues

avec l'instrument MagAO et apporteront de nombreuses contraintes sur la brillance de surface du disque en lumière diffusée, et de nombreuses indications sur les parties internes du disque de RU Lup. La combinaison de ces données d'imagerie, des données interférométriques de PIONIER et prochainement de MATISSE, ainsi que les données spectroscopiques disponibles permettront à terme de dégager une vue d'ensemble de l'environnement de RU Lup.



# Chapitre 7

## La modélisation de l'étoile de Herbig HD 142527

### 7.1 Rapide description du système

HD 142527 est une étoile de Herbig située à environ 145 pc (Fukagawa et al. 2006; Verhoeff et al. 2011) et dont les premières observations remontent à 1976 (Henize 1976). L'étoile en elle-même est considérée comme ayant un type spectral F6III (Houk 1978; Kharchenko 2001) et une masse estimée à environ  $2.2 \pm 0.3M_{\odot}$  (Fukagawa et al. 2006; Verhoeff et al. 2011). La SED de ce système, présentée dans la figure 7.2, est caractérisé par un très grand excès dans le domaine sub-millimétrique et millimétrique.

Une première tentative de modélisation du disque de HD 142527 a été entreprise par Dominik et al. (2003) qui a utilisé un modèle de disque passif (Dullemond et al. 2001) pour ajuster la SED de ce système. Ce modèle de disque unique ne permet cependant pas d'ajuster la SED au-delà de la bande H.

L'hypothèse d'un disque unique entourant HD142527, déjà mise à mal par cette modélisation, fut contredite par les observations de Fukagawa et al. (2006) dans les bandes H et K, et celles de Fujiwara et al. (2006) dans l'infrarouge thermique. Ces différentes observations montrent un système ayant une région dépeuplée de poussière s'étendant jusqu'à environ 130 ua, et un disque externe s'étendant entre 130 et 500 ua. Ce disque externe est asymétrique, son centre étant décalé de l'étoile d'environ 20 ua, avec un bord interne franc ce qui permet d'expliquer l'excès de la SED dans le domaine submillimétrique.

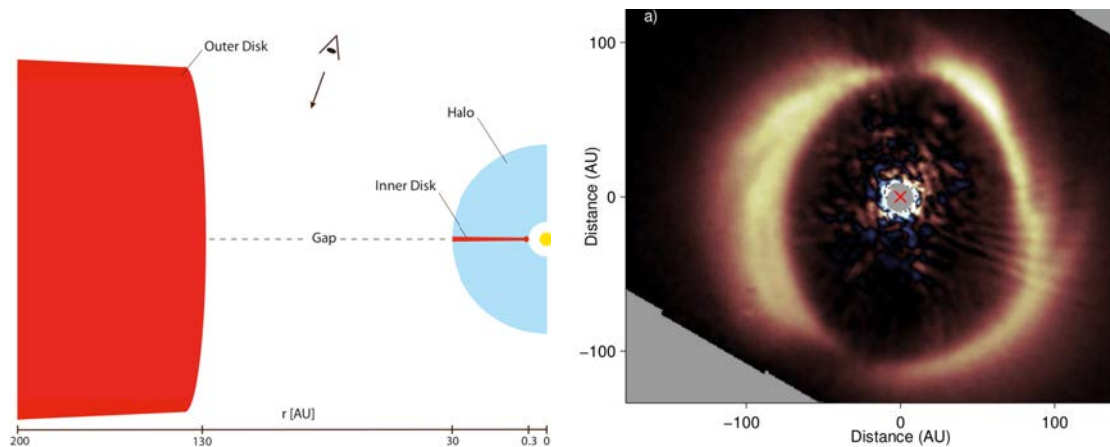
En plus de son asymétrie, ce disque externe est loin d'avoir une structure simple : des observations plus récentes dans le domaine millimétrique (Christiaens et al. 2014) et dans le proche infrarouge (Rameau et al. 2012; Casassus et al. 2012) montrent l'existence de plusieurs bras spiraux dans le disque externe. Une explication à ces différentes caractéristiques serait la présence d'une planète proche du bord interne du disque externe, dont l'orbite elliptique tronquerait le disque et formerait les bras spiraux.

Les observations de HD 142527 dans le domaine millimétrique Ohashi (2008); Fukagawa et al. (2013); Casassus et al. (2013) font état d'un saut de densité entre les parties nord et sud du disque, ce qui donne au système une image de fer à cheval dans ce domaine de longueur d'onde. L'origine de cette variation azimutale de densité est

encore mal expliquée, les différents scénarios (ségrégation des grains en fonction de la taille, instabilités de Rossby, interaction avec une planète) pouvant expliquer cette forme (Casassus et al. 2013).

En plus de l'excès dans le domaine millimétrique, la SED de HD 142527 est caractérisée par un excès en infrarouge proche et moyen, qui est dû à un composant étendu proche de l'étoile. Ce disque interne, ainsi que le disque externe, a été modélisé par Verhoeff et al. (2011) par un modèle complexe visible dans la figure 7.1a et ajustant la SED, les images VISIR en infrarouge moyen, ainsi qu'un jeu de données MIDI.

Ce modèle suppose que le disque interne et le halo l'entourant s'étendent du rayon de sublimation jusqu'à 30 ua, ce qui est contraint par les données MIDI et VISIR. Or, des observations récentes de ce système en lumière polarisée (Avenhaus et al. (2014)) permettent de limiter la région diffusant la lumière stellaire aux premières 15 ua de l'étoile, comme il est montré dans la figure 7.1b. La présence d'un compagnon stellaire à environ 12 ua de l'étoile, détecté et confirmé par Biller et al. (2012) et Close et al. (2014), à lui aussi une influence sur la taille et la structure du disque interne, celui-ci devant être tronqué à environ la moitié de la séparation du compagnon (Artymowicz & Lubow 1994). Cette limite est valable pour une orbite du compagnon circulaire, une excentricité de celui-ci tronquant encore plus le disque interne. Néanmoins, la détection d'accrétion de matière sur le compagnon, ainsi que les données MIDI et VISIR montrent que de la matière est présente dans la zone d'influence du compagnon.



(a) Schéma explicatif du modèle de HD142527 créé par Verhoeff et al. (2011). L'étoile centrale est entourée par un disque interne fin et un halo de poussières, tandis qu'une cavité s'étend entre les parties interne et le disque externe à 130 ua.

(b) Observations en lumière diffusée de HD 142527 par Avenhaus et al. (2014). Ces observations montrent une cavité s'étendant jusqu'à la limite de saturation à environ 15 ua de l'étoile centrale, ainsi que les asymétries et bras spiraux du disque externe.

FIGURE 7.1 – Modèle de HD 142527 par Verhoeff et al. (2011) et observations en lumière diffusée par Avenhaus et al. (2014).

## 7.2 Les données disponibles

### La SED de HD 142527

La SED de HD142527 est présentée dans la figure 7.2 tandis que la photométrie utilisée pour celle-ci est présentée dans le tableau 7.1. Cette SED est caractérisée par la grande couverture spectrale des différents spectres utilisés, qui s'étend de 2 à 200  $\mu\text{m}$  pour le spectre ISO et de 200 à 650  $\mu\text{m}$  pour le spectre HERCHEL/SPIRE. L'excès de luminosité en infrarouge lointain, contraint par le spectre ISO et les données IRAS, peut être modélisé par un corps noir à une température unique de 73 K, comme indiqué dans la figure 7.2. Cette modélisation s'explique simplement par la présence du disque externe, dont le large bord interne est illuminé par l'étoile centrale et est donc responsable dans la grande majorité de l'émission de celui-ci.

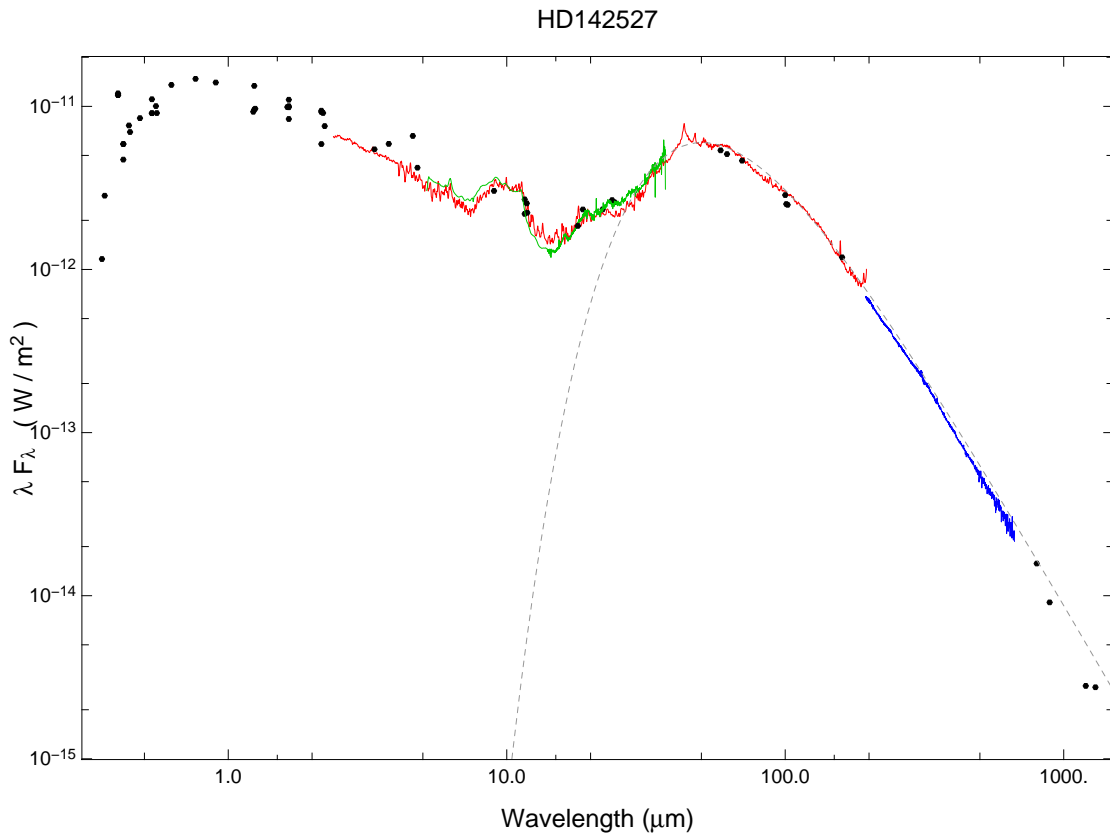


FIGURE 7.2 – Distribution spectrale d'énergie de HD 142527. La courbe rouge représente le spectre ISO, la courbe verte le spectre SPITZER/IRS et la courbe bleue le spectre SPIRE. Les points noirs représentent la photométrie de cet objet entre la bande B et le domaine radio. Finalement, la ligne grise hachurée montre un ajustement de l'excès de flux dans l'infrarouge lointain par un corps noir à 73K.

Bien que les données photométriques et spectroscopiques montrent peu de variations au-delà de 50  $\mu\text{m}$ , ce n'est pas le cas en infrarouge proche et moyen. En effet, la photométrie en proche infrarouge peut varier du simple au double tandis que le spectre IRS, s'il est de flux semblable au spectre ISO, présente un déficit de flux à environ 15



$\mu\text{m}$  et un excès de flux au-delà de  $20\mu\text{m}$  par rapport au spectre IRS. Ces variations des données spectroscopiques peuvent être expliquées par des variations de la structure du disque interne.

$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.	$\lambda(\mu\text{m})$	Flux(Jy)	$\sigma_{flux}(\text{Jy})$	Ref.
0.36	0.34	0.01	(1)	0.36	0.136	0	(2)
0.4	1.57	0	(3)	0.4	1.61	0	(3)
0.42	0.822	0.014	(4)	0.42	0.660	0	(2)
0.44	1.12	0.01	(1)	0.44	1.03	0.02	(5)
0.48	1.36	0	(2)	0.53	1.61	0.02	(4)
0.53	1.96	0	(2)	0.55	1.84	0.02	(1)
0.55	1.68	0.02	(5)	0.63	2.82	0	(2)
0.76	3.75	0	(2)	0.9	4.21	0	(2)
1.23	3.8	0.1	(1)	1.24	5.52	0	(2)
1.24	3.95	0.11	(6)	1.25	4.03	0.11	(3)
1.63	5.38	0.15	(3)	1.65 6	.04	0	(2)
1.65	5.43	0.16	(6)	1.65	4.6	0.1	(1)
2 - 196	— Spectre —		ISO	2.16	4.23	0	(2)
2.16	6.87	0.12	(6)	2.22	5.6	0.1	(1)
3.77	7.4	0.3	(1)	4.78	6.7	0.3	(1)
5 - 37	— Spectre —		IRS	3.35	6.09	0.51	WISE
4.60	10.1	0.7	WISE	11.6	8.48	0.13	WISE
22.1	17.2	0.1	WISE	11.6	10.4	0	IRAS
23.9	21.2	0	IRAS	61.8	105.	0	IRAS
102	84.7	0	IRAS	9	9.095	0.0586	AKARI
11.85	8.8	0.6	(7)	18	11.1	0.245	AKARI
18.772	14.6	1.5	(7)	194 - 666	— Spectre —		SPIRE
800	4.2	0.5	(8)	890	2.7	0.27	(9)
1200	1.12	0.02	(7)	1300	1.19	0.03	(8)
3476	0.047	0.006	(7)				

Tableau 7.1 – Points de photométrie et spectres utilisés pour l’ajustement de la SED de HD142527. Les données n’ayant pas d’erreur sur le flux ont été considérées comme ayant une erreur de 10% .

Références : 1 [Malfait et al. \(1998a\)](#) ; 2 [Pickles & Depagne \(2010\)](#) ; 3 [Anderson & Francis \(2012\)](#) ; 4 [Ammons et al. \(2006\)](#) ; 5 [Soubiran et al. \(2010\)](#) ; 6 [Kharchenko \(2001\)](#) ; 7 [Verhoeff et al. \(2011\)](#) ; 8 [Walker & Butner \(1995\)](#) ; 9 [Fukagawa et al. \(2013\)](#)

## Les données interférométriques

En plus de la grande quantité de données photométriques et spectroscopiques, HD 142527 a été l’objet de nombreuses observations par les instruments PIONIER et MIDI.

Les observations effectuées avec PIONIER, dont le résumé est présenté dans le tableau 7.2, ont été effectuées entre Avril 2012 et Juillet 2013, avec un ensemble de configurations permettant une excellente couverture  $(u, v)$  (figure 7.3a) et un profil de

Date d'obs.	Configuration	Nb. canaux
5 Mars 2012	A1 G1 I1 K0 (47–130 m)	3
24 Mars 2012	A1 G1 I1 K0 (47–130 m)	3
14 Avril 2012	A1 G1 I1 K0 (47–130 m)	1
18 Avril 2012	D0 G1 H0 I1 (41–82 m)	3
10 Août 2012	A1 B2 C1 D0 (11–36 m)	3
19 Février 2013	D0 G1 H0 I1 (41–82 m)	3
12 Mai 2013	A1 B2 C1 D0 (11–36 m)	1
03 Juin 2013	A1 G1 J3 K0 (56–140 m)	3
04 Juin 2013	A1 G1 J3 K0 (56–140 m)	3
05 Juin 2013	A1 G1 J3 K0 (56–140 m)	3
06 Juin 2013	A1 G1 J3 K0 (56–140 m)	3
09 Juin 2013	A1 G1 J3 K0 (56–140 m)	3
14 Juin 2013	D0 G1 H0 I1 (41–82 m)	3
15 Juin 2013	D0 G1 H0 I1 (41–82 m)	3
16 Juin 2013	D0 G1 H0 I1 (41–82 m)	3
02 Juillet 2013	A1 B2 C1 D0 (11–36 m)	3
03 Juillet 2013	A1 B2 C1 D0 (11–36 m)	3

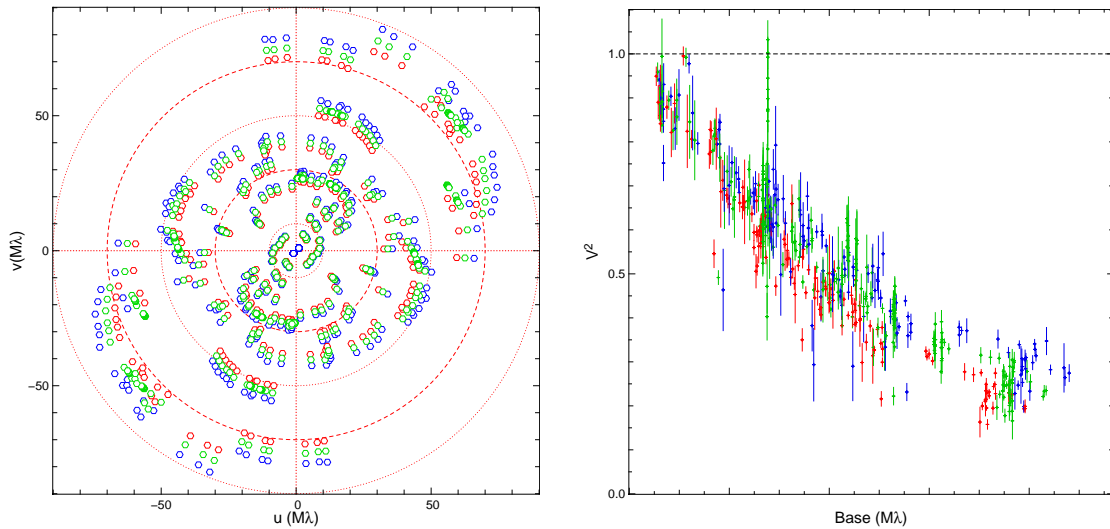
Tableau 7.2 – Résumé des observations de HD 142527 par PIONIER. Pour chaque observation, la date, la configuration des ATs et le nombre de canaux spectraux sont donnés.

visibilité ininterrompu entre 10 et 130 mètres (figure 7.3b). Une caractéristique de ce profil de visibilité est la variation des visibilitées en fonction de la dispersion spectrale des données, les données à courte longueur d'onde ayant une plus grande visibilité que les autres, et ce pour n'importe quelle base.

Cet effet de "virgule" (Kluska et al. 2014) est expliqué simplement par le fait que les flux provenant de l'étoile et du disque sont du même ordre de grandeur en bande H. Le côté "bleu" (à courtes longueurs d'onde) de cette bande est dominé par l'émission de l'étoile non résolue, tandis que la contribution du disque (partiellement) résolu est plus importante à plus grande longueur d'onde, réduisant les visibilitées.

Les données MIDI pour cet objet sont elles aussi conséquentes, avec 8 jeux de données provenant de 3 nuits d'observations entre le 22 et le 27 juin 2005<sup>1</sup>. Les profils de visibilité, ainsi que les dates de ces observations, la base et l'orientation des télescopes sont présentées dans la figure 7.4. Le jeu de données pour l'observation du 26 juin avec la base de 30 mètres a une trop grande variation pour que celle-ci soit mise sur le compte du changement d'orientation (qui est de 7 degrés entre les observations de cette nuit-là); ce jeu de données est considéré comme ayant donc un problème de calibration.

1. Program ID : 075.C-0200(D) (PI : A. Dutrey).



(a) Plan  $(u, v)$  des données obtenues par PIONIER pour HD 142527. Les différentes couleurs représentent les longueurs d'onde des observations : bleu pour  $\lambda \approx 1.55$ , vert pour  $\lambda \approx 1.65$  et rouge pour  $\lambda \approx 1.75 \mu\text{m}$

(b) Profil de visibilité de HD 142527. Le code couleur est le même que pour la figure 7.3a. La dépendance spectrale des données est particulièrement visible à grande base.

FIGURE 7.3 – Plan  $(u, v)$  et profil de visibilité de HD 142527.

## 7.3 La modélisation des parties internes de HD 142527

### Contraintes et paramètres fixés

La distance de HD 142527 est fixée comme étant égale à 145 pc, d'après la discussion de [Verhoeff et al. \(2011\)](#). L'étoile centrale du modèle a son type spectral fixé à F6III, d'après les observations de [Houk \(1978\)](#) tandis que son rayon est laissé libre.

La contribution directe du compagnon au flux de l'environnement est considérée comme négligeable. En effet la première détection de celui-ci dérive un rapport de flux égal à  $0.016 \pm 0.007$ ,  $0.012 \pm 0.008$  et  $0.0086 \pm 0.0011$  dans les bandes H, K et L', respectivement. La seconde (et pour l'instant dernière) observation dérive elle des rapports de flux en bande R et dans la raie  $H\alpha$  encore plus faibles, étant de  $0.001 \pm 2 \times 10^{-4}$  et  $0.003 \pm 5 \times 10^{-4}$  respectivement ([Close et al. 2014](#)).

Le disque interne a peu de contraintes, celles-ci étant limitées par la résolution de l'instrument et/ou l'éclat de l'étoile centrale. Comme présenté précédemment, les observations de [Avenhaus et al. \(2014\)](#) ne détectent pas de lumière diffusée au-delà des premières 15 ua, et cette estimation est une limite haute à cause de l'éclat de l'étoile centrale. Les observations VISIR de [Verhoeff et al. \(2011\)](#) montrent néanmoins que l'émission thermique du disque s'étend au-delà de cette limite, jusqu'à 30 ua de l'étoile. La cristallinité du disque est contrainte par décomposition spectrale ([Juhász et al. 2010](#); [van Boekel et al. 2005](#)) et modélisation de la SED ([Verhoeff et al. 2011](#)), et oscille entre 15 et 23%. Ces contraintes permettent donc de déterminer un modèle de disque interne s'étendant jusqu'à 15 ua au maximum, puis ayant une partie "cachée", ou du moins ne diffusant pas la lumière stellaire. Un dernier paramètre contraint pour le disque interne

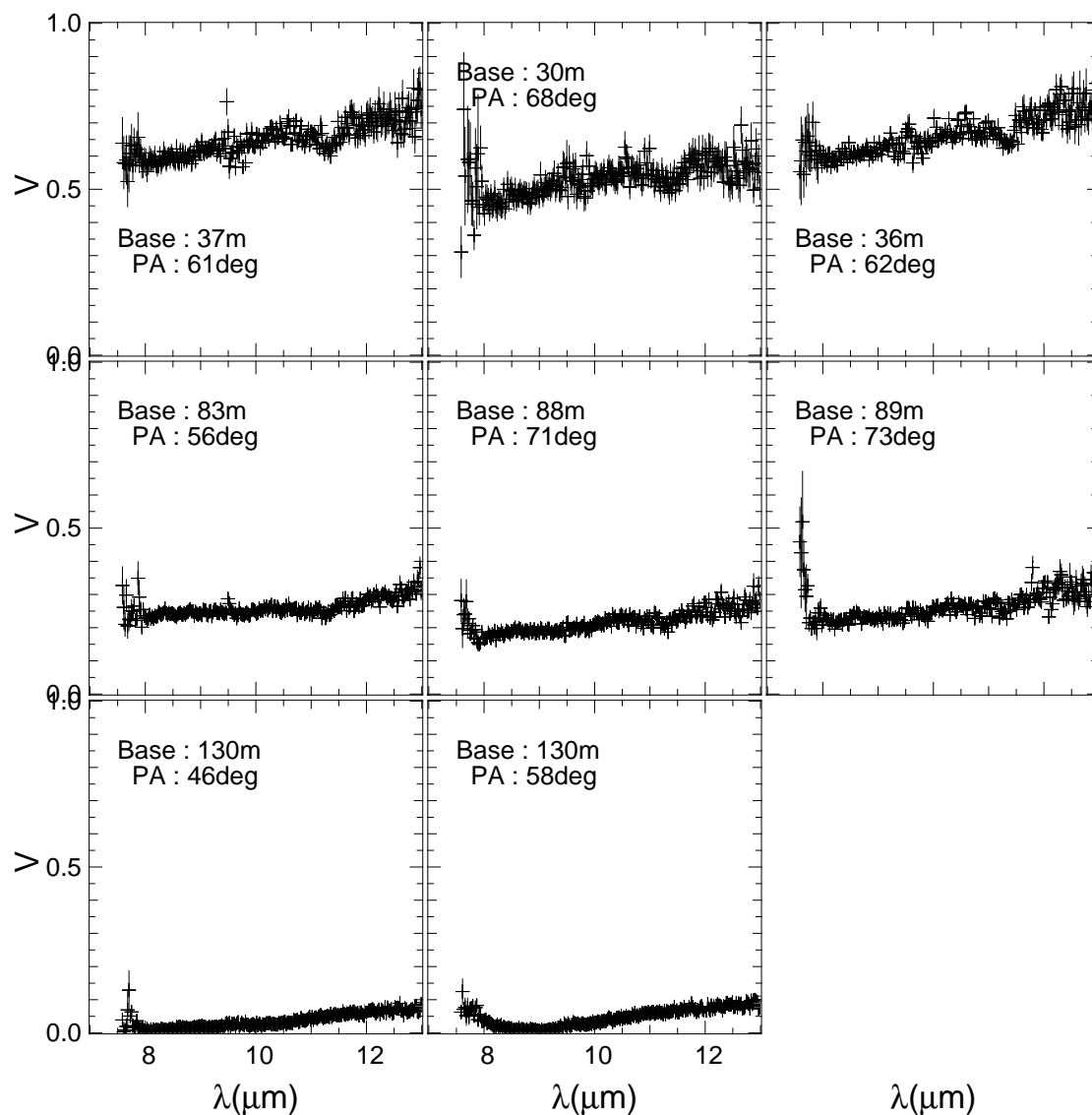


FIGURE 7.4 – profils de visibilité obtenus par l’instrument MIDI en fonction de la longueur d’onde, pour différentes bases et orientations. La première rangée de données a été obtenue le 26 Juin 2005, la rangée du milieu provient d’observations faites le 27 et la dernière rangée le 22.

est son émission dans le domaine millimétrique. Celle-ci est contrainte par les observations de [Fukagawa et al. \(2013\)](#) à 0.9 mm qui trouve un flux de  $2.3 \pm 0.2$  mJy ; le disque interne du modèle devra donc être cohérent avec cette valeur.

Les deux seules contraintes fortes concernant le disque externe sont son bord interne et sa masse. Le bord interne est fixé à 130 ua d’après les différentes observations du système en lumière diffusée et dans le domaine millimétrique. La masse est elle aussi contrainte par la photométrie de HD 142527 dans le domaine millimétrique.

La taille des grains de poussière composant le disque externe est contrainte par la polarisation de celui-ci, variant entre 10 et 25% suivant la région du disque externe observée ; les travaux de [Canovas et al. \(2013\)](#) suggèrent que la taille de ces grains de

poussières doit être de l'ordre de quelques microns pour permettre une telle polarisation.

## Le disque interne vu par PIONIER

Le disque interne a été modélisé dans un premier temps en ne tenant compte que des données PIONIER et de la SED. Un premier modèle a été créé, comprenant une seule zone s'étendant entre le bord de sublimation – environ 0.35 ua – et un rayon externe laissé libre. Ce disque interne est composé d'une mixture de silicates amorphes et cristallins dont le ratio est de 80/20 pour être en accord avec les analyses par décomposition spectrale. Ce premier modèle nous apprend une caractéristique intéressante sur le bord interne de HD 142527. En effet, les données interférométriques simulées par le modèle, visibles dans la figure 7.5, sont caractérisées par un minimum à environ  $35 M\lambda$ , suivi par des oscillations à plus grandes bases, tandis que la valeur absolue des clôtures de phase augmente aussi à partir de cette base. Ces différents profils sont le signe que le bord interne du modèle est résolu, ce qui permet de déduire que celui de HD142527 se trouve plus proche de l'étoile que le rayon de sublimation à 1500 K.

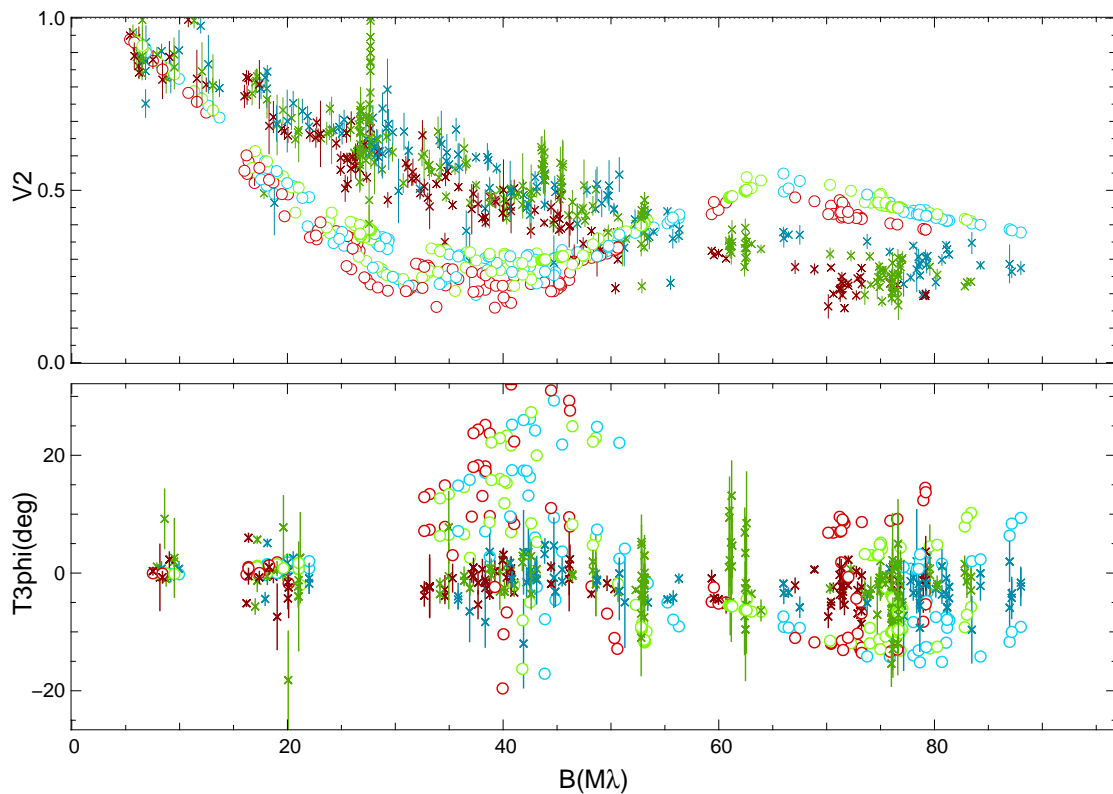


FIGURE 7.5 – profil de visibilité (figure du haut) et clôtures de phase (figures du bas) provenant des observations avec PIONIER, ajustement par un modèle de HD 142527 dans le cas où le bord interne du disque interne est situé au rayon de sublimation. Les différentes couleurs représentent les longueurs d'ondes des données et de l'ajustement : bleu pour  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ , vert pour  $\lambda \approx 1.65 \mu\text{m}$  et rouge pour  $\lambda \approx 1.75 \mu\text{m}$  les différentes couleurs

Le bord interne du modèle a donc été amené à 0.2 ua de l'étoile par ajustement

des données interférométriques. À cette distance, la température de la poussière est de 2000K, supérieure à la température de sublimation des grains de silicates. Pour prendre en compte la composition différente du bord interne, une seconde zone a été ajoutée ; celle-ci s'étend de 0.20 à 0.35 ua et est composée de grains de carbone, bien que la composition réelle ne soit pas du tout contrainte. L'ajustement des données PIONIER avec ce nouveau modèle est présenté dans la figure 7.6.

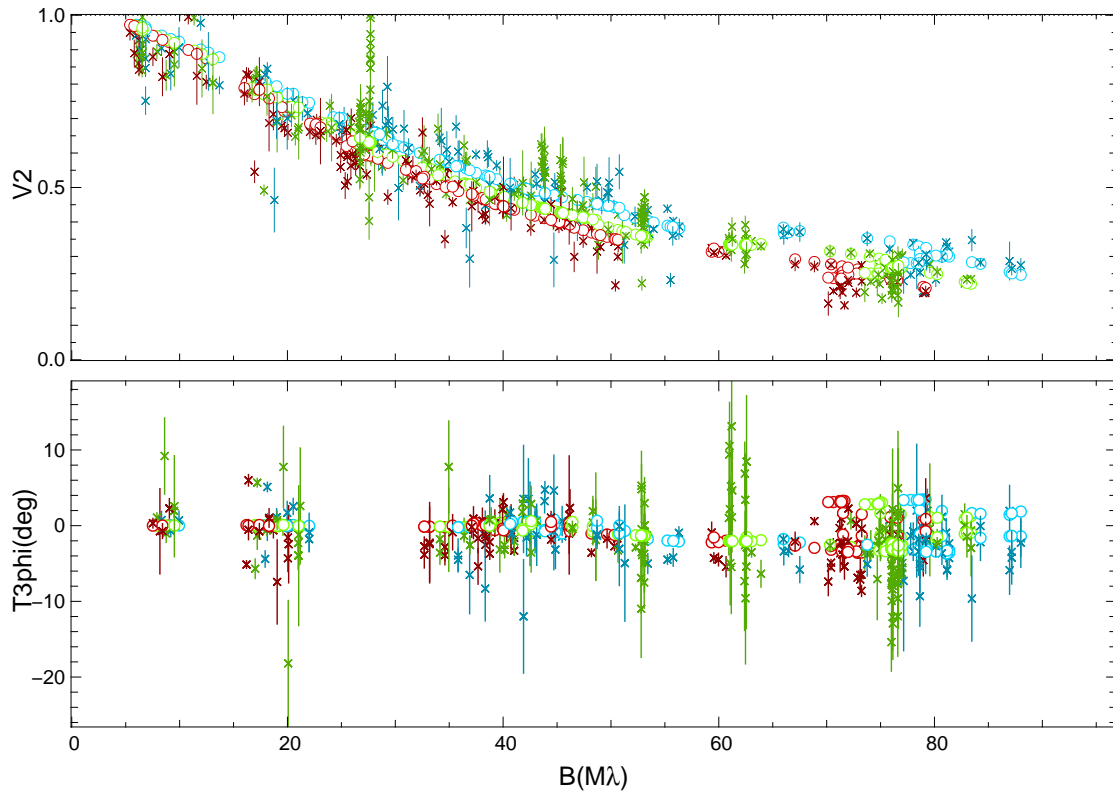
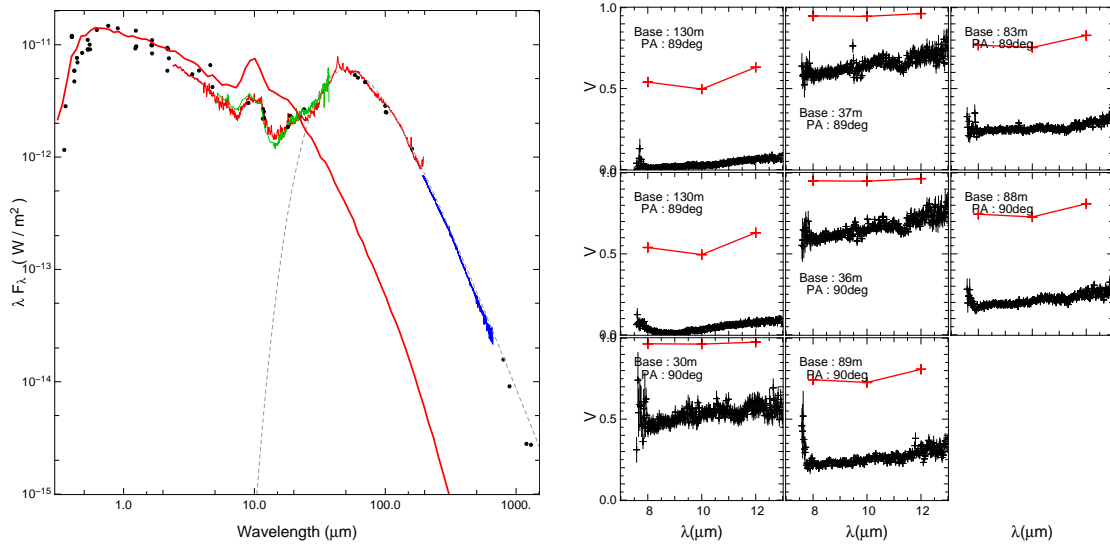


FIGURE 7.6 – Ajustement des données PIONIER par un premier modèle de disque interne s'étendant entre 0.2 et 2.5ua.

Le modèle de disque interne est donc composé pour l'instant d'un bord interne composé de grains réfractaires, s'étendant de 0.2 à 0.35 ua, et d'un disque composé de silicates s'étendant au-delà. L'ajustement des données PIONIER et de la SED permet de contraindre le coefficient d'évasement à 1.2 et son inclinaison à environ  $25^\circ$ , ce qui est en accord avec les valeurs d'inclinaison trouvées dans la littérature. La masse du disque est estimée à environ  $5 \times 10^{-6}$  masse solaire par l'ajustement du point de photométrie à  $850 \mu\text{m}$ , ce qui est cohérent avec l'estimation faite par [Fukagawa et al. \(2013\)](#) ; avec cette masse, l'ajustement de la SED limite cependant le rayon externe du disque interne à 2.5 ua au maximum, sous peine d'avoir un excès de flux important entre 10 et  $30 \mu\text{m}$ , comme nous pouvons le voir dans la figure 7.7a pour un disque interne s'étendant jusqu'à 4 ua.

Avec cette limite, et en incluant le disque externe, l'ajustement de la SED est bon, à part pour la seconde bosse des silicates à  $20 \mu\text{m}$  qui n'est pas reproduite. Cette bande



(a) Ajustement de la SED de HD 142527 par un disque interne s'étendant jusqu'à 4 ua.

(b) Ajustement des données MIDI par le même modèle de disque interne que dans la figure 7.6.

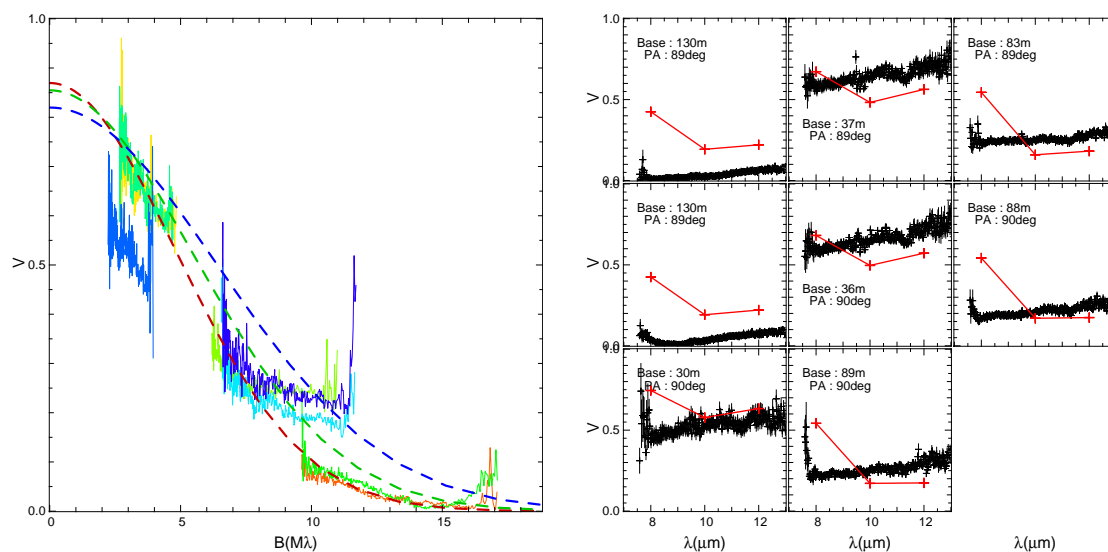
FIGURE 7.7 – Ajustement de la SED avec le modèle de disque interne étendu, et des données MIDI avec le modèle de disque interne normal.

d'émission étant typiquement et majoritairement émises par les zones situées à environ 10 ua (Kessler-Silacci et al. 2006), la petitesse du disque peut expliquer ce déficit. Ce premier modèle ne permet pas non plus de reproduire les données MIDI, les visibilités simulées étant trop grandes (et le modèle donc trop peu résolu) par rapport aux données (figure 7.7b). Il faut donc un modèle de disque avec une brillance de surface plus étendue, sans augmenter l'excès en infrarouge moyen.

## Le disque interne vu par MIDI

L'apport des données MIDI dans la modélisation du disque interne permet d'augmenter le nombre de contraintes sur sa structure tout en donnant une vue d'ensemble toujours plus complexe des parties internes de HD 142527. Ces données sont en effet caractérisées par une forte décroissance des visibilités en fonction de la base quelle que soit la longueur d'onde, comme nous pouvons le voir dans la figure 7.8a. Un ajustement de ces profils de visibilité par un modèle simple de gaussienne et de fond diffus permet d'obtenir un bon ajustement, bien qu'un modèle unique ne permette pas d'ajuster toutes les longueurs d'onde. Les caractéristiques des modèles utilisés sont toutefois similaires pour les ajustements entre 8 et 12  $\mu\text{m}$ , avec une largeur à mi-hauteur du profil gaussien variant entre 12 et 16 mas (soit environ 2.5 ua à 145 pc), et la contribution du fond diffus entre 22 et 15% du flux de la gaussienne respectivement.

La faible variation de la taille du modèle gaussien laisse à penser que l'émission en infrarouge moyen du disque est très localisée. Cette zone d'émission ne peut être le disque interne modélisé précédemment, son profil de brillance de surface étant trop peu étendu. Augmenter la taille de ce disque interne ne permet pas d'améliorer l'ajus-



(a) profils de visibilité en fonction de la base des différentes observations de HD 142527 par MIDI (courbes de couleurs). Les courbes hachurées représentent différents modèles simples de gaussiennes avec un fond diffus permettant d'ajuster les données MIDI à environ 8, 10 et 12  $\mu m$  (courbe bleue, verte et rouge respectivement).

(b) profils de visibilité du modèle de disque interne étendu, et données MIDI, en fonction de la longueur d'onde et pour chaque base.

FIGURE 7.8 – Ajustement des données MIDI avec le modèle de disque interne, et un modèle simple de gaussienne.

tement des données disponibles. En effet, en plus de créer un excès important dans la SED (comme nous l'avons déjà vu dans la figure 7.7a), l'étendue du disque crée un effet de virgule important sur toutes les bases comme nous pouvons le voir dans la figure 7.8b.

Un disque "intermédiaire" a donc été ajouté au modèle de HD 142527 afin de pouvoir ajuster ces données. Ce disque intermédiaire doit idéalement être responsable de l'émission du système en infrarouge moyen tandis que sa contribution en infrarouge proche doit être minimale, sinon négligeable.

L'ajustement des données MIDI permet de fixer le rayon interne de ce disque intermédiaire à 1.25 ua. Le coefficient d'évasement du disque intermédiaire doit être inférieur à 1, afin d'éviter un excès de flux à 20  $\mu m$  et pour avoir une émission en moyen infrarouge très localisée pour l'ajustement des données MIDI. Celui-ci est donc fixé à 0.8, cette valeur n'étant pas contrainte. Ce disque plat ne permet cependant pas d'ajuster la bosse de silicates à 20  $\mu m$ . Ce manque d'émission des régions externes du disque intermédiaire ne permet pas non plus de contraindre son bord externe, celui-ci pouvant être fixé à 3 ou 15 ua sans changement sur les données. Le rayon externe du disque intermédiaire est donc fixé à 5ua.

Le rayon interne du disque intermédiaire pose une limite au rayon externe du disque



interne. Celui-ci n'est que très légèrement contraint par les données disponibles, le disque interne devant émettre le moins possible en infrarouge moyen tout en dominant la bande H. Ce rayon externe est donc fixé à 0.5 ua, bien que le faire varier entre 0.2 et 1 ua ne produise pas de changements majeurs dans l'ajustement des données disponibles.

La masse totale des parties internes est majoritairement comprise dans ce disque intermédiaire (qui a donc une masse de  $5 \times 10^{-6} M_{\odot}$  d'après l'ajustement du point de photométrie à 0.9 mm); la masse du disque interne est réduite à  $10^{-9} M_{\odot}$  mais n'est que peu contrainte par les données MIDI et peut varier d'un facteur 10 sans affecter l'ajustement des données disponibles.

L'échelle de hauteur du disque intermédiaire est légèrement plus grande que celle du disque interne, afin de pouvoir être (partiellement) illuminé directement par l'étoile centrale. Dans le cas contraire, le disque intermédiaire serait complètement dans l'ombre du disque interne et ne contribuerait que mineuremment au flux en infrarouge moyen.

Afin d'ajuster la SED et les données interférométriques, les paramètres de l'étoile et de l'extinction diffèrent des valeurs de [Verhoeff et al. \(2011\)](#). L'extinction passe ainsi à 0.8 magnitude et le rayon de l'étoile à 3.4 rayons solaires. Les valeurs d'extinction sont cohérentes avec la plage de valeurs estimées, qui vont de 0 ([Bailer-Jones 2011](#)) à 1.49 ([van den Ancker et al. 1998](#)) magnitudes.

Les ajustements des données interférométriques provenant des instruments MIDI et PIONIER par le modèle final des parties internes sont présentés dans les figures 7.9 et 7.10, tandis que l'ajustement de la SED (par le modèle final comprenant le disque externe) est présenté dans la figure 7.11.

Comme nous pouvons le voir, ce modèle final à deux disques (dans les parties internes) permet d'ajuster plus ou moins la SED ainsi que les données interférométriques provenant des instruments MIDI et PIONIER. Ces ajustements présentent cependant des déviations visibles par rapport aux données disponibles :

- Le profil de visibilité du modèle en bande H permet d'ajuster les visibilités à courtes ( $<15 M\lambda$ ) et longues ( $>60 M\lambda$ ) bases mais sont supérieures aux données PIONIER entre ces deux limites. Ceci est expliqué par le fait que les parties externes du disque interne sont trop peu lumineuses et contribuent donc peu aux visibilités à courte base. Le disque intermédiaire est lui résolu à courtes bases, environ  $20 M\lambda$ ; son profil de visibilité oscille donc et remonte à cette séparation (avant de se stabiliser à plus grandes bases) ce qui explique le plateau visible vers  $20 M\lambda$ . Une solution pour réduire la déviation du modèle par rapport aux visibilités PIONIER serait de rendre le disque interne plus évasé et/ou légèrement plus étendu. Néanmoins cette solution a une répercussion directe sur les données MIDI, avec un effet de virgule plus important que celui déjà présent.
- Les profils de visibilité du modèle entre 8 et  $12 \mu\text{m}$  ont des valeurs plus grandes que les données MIDI ajustées à courte base. Cette déviation peut être expliquée par le fait que l'émission du disque intermédiaire est localisée sur son bord interne du fait de sa structure plate. Augmenter le coefficient d'évasement au-delà de 1 (pour avoir des résultats visibles) du disque intermédiaire permet de réduire

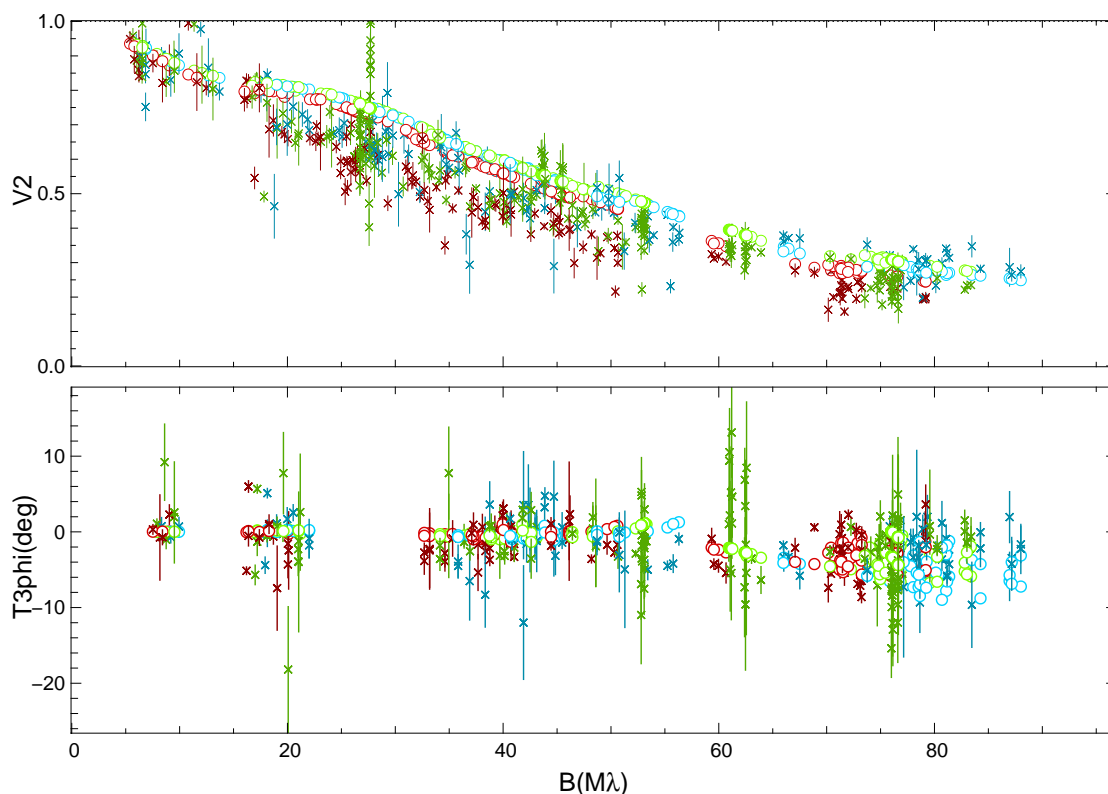


FIGURE 7.9 – profils de visibilité du modèle des parties internes de HD 142527 (disque interne et intermédiaire) en fonction de la base. Comme pour la figure 7.6, les croix représentent les données et les ronds les visibilités du modèle, tandis que les différentes couleurs donnent la longueur d'onde de chaque visibilité : bleu pour  $\lambda \approx 1.55\mu\text{m}$ , vert pour  $\lambda \approx 1.65\mu\text{m}$  et rouge pour  $\lambda \approx 1.75\mu\text{m}$ .

cette différence entre le modèle et les données mais résulte en un large excès en infrarouge moyen recouvrant les bosses de silicates et le "creux" de la SED à  $15\mu\text{m}$ .

- La SED du modèle final (en considérant le disque externe) ne permet pas d'ajuster la seconde bosse de silicates à  $20\mu\text{m}$ . Le disque intermédiaire doit donc d'être plus lumineux à ces longueurs d'onde sans devoir changer le coefficient d'évasement. Une solution possible serait l'ajout d'un troisième disque dans les parties internes, situé aux environs de HD 142527 B, plus froid de par sa séparation de l'étoile centrale et donc émettant à plus grande longueur d'onde que le disque intermédiaire. Un tel disque pourrait aussi permettre d'améliorer l'ajustement des données MIDI, son émission entre  $8$  et  $12\mu\text{m}$  et la lumière stellaire diffusée pouvant réduire les visibilités à courtes bases. Ce modèle (qui porterait le nombre de zones du disque à 6) n'a cependant pas encore été testé.

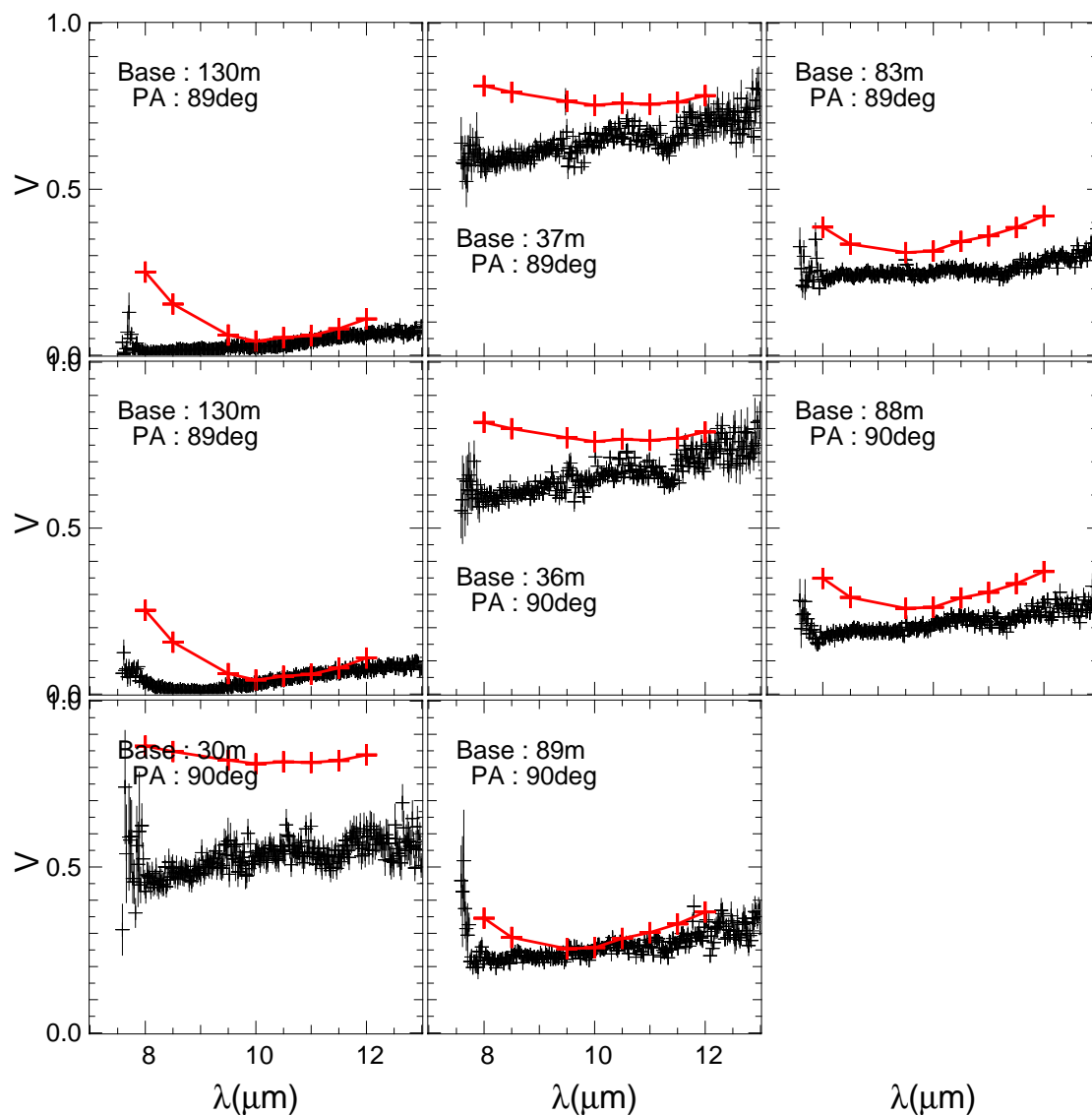


FIGURE 7.10 – profils de visibilité du modèle (lignes et croix rouges) des parties internes HD142527 (disques interne et intermédiaire) et données MIDI (croix noires), en fonction de la longueur d’onde et pour chaque base.

## La modélisation du disque externe

Après la modélisation du disque interne, celle du disque externe est plus aisée, seule la SED et les images en lumière diffusée étant prises en compte pour contraindre le modèle, tandis que les champs de vue de PIONIER et MIDI sont trop petits pour pouvoir observer le disque externe. De plus la modélisation du disque par un modèle axisymétrique ignore les spirales, le décalage du disque et la densité en fer à cheval de celui-ci.

Le rayon interne du disque externe est fixé à 130 ua pour être en accord avec le rayon moyen observé dans les images en lumière diffusée et l’ajustement de la SED. Le rayon externe est lui fixé à 500 ua, contraint aussi par les images en lumière diffusée, bien que le disque soit détecté par les raies de CO jusqu’à 600 ua (Christiaens et al.

2014); cette observation n’apporte cependant que des différences minimales sur le flux du modèle dans le domaine millimétrique. Un premier ajustement du disque externe de HD 142527 avec des grains millimétriques donne des résultats peu concluants ; En effet, ce modèle de disque est trop froid, présentant un déficit important à  $100 \mu\text{m}$  et moins, mais est en accord avec les flux et la pente dans le domaine millimétrique. À l’inverse, un disque de grains micrométriques permet d’ajuster l’intervalle spectral entre  $50$  et  $100 \mu\text{m}$  environ, mais pas au-delà. Un disque externe à deux zones a donc été créé pour ajuster les données dans le domaine (sub)millimétrique ce qui amène à 5 le nombre de zones de ce modèle. La masse de la poussière du disque externe (et donc la masse de l’environnement de HD142527) est contrainte par les données millimétriques à environ  $1.1 \times 10^{-3} M_{\odot}$  ce qui est cohérent avec les valeurs trouvées par les précédentes modélisations ( $10^{-3} M_{\odot}$ , Verhoeff et al. (2011)) et observations ( $0.9 \times 10^{-3} M_{\odot}$ , Fukagawa et al. (2013)).

La SED du modèle final est présentée dans la figure 7.11, tandis que les paramètres du modèle sont dans le tableau 7.3. Les ajustements des données MIDI et PIONIER ne sont pas influencés par le disque externe ; l’ajustement de ces données par le modèle final a donc déjà été présenté dans les figures 7.9 et 7.10. La figure 7.12 présente quant à elle le schéma de ce modèle complexe.

paramètre		valeur				
distance	[pc]	145				
$R_{\star}$	[ $R_{\odot}$ ]	3.4				
$T_{\star}$	[K]	6250				
$A_v$	[mag.]	0.8				
i	[°]	25				
		disque interne			disque externe	
$R_{in}$	[ua]	0.17	0.35	1.25	130	135
$R_{ext}$	[ua]	0.35	0.5	5	500	500
$M_{disque}$	[ $M_{\odot}$ ]	$10^{-9}$	$10^{-9}$	$5 \times 10^{-6}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$
$\beta$		1.2	1.2	0.8	0.8	0.8
$r_0$	[ua]	0.35	0.35	1.25	130	130
$H_{r_0}$	[ua]	0.025	0.025	0.095	50	45
$\rho$		-1	-1	-1	-1	-1
taille	[ $\mu\text{m}$ ]	0.1-1	0.1-1	0.1-1	2.5-6	300-1800
composition		carbone	silicate (80% amorphes, 20% cristallins)			

Tableau 7.3 – Paramètres du modèle à 5 zones de HD 142527.

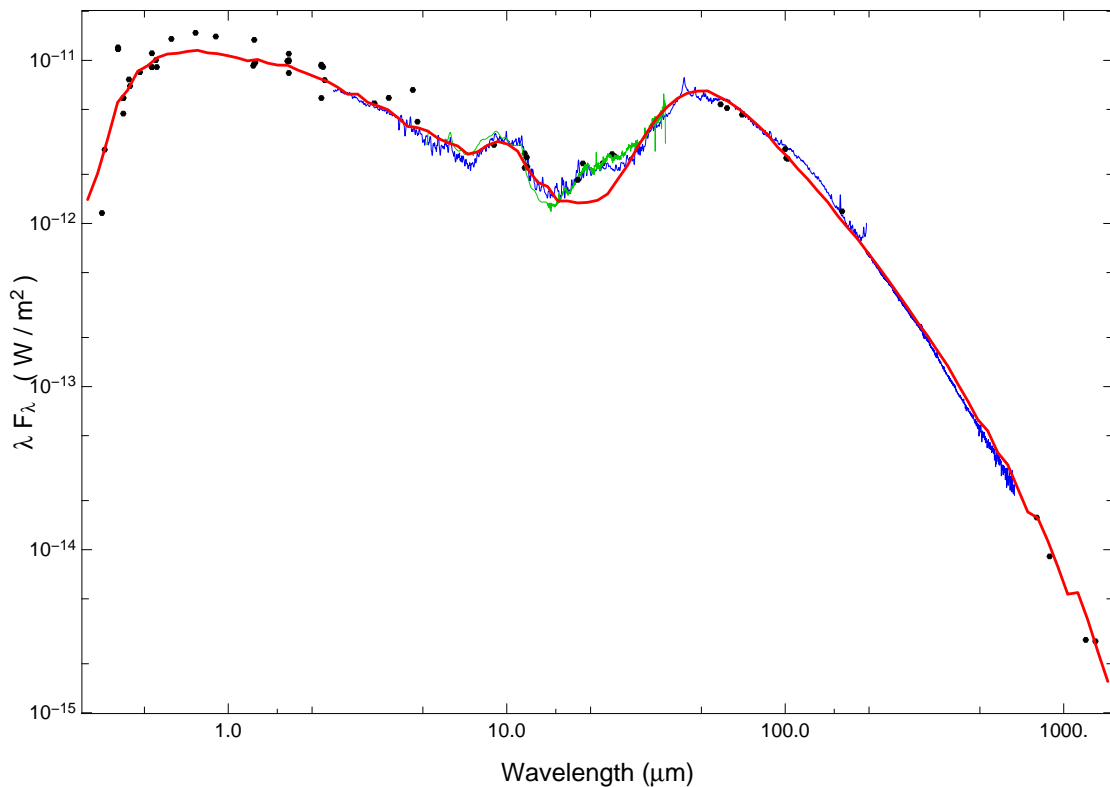


FIGURE 7.11 – SED du modèle de HD 142527. Les points noirs sont les différents points de photométrie et la courbe en vert est le spectre IRS. La courbe bleue entre 2 et 200  $\mu\text{m}$  est le spectre ISO et celle entre 200 et 600  $\mu\text{m}$  est le spectre SPIRE. Finalement la courbe rouge est la SED du modèle présenté dans ce chapitre et la courbe grise la SED de la photosphère.

## 7.4 En conclusion : les limites du modèle axisymétrique

Ce chapitre a porté sur la modélisation de l'environnement de l'étoile HD 142527. Cette modélisation a été effectuée par l'ajustement de la SED, de 17 jeux de données provenant de l'instrument PIONIER et de 8 jeux de données provenant de MIDI ; des contraintes venant d'images en lumière diffusée ont également été prises en compte. Des modélisations de cet objet ont été présentées auparavant, mais avec moins de données disponibles.

Le modèle final présenté dans ce chapitre présente un environnement complexe autour de HD 142527, qui est constitué (pour le modèle) d'un disque interne proche de l'étoile, d'un disque intermédiaire situé dans les premières unités astronomiques, et d'un disque externe, massif, et dont le bord interne est contraint à environ 130 ua par les images en lumière diffusée. L'étoile est elle modélisée par un modèle de Kurucz dont la température est de 6250K.

Les données PIONIER sont majoritairement ajustées par le disque interne, dont le bord interne est plus proche de l'étoile que le bord de sublimation des grains de silicates. La composition des grains de cette zone proche de l'étoile doit pouvoir supporter

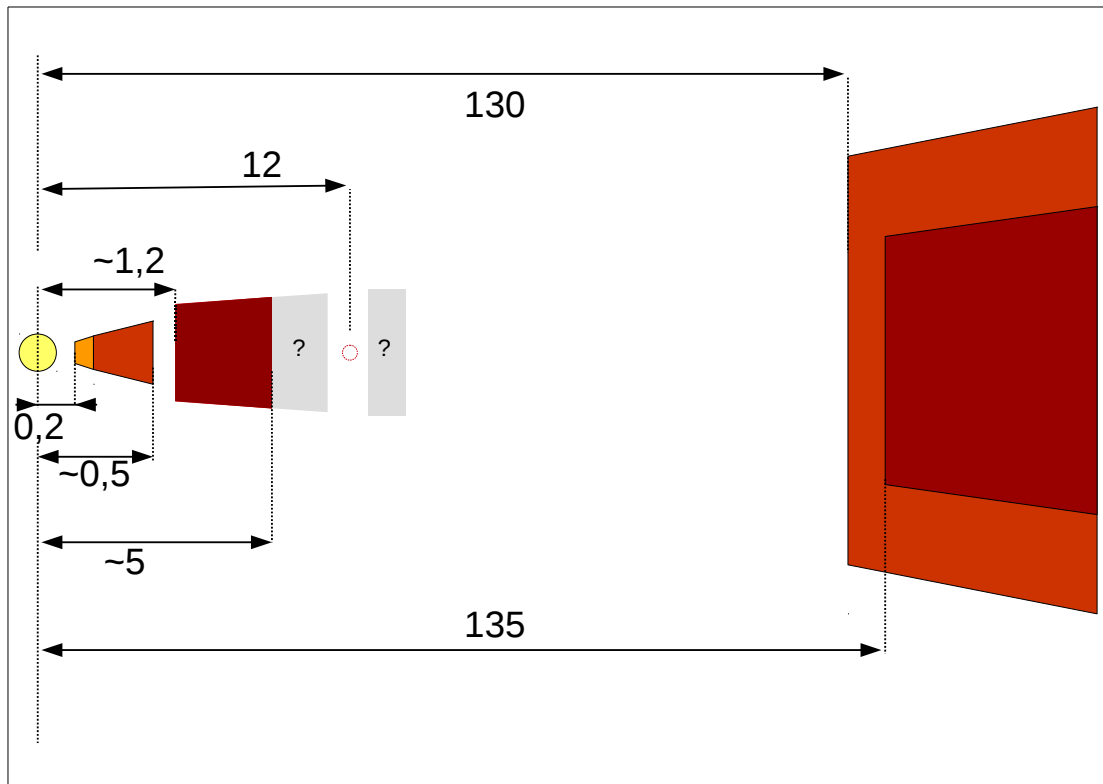


FIGURE 7.12 – Schéma du modèle de HD142527 utilisé dans ce chapitre. Toutes les distances sont en unités astronomiques. Le compagnon de HD 142527, présenté par le rond rouge, n'est pas pris en compte dans ce modèle. De la même manière, les carrés en gris avec les points d'interrogations sont des pistes à tester pour l'ajustement de la SED à  $20 \mu\text{m}$ .

des température montant jusqu'à 2000K ; des grains de carbone composent donc cette zone bien que la composition ne soit pas contrainte et que des grains de fer (ou d'autre composition supportant de telles températures) puissent être présents. Ce modèle de disque interne permet un ajustement acceptable (avec la contribution du disque intermédiaire) des données PIONIER. Néanmoins, l'ajustement n'est pas parfait : en effet le profil de visibilité du modèle est trop peu résolu vers  $15M\lambda$  par rapport aux données, indiquant que les parties externes du disque interne sont trop peu lumineuses ou celui-ci trop peu étendu. Augmenter la luminosité des parties externes du disque interne résulte en un moins bon ajustement des données MIDI et en un excès important de la SED entre 8 et  $40 \mu\text{m}$  ;

Le disque intermédiaire est situé à 1.25 ua et est plat, afin de limiter l'effet de virgule dans l'ajustement des données MIDI et l'émission vers  $20 \mu\text{m}$ . Ce disque intermédiaire permet d'ajuster les données MIDI ainsi que la SED jusqu'à la première bosse de silicates à  $10 \mu\text{m}$ . L'émission du disque interne en bande N est cependant non négligeable, et l'effet de virgule est visible à courtes longueurs d'onde et faibles visibilités. Diminuer l'échelle de hauteur ou l'étendue du disque interne permet d'améliorer l'ajustement des données MIDI, mais avec des répercussions négatives sur l'ajuste-

ment des données PIONIER. La platitude du disque intermédiaire fait que l'émission en infrarouge moyen provient en grande majorité de son bord interne. Si cette structure plate est requise pour limiter l'effet de virgule, cela empêche l'ajustement de la seconde bosse de silicates à  $20 \mu\text{m}$ , que le rayon externe de ce disque soit fixé à 5 ou 30 ua. Augmenter l'évasement du disque ne permet pas d'ajuster la SED, le modèle présentant un excès important entre 10 et  $30 \mu\text{m}$ . De même, cette structure plate du disque intermédiaire empêche d'estimer son rayon externe, les parties externes contribuant de manière négligeable à la SED et aux données interférométriques.

Le disque externe du modèle permet d'ajuster l'excès visible en infrarouge lointain et dans le domaine submillimétrique. Afin d'ajuster la pente millimétrique et l'excès infrarouge, celui-ci est composé d'une zone médiane composée de grains millimétriques et d'une zone de surface avec des grains micrométriques. Que ce soit pour les parties internes ou le disque externe, les efforts de modélisation de la minéralogie furent portés exclusivement sur la bosse des silicates à 10 et  $20 \mu\text{m}$ . Les raies d'émission causées par la glace d'eau du disque externe ou par les PAH ont donc été (pour le moment) ignorées.

Le modèle de disque axisymétrique utilisé pour cette étoile – et dans les chapitres précédents – permet donc un ajustement acceptable des données disponibles. Néanmoins, ce disque ne permet pas d'ajuster la bosse de silicates à  $20 \mu\text{m}$  et l'étendue du disque interne contrainte par les images de l'instrument VISIR à  $18 \mu\text{m}$ . Cette image montre que les parties internes de HD 142527 doivent s'étendre jusqu'à un rayon d'environ 30 ua, tout en étant invisibles dans les images en lumière diffusée et dans les données radio-interférométrique. Cette invisibilité en lumière diffusée implique que la matière des parties internes situés entre environ 15 et 30 ua est dans l'ombre du disque interne, tandis que sa masse doit être assez faible pour ne pas être détectée dans le domaine radio.

Ce "deuxième" disque intermédiaire est en cours de modélisation avec une variante du modèle actuel, auquel une sixième zone a été ajoutée aux environs du compagnon de HD142527. Ce nombre de zones permet néanmoins de pointer la complexité et la limite de ce modèle axisymétrique tentant de reproduire des données qui ne le sont pas. Ce manque de symétrie centrale a des répercussions assez minimes sur l'ajustement de la SED par le disque externe (à défaut de celui des images en lumière diffusée et dans le domaine radio) ; dans le cas du disque interne, soumis à l'influence du compagnon la question se pose. Des éléments de réponses peuvent être apportés par la reconstruction d'images à partir de données interférométriques. Si cette technique est déjà à l'œuvre avec les données PIONIER, ce sont les données en bande N, sondant les premières unités astronomiques du disque, qui permettront de contraindre la brillance de surface complexe des parties internes de HD 142527. L'installation de MATISSE au VLTI permettra une telle reconstruction d'image, bien que le nombre d'observations nécessaires, et le contraste pouvant être atteint pour parvenir à une image reconstruite de bonne qualité doivent être importants. Les progrès des techniques d'imagerie et des instruments d'optique adaptative ne sont pas non plus à minimiser et permettront de donner une limite toujours plus forte sur la morphologie des parties internes.

Un dernier problème, lié à l'influence du compagnon sur les parties internes, est

celui de la dépendance temporelle, qui est visible dans les différences de photométrie et des spectres ISO et IRS. Cette dépendance temporelle était déjà problématique dans la modélisation du disque de RU Lup avec les variations de luminosité ; les différences entre les spectre ISO et IRS de HD 142527 permettent de voir que le temps n'affecte pas seulement la luminosité du système, mais aussi la structure du disque interne. Une modélisation des données disponibles renvoie donc une "image floutée" de l'environnement de HD 142527, s'ajoutant au problème de symétrie du modèle. Des observations quasi-simultanées de HD 142527 sont donc requises pour avoir un meilleur modèle de cet objet, et donc de tirer des contraintes plus fortes sur sa structure.

Que ces observations quasi-simultanées soit faisables facilement ou pas, les modèles paramétriques ne permettent d'avoir qu'une représentation partielle de la réalité. Ces modèles sont donc plus ou moins vite limités suivant la complexité de l'objet observé, mais permettent tout de même de comprendre (ou du moins d'essayer) sa structure, élément par élément.





# Chapitre 8

## En conclusion...

Mon travail de thèse a porté sur l'observation et la modélisation des parties internes de disques circumstellaires, en particulier ceux entourant les étoiles de type T Tauri. Les régions internes de ces disques sont en effet encore assez mal connues, leurs faibles étendues spatiales ne pouvant être résolues par les techniques d'imagerie conventionnelles. L'interférométrie en infrarouge proche a la résolution nécessaire pour contraindre l'étendue de ces régions ; combinées à d'autres jeux de données provenant de techniques d'observations différentes, ces observations permettent d'obtenir une vue d'ensemble du disque, de son bord interne à son bord externe. Néanmoins, la faible luminosité de la plupart des étoiles de type T Tauri n'a permis jusqu'à récemment l'observation que d'une poignée d'entre elles.

La première partie de ma thèse s'est donc focalisée dans un premier temps sur l'observation d'étoiles de type T Tauri avec l'instrument interférométrique PIONIER. Cette campagne d'observation, limitée par la sensibilité de l'instrument, a permis d'obtenir des données interférométriques sur une vingtaine d'étoiles T Tauri ; le nombre d'étoiles de type T Tauri observées en interférométrie a été multiplié par environ 2 avec ces observations.

Un premier résultat de cette campagne d'observation a été la découverte d'un compagnon stellaire autour de l'étoile WW Cha. Cet objet étant entouré d'un disque, d'autres observations sont effectuées en ce moment afin de contraindre les paramètres orbitaux du compagnon et donc de savoir si celui-ci orbite dans le plan orthogonal au jet de matière du système. L'ajustement des visibilités et de la SED permettra aussi d'estimer la taille du bord interne du disque circumbinaire et de déterminer si celui-ci est coplanaire avec la binaire. Deux binaires proches, V1000 Sco et TWA 3A sont aussi détectées par PIONIER ; comme pour WW Cha, d'autres observations sont nécessaires et prévues pour contraindre les paramètres orbitaux de leur compagnon.

Environ un quart des étoiles observées ont un environnement trop faible pour être détecté par PIONIER ; une estimation du flux relatif maximum de ces environnements a donc été entreprise par l'ajustement des profils de visibilité. Le flux relatif de ces disques en bande H a aussi été estimé par décomposition spectrale des données photométriques ; pour cette technique, une étude sur les biais causés par l'émission du disque et de l'accrétion fut effectuée. Ces deux types d'estimations donnent des résultats similaires pour le flux de l'environnement de ces étoiles et permettent d'apporter des contraintes supplémentaires (faibles pour l'instant) sur les parties internes de ces

disques peu lumineux.

Sur la vingtaine d'étoiles observées, 13 ont leur disque résolu par les observations. La plupart de ces disques présentent une composante lumineuse et étendue qui n'est pas compatible avec l'émission thermique du bord interne. Une première étude avec une simple régression linéaire a permis de déterminer les paramètres du disque influant sur cette composante. J'ai ensuite créé un modèle prenant en compte l'émission thermique du disque et la diffusion de la lumière stellaire par celui-ci. Sans estimation du flux relatif du disque, ce modèle donne des résultats dégénérés ; une estimation du flux du disque par décomposition spectrale a donc aussi été effectuée pour ces objets. Ce modèle composite permet un meilleur ajustement que les modèles "thermiques" pour la majorité des profils de visibilité obtenus ; cela confirme la contribution importante de la diffusion de la lumière dans l'émission du disque en infrarouge proche et la nécessité d'en tenir compte correctement afin d'extraire des informations fiables sur le disque. Il s'agit là d'un résultat statistique important de ma thèse.

Le modèle composite, en plus du meilleur ajustement des données par rapport au modèle d'anneau thermique, donne pour chaque étoile une estimation du rayon interne plus en accord avec le rayon de sublimation attendu ; de plus, il repose sur des mécanismes d'émission connus et nécessitant moins d'hypothèses sur le disque ou de mécanismes *ad-hoc* de troncation de celui-ci que les différents modèles thermiques. Cette corrélation entre le bord interne est le rayon de sublimation est cependant à étendre avec l'observation d'étoiles ayant une plus faible luminosité.

Malgré sa meilleure capacité à ajuster les profils de visibilité, ce modèle ne permet cependant d'estimer que le rayon interne du disque, et est limité par les hypothèses simplificatrices le composant. Pour avoir une vue d'ensemble des disques circumstellaires, une modélisation "complètes" des étoiles observées a été initiée. Ces modélisations se font dans le cadre du projet DIANA et sont effectuées en combinant le maximum de données interférométriques, photométriques et spectroscopiques pour toutes les longueurs d'ondes. Cinq modélisations complètes, effectuées avec le code de transfert radiatif MCFOST, ont été présentées dans la deuxième partie de cette thèse. Ces modélisations vont se poursuivre avec les autres objets observés.

Pour les deux premières étoiles étudiées individuellement, les données PIONIER démontrent l'émission négligeable du disque en bande H ; ces deux étoiles furent donc principalement modélisées par la SED. Le modèle de MY Lup présente cet objet comme un disque de (pre ?)transition ayant une faible masse et débutant à environ deux fois le rayon de sublimation. Le disque de V709 CrA serait lui plus en accord avec un disque de débris, bien que les données spectroscopiques et photométriques en infrarouge moyen ne soient pas compatibles entre elles.

Les 3 autres étoiles jeunes sont caractérisées par des jeux de données de plus en plus importants et diversifiés, ce qui permet d'apporter des contraintes croissantes sur les modèles décrivant ces systèmes.

L'environnement de GQ Lup avait déjà été modélisé dans une étude précédente ; l'ajout et la modélisation de nouvelles données pointent vers un modèle similaire, caractérisé par un important renflement du bord interne. Des modèles de disque comportant un sillon situé juste après le renflement permettent de reproduire également les

données disponibles ; cela est dû au fait que les régions situées juste après le renflement sont dans son ombre et donc émettent très peu.

La modélisation du système RU Lup met en évidence un disque stratifié, où les gros grains se trouvent dans les couches médianes, tandis qu'un important excès UV est originaire de l'étoile. L'existence d'un sillon dans les premières unités astronomiques est possible, mais celui-ci doit être peu étendu pour pouvoir être cohérent avec les données disponibles.

Parmi les jeux de données présentés dans cette thèse, ceux concernant l'étoile HD 142527 sont les plus complets et diversifiés. L'ajustement de ces données laisse entrevoir un environnement particulièrement complexe, avec un disque interne dont le bord interne est chauffé à 2000K par l'étoile, un disque intermédiaire s'étendant jusqu'à environ 5 ua et un disque externe lointain, imposant, massif et stratifié. Malgré la complexité du modèle, celui-ci est incomplet, les données disponibles indiquant l'existence d'un disque s'étendant jusqu'à 30 ua de l'étoile et dans l'ombre des régions internes. Ce dernier objet permet de pointer les limites des modèles paramétriques pour la modélisation des systèmes complexes. Ces modèles sont néanmoins extrêmement utiles comme représentation partielle de la réalité et permettent de comprendre graduellement la structure des disques circumstellaires.

La faible luminosité des étoiles de type T Tauri n'a permis d'observer qu'un échantillon relativement peu nombreux de ces objets avec PIONIER. Le remplacement du détecteur de cet instrument permet un gain de sensibilité et donc l'observation d'un plus grand nombre d'objets. Une campagne d'observation est en cours à l'heure où j'écris ces lignes, une dizaine d'étoiles de magnitudes allant jusqu'à 9 en H ont pu être observées<sup>1</sup>.

L'installation des interféromètres de seconde génération MATISSE et GRAVITY au VLTI permettra d'apporter de nouvelles et nombreuses contraintes sur l'environnement des objets jeunes. L'instrument GRAVITY pourra ainsi observer des objets ayant une magnitude maximum de 16 en bande K ; à titre de comparaison, les naines brunes les plus faibles détectées dans le Taureau ont une magnitude en bande K de 15 environ. Cet instrument pourra donc permettre l'observation d'objets jeunes proches sur toute la gamme des types spectraux, et donc donner des contraintes sur la structure du disque en fonction de l'étoile centrale. L'observation des étoiles et des naines brunes les plus faibles, en plus de contraindre les régions internes de leur disque, permettra de poursuivre l'étude sur la corrélation entre la luminosité de l'étoile et le bord interne du disque pour les étoiles de faible luminosité. Sa résolution spectrale maximum de 4000 lui permettra aussi d'observer les raies de gaz en bande K et donc de contraindre la distribution spatiale du gaz, en plus de celle de la poussière, dans les parties internes des disques circumstellaires.

MATISSE permettra d'associer 4 télescopes pour des observations en bande N, multipliant par 10 le volume de données (visibilités et clôtures de phase confondues) pouvant être actuellement acquises par MIDI. MATISSE devrait avoir la même magnitude limite que MIDI ; seules les étoiles de Herbig et les plus brillantes des étoiles TTauri pourront donc être observées. Les données obtenues par ces deux instruments

---

1. Malgré des problèmes techniques et une météo qui s'acharne contre moi.

pourront être l'objet de reconstructions d'images, comme c'est le cas actuellement avec les données PIONIER pour les étoiles de Herbig ; les images reconstruites provenant des données de ces deux instruments nous donneront une vision complémentaire du bord interne et de la première unité astronomique des disques circumstellaires.

Au-delà du VLTI, des projets d'interféromètres comme le Planet Forming Imager (Kraus et al. 2014) ont pour objectifs de résoudre les disques circumplanétaires. Le nombre de télescopes, la sensibilité et la résolution de ces interféromètre promettent une moisson de données et de résultats sans précédent sur l'environnement des étoiles jeunes.

Les observations plus conventionnelles ne sont pas en reste, avec la mise en place de nouveaux instruments d'optique adaptative extrême et de télescopes toujours plus grands. Les projets les plus attendus sont bien sûr l'ELT et le GMT qui, avec leur diamètre d'environ 30 mètres, permettront d'obtenir des images (avec des instruments d'optique adaptative) d'une finesse inégalée des disques circumstellaires.

Tous ces projets et développements instrumentaux laissent donc augurer des moissons de résultats toujours plus importantes et diversifiées dans les années à venir, qui nous permettront de faire évoluer et compléter notre vision des disques circumstellaires.

# Bibliographie

- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., et al. 2011, *aap*, 535, A68 [26](#)
- Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, *aap*, 426, 151 [13](#)
- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *apj*, 312, 788 [6](#)
- Akeson, R. L., Boden, A. F., Monnier, J. D., et al. 2005a, *apj*, 635, 1173 [29](#), [64](#), [75](#), [113](#)
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., van Belle, G. T., & Creech-Eakman, M. J. 2002, *apj*, 566, 1124 [29](#)
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., van Belle, G. T., Creech-Eakman, M. J., & Lada, E. A. 2000, *apj*, 543, 313 [29](#)
- Akeson, R. L., Walker, C. H., Wood, K., et al. 2005b, *apj*, 622, 440 [29](#)
- Alcalá, J. M., Natta, A., Manara, C. F., et al. 2014, *aap*, 561, A2 [109](#), [145](#)
- Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C., et al. 2013, *mnras*, 429, 1001 [31](#)
- Alencar, S. H. P., Melo, C. H. F., Dullemond, C. P., et al. 2003, *aap*, 409, 1037 [31](#)
- Alexander, R., Pascucci, I., Andrews, S., Armitage, P., & Cieza, L. 2013, ArXiv e-prints [7](#)
- Alfonso-Garzón, J., Domingo, A., Mas-Hesse, J. M., & Giménez, A. 2012, *aap*, 548, A79 [51](#)
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1989, *apjs*, 71, 733 [10](#)
- Ambartsumian, V. 1947, *Acad. Sci. Armenian SSR*, Erevan [4](#)
- Ammons, S. M., Robinson, S. E., Strader, J., et al. 2006, *apj*, 638, 1004 [46](#), [97](#), [102](#), [104](#), [106](#), [108](#), [131](#), [166](#)
- Anderson, E. & Francis, C. 2012, *Astronomy Letters*, 38, 331 [102](#), [145](#), [166](#)
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *apj*, 406, 122 [5](#)
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, *apj*, 700, 1502 [107](#)

- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2010, *apj*, 723, 1241 [31](#)
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., et al. 2012, *apj*, 744, 162 [96](#)
- Appenzeller, I., Krautter, J., & Jankovics, I. 1983, *aaps*, 53, 291 [101](#)
- Appenzeller, I., Oestreicher, R., & Jankovics, I. 1984, *aap*, 141, 108 [4](#)
- Artemenko, S. A., Grankin, K. N., & Petrov, P. P. 2012, *Astronomy Letters*, 38, 783 [31](#)
- Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1994, *apj*, 421, 651 [164](#)
- Avenhaus, H., Quanz, S. P., Schmid, H. M., et al. 2014, *apj*, 781, 87 [ix](#), [164](#), [168](#)
- Bailer-Jones, C. A. L. 2011, *mnras*, 411, 435 [98](#), [99](#), [174](#)
- Bailey, J. A. 1998, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 3355, *Optical Astronomical Instrumentation*, ed. S. D’Odrico, 932–939 [147](#)
- Basri, G. & Batalha, C. 1990, *apj*, 363, 654 [107](#)
- Bast, J. E., Brown, J. M., Herczeg, G. J., van Dishoeck, E. F., & Pontoppidan, K. M. 2011, *aap*, 527, A119 [31](#)
- Beckwith, S., Skrutskie, M. F., Zuckerman, B., & Dyck, H. M. 1984, *apj*, 287, 793 [63](#), [64](#)
- Benisty, M., Renard, S., Natta, A., et al. 2011, *aap*, 531, A84 [22](#)
- Bertout, C., Basri, G., & Bouvier, J. 1988, *apj*, 330, 350 [9](#)
- Biller, B., Lacour, S., Juhász, A., et al. 2012, *apjl*, 753, L38 [164](#)
- Bodenheimer, P. 1965, *apj*, 142, 451 [4](#)
- Broeg, C., Schmidt, T. O. B., Guenther, E., et al. 2007, *aap*, 468, 1039 [133](#), [134](#), [135](#)
- Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D’Alessio, P. 1991, *apj*, 380, 617 [10](#)
- Canovas, H., Ménard, F., Hales, A., et al. 2013, *aap*, 556, A123 [169](#)
- Carmona, A., van den Ancker, M. E., & Henning, T. 2007, *aap*, 464, 687 [97](#), [108](#)
- Casassus, S., Perez M., S., Jordán, A., et al. 2012, *apjl*, 754, L31 [163](#)
- Casassus, S., van der Plas, G., M, S. P., et al. 2013, *nat*, 493, 191 [163](#), [164](#)
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints* [38](#)
- Chabrier, G., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. 2000, *apj*, 542, 464 [6](#)
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *apj*, 490, 368 [10](#), [66](#), [90](#)

- Christiaens, V., Casassus, S., Perez, S., van der Plas, G., & Ménard, F. 2014, *apjl*, 785, L12 [163](#), [176](#)
- Cieza, L. A., Swift, J. J., Mathews, G. S., & Williams, J. P. 2008, *apjl*, 686, L115 [127](#)
- Close, L. M., Follette, K. B., Males, J. R., et al. 2014, *apjl*, 781, L30 [164](#), [168](#)
- Close, L. M., Males, J. R., Kopon, D. A., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8447, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 0 [16](#)
- Cohen, M. 1973, *mnras*, 164, 395 [11](#)
- Cohen, M. 1983, *apjl*, 270, L69 [4](#)
- Cohen, M. & Kuhl, L. V. 1979, *apjs*, 41, 743 [100](#), [145](#)
- Colavita, M., Akeson, R., Wizinowich, P., et al. 2003, *apjl*, 592, L83 [29](#)
- Correia, S., Zinnecker, H., Ratzka, T., & Sterzik, M. F. 2006, *aap*, 459, 909 [98](#)
- Currie, T. & Sicilia-Aguilar, A. 2011, *apj*, 732, 24 [50](#), [51](#)
- Dai, Y., Wilner, D. J., Andrews, S. M., & Ohashi, N. 2010, *aj*, 139, 626 [v](#), [31](#), [98](#), [99](#), [134](#), [135](#), [136](#), [137](#), [138](#), [139](#), [141](#), [142](#), [143](#)
- de Geus, E. J., de Zeeuw, P. T., & Lub, J. 1989, *aap*, 216, 44 [31](#)
- Debes, J. H. & Sigurdsson, S. 2006, *aap*, 451, 351 [134](#)
- Dewarf, L. E. & Dyck, H. M. 1993, *aj*, 105, 2211 [64](#)
- di Folco, E., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2007, *aap*, 475, 243 [33](#)
- Dohnanyi, J. S. 1968, in IAU Symposium, Vol. 33, Physics and Dynamics of Meteors, ed. L. Kresak & P. M. Millman, 486 [123](#)
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *aap*, 398, 607 [163](#)
- Donati, J.-F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2011, *mnras*, 417, 472 [31](#)
- Donati, J.-F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2012, *mnras*, 425, 2948 [133](#), [134](#), [135](#)
- Donati, J.-F., Jardine, M. M., Gregory, S. G., et al. 2007, *mnras*, 380, 1297 [105](#)
- Dorschner, J. 2003, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 609, Astromineralogy, ed. T. K. Henning, 1–54 [13](#)
- Draine, B. T. 2003, *apj*, 598, 1017 [39](#)
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *apj*, 285, 89 [128](#)



- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *apj*, 560, 957 [10](#), [65](#), [66](#), [67](#), [163](#)
- Dullemond, C. P., van den Ancker, M. E., Acke, B., & van Boekel, R. 2003, *apjl*, 594, L47 [11](#)
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., & Stone, J. M. 2014, *mnras*, 443, 1916 [29](#)
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2005, *apj*, 623, 952 [29](#), [68](#), [69](#), [70](#), [75](#), [97](#), [104](#), [105](#), [106](#), [107](#), [113](#)
- Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J., et al. 2007, *apj*, 669, 1072 [vii](#), [29](#), [67](#), [68](#), [69](#), [70](#), [71](#), [75](#), [113](#)
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *apj*, 613, 1049 [64](#), [65](#), [66](#), [67](#)
- Eisner, J. A., Monnier, J. D., Woillez, J., et al. 2010, *apj*, 718, 774 [29](#)
- Espaillet, C., Furlan, E., D'Alessio, P., et al. 2011, *apj*, 728, 49 [54](#), [55](#)
- Fabircius, C., Høg, E., Makarov, V. V., et al. 2002, *aap*, 384, 180 [49](#)
- Fernández, D., Figueras, F., & Torra, J. 2008, *aap*, 480, 735 [46](#)
- Forbrich, J. & Preibisch, T. 2007, *aap*, 475, 959 [31](#), [50](#)
- Franco, G. A. P. 2002, *mnras*, 331, 474 [133](#)
- Fujiwara, H., Honda, M., Kataza, H., et al. 2006, *apjl*, 644, L133 [163](#)
- Fukagawa, M., Tamura, M., Itoh, Y., et al. 2006, *apjl*, 636, L153 [163](#)
- Fukagawa, M., Tsukagoshi, T., Momose, M., et al. 2013, *pasj*, 65, L14 [163](#), [166](#), [169](#), [171](#), [177](#)
- Gahm, G. F., Fischerstrom, C., Lindroos, K. P., & Liseau, R. 1989, *aap*, 211, 115 [101](#), [102](#), [103](#)
- Gahm, G. F., Fredga, K., Liseau, R., & Dravins, D. 1979, *aap*, 73, L4 [145](#)
- Gahm, G. F., Liseau, R., Gullbring, E., & Hartstein, D. 1993, *aap*, 279, 477 [100](#), [101](#), [146](#)
- Gahm, G. F., Stempels, H. C., Walter, F. M., Petrov, P. P., & Herczeg, G. J. 2013, *aap*, 560, A57 [145](#)
- Gezari, D. Y., Schmitz, M., Pitts, P. S., & Mead, J. M. 1993, *Catalog of infrared observations, third edition* [146](#)
- Ghez, A. M., White, R. J., & Simon, M. 1997, *apj*, 490, 353 [98](#), [109](#), [113](#), [148](#)
- Giovannelli, F., Vittone, A. A., Rossi, C., et al. 1995, *aaps*, 114, 341 [100](#), [145](#), [146](#)

- Girard, T. M., van Altena, W. F., Zacharias, N., et al. 2011, *aj*, 142, 15 [44](#), [46](#), [97](#), [99](#), [102](#), [106](#), [108](#), [131](#)
- Gómez, M., Persi, P., Marenzi, A. R., Roth, M., & Tapia, M. 2004, *aap*, 423, 629 [55](#)
- Grankin, K. N., Melnikov, S. Y., Bouvier, J., Herbst, W., & Shevchenko, V. S. 2007, *aap*, 461, 183 [107](#)
- Gras-Velázquez, À. & Ray, T. P. 2005, *aap*, 443, 541 [146](#)
- Gregorio-Hetem, J. & Hetem, A. 2002, *mnras*, 336, 197 [31](#), [47](#), [128](#)
- Gregorio-Hetem, J., Lepine, J. R. D., Quast, G. R., Torres, C. A. O., & de La Reza, R. 1992, *aj*, 103, 549 [48](#)
- Guenther, E. W., Neuhäuser, R., Wuchterl, G., et al. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 958 [135](#)
- Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* [23](#)
- Haisch, Jr., K. E., Greene, T. P., Barsony, M., & Stahler, S. W. 2004, *aj*, 127, 1747 [54](#)
- Hanbury Brown, R. & Twiss, R. 1956, *nat*, 178, 1046 [17](#)
- Hartmann, L. 2008, *Accretion Processes in Star Formation* [4](#)
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *apj*, 495, 385 [10](#)
- Hauck, B., Nitschelm, C., Mermilliod, M., & Mermilliod, J.-C. 1990, *aaps*, 85, 989 [46](#)
- Hayashi, C. 1961, *pasj*, 13, 450 [6](#)
- Henize, K. G. 1976, *apjs*, 30, 491 [163](#)
- Herbig, G. H. 1960, *apjs*, 4, 337 [4](#)
- Herbig, G. H. 1977, *apj*, 214, 747 [101](#)
- Herbig, G. H. & Bell, K. R. 1988, *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population : 3 : 1988* [46](#), [49](#), [107](#), [108](#), [131](#), [145](#)
- Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J., & Weinstein, D. 1994, *aj*, 108, 1906 [100](#), [107](#), [145](#), [146](#)
- Herczeg, G. J. & Hillenbrand, L. A. 2014, *apj*, 786, 97 [31](#), [97](#), [98](#)
- Herczeg, G. J., Walter, F. M., Linsky, J. L., et al. 2005, *aj*, 129, 2777 [100](#), [145](#), [146](#), [148](#)
- Herczeg, G. J., Wood, B. E., Linsky, J. L., Valenti, J. A., & Johns-Krull, C. M. 2004, *apj*, 607, 369 [39](#)

Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *apj*, 397, 613 [9](#)

Houk, N. 1978, Michigan catalogue of two-dimensional spectral types for the HD stars [163](#), [168](#)

Hügelmeier, S. D., Dreizler, S., Hauschildt, P. H., et al. 2009, *aap*, 498, 793 [134](#), [135](#), [139](#)

Hughes, A. M., Wilner, D. J., Qi, C., & Hogerheijde, M. R. 2008, *apj*, 678, 1119 [10](#)

Hughes, J., Hartigan, P., & Clampitt, L. 1993, *aj*, 105, 571 [48](#), [127](#)

Hughes, J., Hartigan, P., Krautter, J., & Kelemen, J. 1994, *aj*, 108, 1071 [31](#), [134](#)

Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, *aap*, 514, A1 [44](#)

Jayawardhana, R., Hartmann, L., Fazio, G., et al. 1999, *apjl*, 521, L129 [46](#), [47](#)

Jeffreys, H. 1918, *mnras*, 78, 424 [3](#)

Jennison, R. C. 1958, *mnras*, 118, 276 [21](#)

Joy, A. H. 1942, *pasp*, 54, 15 [4](#)

Joy, A. H. 1945, Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington, 709, 1 [4](#), [145](#)

Joy, A. H. 1949, *apj*, 110, 424 [4](#)

Juhász, A., Bouwman, J., Henning, T., et al. 2010, *apj*, 721, 431 [168](#)

Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, *apj*, 323, 714 [9](#)

Kessler-Silacci, J., Augereau, J.-C., Dullemond, C. P., et al. 2006, *apj*, 639, 275 [172](#)

Kharchenko, N. V. 2001, *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, 17, 409 [145](#), [163](#), [166](#)

Kluska, J., Malbet, F., Berger, J.-P., et al. 2014, *aap*, 564, A80 [22](#), [23](#), [167](#)

Koenigl, A. 1991, *apjl*, 370, L39 [68](#)

Kraus, S., Monnier, J., Harries, T., et al. 2014, ArXiv e-prints [186](#)

Labeyrie, A. 1975, *apjl*, 196, L71 [17](#)

Lachaume, R., Malbet, F., & Monin, J.-L. 2003, *aap*, 400, 185 [11](#)

Lada, C. J. & Wilking, B. A. 1984, *apj*, 287, 610 [6](#)

Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *apj*, 660, 770 [14](#)

Lamzin, S. A., Bisnovatyi-Kogan, G. S., Errico, L., et al. 1996, *aap*, 306, 877 [100](#), [145](#), [146](#)

Lane, B. F. & Colavita, M. M. 2003, *aj*, 125, 1623 [21](#)

Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *aap*, 535, A67 [25](#)

Leger, A., D'Hendecourt, L., & Defourneau, D. 1989, *aap*, 216, 148 [10](#)

Lommen, D., Maddison, S. T., Wright, C. M., et al. 2009, *aap*, 495, 869 [146](#)

Lommen, D., Wright, C. M., Maddison, S. T., et al. 2007, *aap*, 462, 211 [31](#), [127](#), [145](#), [146](#), [147](#), [151](#)

Lommen, D. J. P., van Dishoeck, E. F., Wright, C. M., et al. 2010, *aap*, 515, A77 [128](#), [129](#), [147](#)

López Martí, B., Jiménez-Esteban, F., & Solano, E. 2011, *aap*, 529, A108 [47](#), [128](#)

Low, F. J., Smith, P. S., Werner, M., et al. 2005, *apj*, 631, 1170 [45](#)

Luhman, K. L. 2007, *apjs*, 173, 104 [31](#), [54](#)

Luhman, K. L. & Mamajek, E. E. 2012, *apj*, 758, 31 [103](#)

Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *mnras*, 168, 603 [4](#), [9](#), [10](#)

Mackie, J. C. & Cannon, A. J. 1916, Harvard College Observatory Circular, 196, 1 [145](#)

Malbet, F., Berger, J.-P., Colavita, M. M., et al. 1998, *apjl*, 507, L149 [vii](#), [64](#), [66](#)

Malfait, K., Bogaert, E., & Waelkens, C. 1998a, *aap*, 331, 211 [166](#)

Malfait, K., Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., et al. 1998b, *aap*, 332, L25 [13](#)

Manara, C. F., Testi, L., Rigliaco, E., et al. 2013, *aap*, 551, A107 [44](#)

Manoj, P., Bhatt, H. C., Maheswar, G., & Muneer, S. 2006, *apj*, 653, 657 [31](#)

Manset, N., Bastien, P., Ménard, F., et al. 2009, *aap*, 499, 137 [97](#), [101](#), [102](#)

Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *apj*, 641, 556 [14](#)

Marraco, H. G. & Rydgren, A. E. 1981, *aj*, 86, 62 [131](#)

Massaro, F., Paggi, A., Errando, M., et al. 2013, *apjs*, 207, 16 [49](#), [99](#)

Mathieu, R. D., Walter, F. M., & Myers, P. C. 1989, *aj*, 98, 987 [57](#)

Matthews, B. C., Kalas, P. G., & Wyatt, M. C. 2007, *apj*, 663, 1103 [45](#)

McCarthy, K. & White, R. J. 2012, *aj*, 143, 134 [46](#)

McDonald, I., Zijlstra, A. A., & Boyer, M. L. 2012, *mnras*, 427, 343 [31](#), [49](#)

McElwain, M. W., Metchev, S. A., Larkin, J. E., et al. 2007, *apj*, 656, 505 [133](#), [134](#), [135](#)

- McJunkin, M., France, K., Schneider, P. C., et al. 2014, *apj*, 780, 150 [45](#)
- Meeus, G., Salyk, C., Bruderer, S., et al. 2013, *aap*, 559, A84 [145](#)
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *aap*, 365, 476 [11](#)
- Ménard, F. & Bertout, C. 1999, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 540, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 341 [4](#)
- Mendoza V., E. E. 1966, *apj*, 143, 1010 [4](#), [11](#)
- Mendoza V., E. E. 1968, *apj*, 151, 977 [4](#), [11](#)
- Menu, J., van Boekel, R., Henning, T., et al. 2014, *aap*, 564, A93 [96](#), [115](#)
- Merín, B., Jørgensen, J., Spezzi, L., et al. 2008, *apjs*, 177, 551 [47](#), [128](#)
- Messina, S., Desidera, S., Turatto, M., Lanzafame, A. C., & Guinan, E. F. 2010, *aap*, 520, A15 [46](#)
- Metropolis, N. & Ulam, S. 1949, *Journal of the American statistical Association*, 44, 335 [122](#)
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., & Traub, W. A. 2001, *apj*, 546, 358 [64](#), [66](#)
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., Traub, W. A., et al. 1999, *apjl*, 513, L131 [vii](#), [65](#)
- Monnier, J. D., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., et al. 2006, *apj*, 647, 444 [29](#)
- Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *apj*, 579, 694 [vii](#), [66](#), [69](#)
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *apj*, 624, 832 [29](#), [75](#)
- Mourard, D., Bosc, I., Labeyrie, A., Koechlin, L., & Saha, S. 1989, *nat*, 342, 520 [21](#)
- Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998, *aj*, 116, 2965 [29](#)
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., et al. 2005, *aap*, 435, L13 [133](#)
- Nguyen, D. C., Brandeker, A., van Kerkwijk, M. H., & Jayawardhana, R. 2012, *apj*, 745, 119 [55](#)
- Nölke, F. 1932, *mnras*, 93, 159 [4](#)
- Nuernberger, D., Chini, R., & Zinnecker, H. 1997, *aap*, 324, 1036 [146](#), [151](#)
- Ohashi, N. 2008, *apss*, 313, 101 [163](#)
- Olofsson, J., Augereau, J.-C., van Dishoeck, E. F., et al. 2010, *aap*, 520, A39 [13](#), [147](#), [150](#)
- Padgett, D. L. 1996, *apj*, 471, 847 [105](#)

- Pascucci, I., Hollenbach, D., Najita, J., et al. 2007, *apj*, 663, 383 [97](#), [103](#)
- Patten, B. M. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 154, *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. R. A. Donahue & J. A. Bookbinder, 1755 [107](#)
- Pecaut, M. J. & Mamajek, E. E. 2013, *apjs*, 208, 9 [43](#), [46](#)
- Perryman, M. A. C. & ESA, eds. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission* [51](#)
- Pickles, A. & Depagne, É. 2010, *pasp*, 122, 1437 [44](#), [46](#), [49](#), [51](#), [97](#), [99](#), [102](#), [104](#), [106](#), [108](#), [131](#), [166](#)
- Pinte, C., Ménard, F., Berger, J. P., Benisty, M., & Malbet, F. 2008, *apjl*, 673, L63 [vii](#), [70](#), [74](#), [75](#), [114](#)
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, *aap*, 459, 797 [121](#)
- Podio, L., Garcia, P. J. V., Bacciotti, F., et al. 2008, *aap*, 480, 421 [147](#), [148](#), [155](#), [156](#)
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. 1994, *apj*, 421, 615 [69](#)
- Prato, L., Greene, T. P., & Simon, M. 2003, *apj*, 584, 853 [104](#), [105](#), [107](#)
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2012, *aap*, 546, A24 [163](#)
- Reipurth, B., Pedrosa, A., & Lago, M. T. V. T. 1996, *aaps*, 120, 229 [31](#)
- Renard, S., Malbet, F., Thiébaud, E., & Berger, J.-P. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1 [22](#)
- Ribas, Á., Merín, B., Bouy, H., et al. 2013, *aap*, 552, A115 [54](#)
- Roeser, S., Demleitner, M., & Schilbach, E. 2010, *aj*, 139, 2440 [51](#)
- Romero, G. A., Schreiber, M. R., Cieza, L. A., et al. 2012, *apj*, 749, 79 [31](#), [48](#), [49](#), [127](#), [128](#), [130](#)
- Rosenfeld, K. A., Andrews, S. M., Wilner, D. J., Kastner, J. H., & McClure, M. K. 2013, *apj*, 775, 136 [46](#)
- Russell, H. N. 1935, *The solar system and its origin* [4](#)
- Samus', N. N., Goranskii, V. P., Durlevich, O. V., et al. 2003, *Astronomy Letters*, 29, 468 [108](#)
- Sartori, M. J., Lepine, J. R. D., & Dias, W. S. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 340, 40913 [31](#), [47](#), [98](#), [101](#), [106](#), [128](#)

- Scheegerer, A. A., Wolf, S., Hummel, C. A., Quanz, S. P., & Richichi, A. 2009, aap, 502, 367 [v](#), [100](#), [147](#), [148](#), [149](#), [151](#), [153](#), [154](#), [156](#)
- Schneider, G., Wood, K., Silverstone, M. D., et al. 2003, aj, 125, 1467 [11](#)
- Seperuelo Duarte, E., Alencar, S. H. P., Batalha, C., & Lopes, D. 2008, aap, 489, 349 [133](#), [134](#), [135](#)
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, aap, 24, 337 [9](#)
- Shao, M. & Colavita, M. M. 1992, aap, 262, 353 [21](#)
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, aap, 358, 593 [6](#)
- Soubiran, C., Le Campion, J.-F., Cayrel de Strobel, G., & Caillo, A. 2010, aap, 515, A111 [104](#), [166](#)
- Stempels, H. C., Gahm, G. F., & Petrov, P. P. 2007, aap, 461, 253 [31](#), [99](#), [145](#), [146](#), [148](#)
- Stempels, H. C. & Piskunov, N. 2002, aap, 391, 595 [145](#), [146](#)
- Takami, M., Bailey, J., Gledhill, T. M., Chrysostomou, A., & Hough, J. H. 2001, mnras, 323, 177 [147](#), [148](#), [154](#), [156](#)
- Takami, M., Hasegawa, Y., Muto, T., et al. 2014, apj, 795, 71 [8](#)
- Tanaka, H., Inaba, S., & Nakazawa, K. 1996, icarus, 123, 450 [123](#)
- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 3 [16](#)
- Thébault, P. & Augereau, J.-C. 2007, aap, 472, 169 [132](#)
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., da Silva, L., et al. 2006, aap, 460, 695 [31](#), [43](#), [49](#)
- Valenti, J. A., Basri, G., & Johns, C. M. 1993, aj, 106, 2024 [107](#)
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, aap, 437, 189 [13](#), [168](#)
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, aap, 330, 145 [174](#)
- van Leeuwen, F. 2007, aap, 474, 653 [31](#)
- Verhoeff, A. P., Min, M., Pantin, E., et al. 2011, aap, 528, A91 [ix](#), [163](#), [164](#), [166](#), [168](#), [174](#), [177](#)
- Viana Almeida, P., Melo, C., Santos, N. C., et al. 2012, aap, 539, A62 [54](#), [55](#)
- Vinković, D., Ivezić, Ž., Miroshnichenko, A. S., & Elitzur, M. 2003, mnras, 346, 1151 [11](#)
- Vural, J., Kreplin, A., Kraus, S., et al. 2012, aap, 543, A162 [107](#)

- Wahhaj, Z., Cieza, L., Koerner, D. W., et al. 2010, *apj*, 724, 835 [31](#)
- Walker, H. J. & Butner, H. M. 1995, *apss*, 224, 389 [166](#)
- Walter, F. M. 1986, *apj*, 306, 573 [50](#), [51](#)
- Wang, H. & Henning, T. 2006, *apj*, 643, 985 [55](#)
- Wenzel, W. 1961, *Veroeffentlichungen der Sternwarte Sonneberg*, 5, 1 [145](#)
- Whittet, D. C. B., Prusti, T., Franco, G. A. P., et al. 1997, *aap*, 327, 1194 [31](#)
- Woitke, J., Leinert, C., & Köhler, R. 2001, *aap*, 376, 982 [109](#)
- Woitke, P., Pinte, C., Tilling, I., et al. 2010, *mnras*, 405, L26 [149](#)
- Yang, H., Herczeg, G. J., Linsky, J. L., et al. 2012, *apj*, 744, 121 [31](#)
- Zacharias, N., Monet, D. G., Levine, S. E., et al. 2005, *VizieR Online Data Catalog*, 1297, 0 [46](#), [51](#), [108](#)





## **Annexe A**

### **Article publié dans Astronomy & Astrophysics**

Cette annexe présente l'article maintenant publié dans Astronomy & Astrophysics. Cet article de 19 pages reprend, en moins long et en moins détaillé, le contenu des chapitres 3 et 4. La reconstruction de l'orbite du compagnon de AK Sco est un ajout provenant du travail de Jean-Baptiste Lebouquin ; C'est pour cela que ce travail n'est pas présenté dans cette thèse

# The VLTI / PIONIER near-infrared interferometric survey of southern T Tauri stars. I. First results<sup>★</sup>.

F. Anthonioz<sup>1</sup>, F. Ménard<sup>2, 1</sup>, C. Pinte<sup>1</sup>, J-B. Le Bouquin<sup>1</sup>, M. Benisty<sup>1</sup>, W. -F. Thi<sup>1</sup>, O. Absil<sup>4</sup>, G. Duchêne<sup>5, 1</sup>, J.-C. Augereau<sup>1</sup>, J. -P. Berger<sup>3</sup>, S. Casassus<sup>8</sup>, G. Duvert<sup>1</sup>, B. Lazareff<sup>1</sup>, F. Malbet<sup>1</sup>, R. Millan-Gabet<sup>6</sup>, M.R. Schreiber<sup>9</sup>, W. Traub<sup>6, 7</sup>, and G. Zins<sup>1</sup>

<sup>1</sup> UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, F-38041, France

<sup>2</sup> UMI-FCA, CNRS/INSU France (UMI 3386) , and Universidad de Chile, Santiago, Chile

<sup>3</sup> European Southern Observatory, D-85748, Garching by München, Germany

<sup>4</sup> Département d'Astrophysique, Géophysique et Océanographie, Université de Liège, 17 Allée du Six Août, B-4000 Liège, Belgium

<sup>5</sup> Astronomy Department, University of California, Berkeley, CA 94720-3411 USA

<sup>6</sup> California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA.

<sup>7</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 91109, USA.

<sup>8</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile.

<sup>9</sup> Departamento de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Valparaíso, Chile

date received, accepted

## ABSTRACT

**Context.** The properties of the inner disks of bright Herbig AeBe stars have been studied with near infrared (NIR) interferometry and high resolution spectroscopy. The continuum (dust) and a few molecular gas species have been studied close to the central star; however, sensitivity problems limit direct information about the inner disks of the fainter T Tauri stars.

**Aims.** Our aim is to measure some of the properties (inner radius, brightness profile, shape) of the inner regions of circumstellar disk surrounding southern T Tauri stars.

**Methods.** We performed a survey with the VLTI/PIONIER recombiner instrument at H-band of 21 T Tauri stars. The baselines used ranged from 11 m to 129 m, corresponding to a maximum resolution of  $\sim 3\text{mas}$  ( $\sim 0.45\text{ au}$  at 150 pc).

**Results.** Thirteen disks are resolved well and the visibility curves are fully sampled as a function of baseline in the range 45-130 m for these 13 objects. A simple qualitative examination of visibility profiles allows us to identify a rapid drop-off in the visibilities at short baselines ( $< 10\text{M}\lambda$ ) in 8 resolved disks. This is indicative of a significant contribution from an extended ( $R > 3\text{ au}$ , at 150 pc) contribution of light from the disk. We demonstrate that this component is compatible with scattered light, providing strong support to a prediction made by Pinte et al. (2008). The amplitude of the drop-off and the amount of dust thermal emission changes from source to source suggesting that each disk is different. A by-product of the survey is the identification of a new milli-arcsec separation binary: WW Cha. Spectroscopic and interferometric data of AK Sco have also been fitted with a binary + disk model.

**Conclusions.** The visibility data are reproduced well when thermal emission and scattering from dust are fully considered. The inner radii measured are consistent with the expected dust sublimation radii. The modelling of AK Sco suggests a likely coplanarity between the disk and the binary's orbital plane.

**Key words.** Techniques: interferometry – Stars: variables: T Tauri – Protoplanetary disks – Stars: binaries

## 1. Introduction

Gas-rich circumstellar disks around young stars (also known as protoplanetary disks) are central to the formation process of both stars and planets. They contain the mass reservoir to fuel accretion onto the central star, they are the vector by which angular momentum is evacuated by bipolar outflows, and they are the sites where planetesimals grow and planets form. Based on direct imaging of planetary-mass bodies embedded in debris disks ( $\beta\text{ Pic}$ , Lagrange et al. (2010); Fomalhaut, Kalas et al. (2008); HR 8799, Marois et al. (2010)) and on the coplanarity in the solar system and extrasolar systems (Figueira et al. 2012), there is now little doubt that planets do form in disks.

The inner central regions ( $R < 10\text{ au}$ ) of these protoplanetary disks are difficult to observe directly because of their small apparent size. Unfortunately, this is where the density is high enough for rocky terrestrial planets and gas-giant embryos to form within reasonable timescales compared to the disk lifetime. A knowledge of the geometry, temperature, and content of these regions is critical for understanding how mass is transferred onto the star and how planets may form, agglomerate, and migrate.

Near-infrared long-baseline interferometry has, in principle, the necessary angular resolution to resolve these regions, those located in the range 0.5-10 au from the central star at the distance of the nearest star forming regions (i.e.,  $d=140\text{ pc}$ ). However, to obtain reliable or detailed information on the disk location and shape, a good two-dimensional spatial frequency (hereafter  $uv$ ) coverage is needed. This is not easily available, in particular for faint targets.

<sup>★</sup> Data obtained at the ESO VLTI as part of programmes 086. C-0433, 087. C-0703, 088. C-0670, and 089. C-0769.

Because they are relatively bright, Herbig AeBe stars have been amply observed by near infrared (NIR) interferometers in the past, and the dust and gas distributions in the inner regions of their disk are now reasonably well characterised (see, e.g., Dullemond & Monnier (2010) and references therein for an exhaustive review of the inner disks around Herbig stars). Interestingly, for these stars, a fairly tight correlation is found between the luminosity of the central star and the characteristic radius that the disk emission comes from (Monnier & Millan-Gabet 2002). This radius was rapidly associated to the dust sublimation radius.

On the other hand, observations are much less common for the fainter solar-like counterparts of Herbig stars, the T Tauri stars, because interferometers are usually not sensitive enough or have a limited number of baselines available. Also, because of the lower luminosity and temperature of the central T Tauri stars, the inner rim of their dust disks, typically 0.1 au in radius corresponding to  $\sim 1$  mas at 150 pc, is located closer to the centre compared to Herbig stars. This is more challenging to resolve and, as a consequence, the inner dust and gas distributions are less well constrained than for the bright Herbig stars.

While current NIR interferometers, with their 100–200 m baselines, do not have the necessary resolution to fully resolve the inner disks of T Tauri's, such as measuring the first zero of their visibility curves, they can still provide useful data for constraining the inner disk radius. Previous studies have estimated the inner rim radii of T Tauri disks using ring-like disk models (Eisner et al. (2014, 2007) and references therein). These were appropriate given the available data. Interestingly, these estimations of radii depart significantly from the correlation found for the Herbig stars between the inner rim size and the luminosity (Eisner et al. 2007). Several explanations were put forward to explain this departure: for example, peculiar dust properties, large magnetospheric radii (Eisner et al. 2007). Pinte et al. (2008) suggest, however, that this departure could also be explained by taking scattered light into account in the modelling effort, i.e., using full radiative transfer including light scattering and thermal emission rather than dust thermal re-emission alone. They show for that case from a generic model, that T Tauri stars can be put back on the expected correlation between luminosity and disk sublimation radius. One goal of this paper is to verify that suggestion further. Detailed fitting of individual targets was not done, however, and these predictions could not be verified owing to the limited sampling of the uv plane. This limited coverage results in significant ambiguities in the models. These ambiguities can be mitigated or solved by a broader coverage in baseline lengths and orientation.

PIONIER (Le Bouquin et al. 2011) at the ESO-VLTI offers the possibility to recombine the light from four telescopes at once. This recombiner is also more sensitive than previous ones, allowing good measurements to be obtained for the fainter T Tauri stars. Interferometric observations with four telescopes provide six independent baseline measurements at once, as well as three independent closure phases. This is an improvement over previous interferometric recombiners in terms of sensitivity and rapid uv coverage.

In this paper we report observations of 21 T Tauri stars and 2 Herbig stars from the southern hemisphere with the interferometric instrument PIONIER. In section 2, we give more details about the observations. Sections 3, 4, and 5 are devoted to the statistical results for non-detection and generic modelling of the visibilities of our sample. Section 6 is devoted to binaries, and we conclude in section 7.

## 2. Observations, data reduction, and sample

### 2.1. The sample

The sample comprises 21 T Tauri stars (spectral type G or later) and 2 Herbig Ae stars (spectral types F and A) brighter than  $H = 8.5$ . This is the current limiting magnitude of PIONIER for good seeing conditions, which is  $H \sim 8.0$  for median conditions. In addition to the limiting magnitude, the criteria used for selection were

- a significant NIR excess that traces hot dust located close to the star,
- a resolved image from radio interferometry tracing the colder dust located in the outer disk, or
- a scattered light image.

All the targets are located in southern star forming regions and young associations: six are located in the Lupus associations, four in the TW Hya Association (or co-moving group), three in the  $\rho$  Oph cloud, three in Upper Scorpius, two in CrA, and one each in the Upper Centaurus Lupus, Argus, Chamaleon I, and  $\beta$  Pic moving groups<sup>1</sup>. The remaining star is located in Orion. The coordinates, spectral type, distance, and magnitude in H for these stars are summarised in Table 1. Five of these stars (AS 205 A, V2129 Oph, V2508 Oph, S CrA, and TW Hya) have been previously observed by NIR interferometry (Eisner et al. 2005, 2007, 2010; Menu et al. 2014; Vural et al. 2012)

### 2.2. Known and new binaries

In our sample, 12 objects are previously known binaries or multiple systems. For 6 of them the companion lies at a separation large enough to not be included in the field of view of PIONIER, which is approximated by the FWHM of the fibre response function, i.e., 250mas. These can be considered as made of two separate single stars. We observed the two members of the TWA 3 system separately.

For the six other targets, the companion is included in the field of view. The companion of V4046 Sgr has a separation of 0.56 mas, which is much less than the resolving power of PIONIER. It is not resolved by our observations. The same applies for V380 Ori C. HT Lup has two companions at 2.8" and 0.126". HT Lup C is possibly detected in our short baseline observations, while there is no indication of its presence on the long baseline observations. This object will be discussed more in detail in a dedicated paper. Finally, V380 Ori B and HN Lup B are not detected in our observations because they would produce large closure phases up to  $60^\circ$  and  $\sim 30^\circ$ , respectively, while the observed closure phases are compatible with 0. A summary of the flux ratio and separation of the multiple systems studied here is given in Table 2. Our survey also reveals the binarity of WW Cha. For this star and the three last known binaries (AK Sco, V1000 Sco, and TWA 3A), the companion is close enough to disrupt the inner part of the disk, meaning that these objects do not follow any (simple or not) size-luminosity relationship. We thus discuss these four targets separately from the rest of the sample, in § 6.

<sup>1</sup> We take the result with the higher membership probability from Malo et al. (2013) for FK Ser and V4046 Sgr.

**Table 1.** Position, spectral type, distance, H magnitude, and binarity of the sample. For the binarity, "**Unresolved**" means that the companion is unresolved by PIONIER, "**Yes**" means that the star has a detected companion in PIONIER's half field of view (125 mas), "**Border**" that the companion lies on the edge of the field of view, stars with "**Outside**" have a companion with a separation much larger than the field of view, and "**no**" indicates that the star is single.

Star	R. A.	Dec	SpT	dist.(pc)	Log(L/L <sub>⊙</sub> )	Refs	H-mag	Resolved?	binary?
V380 Ori	05 36 25	-06 42 57	A1e	510	1.99	1,2,3	6.96	yes	Unresolved, Border
TWA 07	10 42 30	-33 40 16	M3.2	34	-0.94	4	7.13	no	no
TW Hya	11 01 51	-34 42 17	M0.5	56	-0.72	4	7.55	marginally	no
WW Cha	11 10 00	-76 34 57	K5	160	0.74	5,6	7.21	yes	Yes
TWA 3A	11 10 28	-37 31 52	M4.1	35	-0.92	4	7.53	yes	Yes, Outside
TWA 3B	11 10 28	-37 31 52	M4.0	35	-1.10	4	8.15	no	Outside
HT Lup	15 45 12	-34 17 30	K2	150	0.74	4	6.87	yes	Border, Outside
HN Lup	15 48 05	-35 15 52	M1.5	150	-0.28	7,14	8.1	yes	Outside
GQ Lup	15 49 12	-35 39 05	K7	150	0.17	27	7.70	yes	Outside
RU Lup	15 56 42	-37 49 15	K7	150	0.16	8,9,22	7.82	yes	no
V1149 Sco	15 58 36	-22 57 15	G6	145	0.39	10	7.69	yes	no
RY Lup	15 59 28	-40 21 51	G0V	150	0.41	2,11,12	7.69	yes	no
MY Lup	16 00 44	-41 55 31	K0	150	-0.20	13,23	8.69	no	no
V1000 Sco	16 11 08	-19 04 46	K2	145	0.44	14,24	7.98	yes	Yes
AS 205 A	16 11 31	-18 38 24	K5	125	0.60	15	6.75	yes	Outside
V2129 Oph	16 27 40	-24 22 04	K5	121	0.15	26	7.67	yes	no
V2508 Oph	16 48 45	-14 16 35	K6	125	0.46	16,17	7.57	yes	no
V1121 Oph	16 49 15	-14 22 08	K5	130	0.176	2,12	7.45	yes	no
AK Sco	16 54 44	-36 53 18	F5V	145	0.61×2	18,22	7.06	yes	Yes
V4046 Sgr	18 14 10	-32 47 34	K5V	73	-0.41×2	19	7.44	no	Unresolved
FK Ser	18 20 22	-10 11 13	K6IV	32	0.2	2,20,25	6.92	no	Outside
S CrA N	19 01 08	-36 57 19	K3	130	0.36	15	7.05	yes	Outside
V709 CrA	19 01 34	-37 00 56	K1IV	130	0.19	21	7.97	no	no

**References.** (1) Manoj et al. (2006), (2) van Leeuwen (2007), (3) Alecian et al. (2013), (4) Herczeg & Hillenbrand (2014), (5) Luhman (2007), (6) Whittet et al. (1997), (7) Hughes et al. (1994), (8) Lommen et al. (2007), (9) Stempels et al. (2007), (10) Yang et al. (2012), (11) Reipurth et al. (1996), (12) Artemenko et al. (2012), (13) Romero et al. (2012), (14) Sartori et al. (2003), (15) Bast et al. (2011), (16) Andrews et al. (2010), (17) de Geus et al. (1989), (18) Alencar et al. (2003), (19) Donati et al. (2011), (20) Torres et al. (2006), (21) Forbrich & Preibisch (2007), (22) this paper, (23) Gregorio-Hetem & Hetem (2002), (24) Wahhaj et al. (2010), (25) McDonald et al. (2012), (26) Donati et al. (2011), (27) Dai et al. (2010)

### 2.3. The observations

The observations were performed with the PIONIER 4-telescope beam recombiner instrument (Le Bouquin et al. 2011) using the four 1.8 m Auxiliary Telescopes (AT) of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI, Hagenauer et al. (2010)) at the Paranal Observatory of the European Southern Observatory (ESO) during five different semesters from period P86 to P90. The observations were obtained in visitor mode. In total, 17.5 nights were allocated to the programme with a long-baseline configuration distributed in nine sub-runs over four semesters (P86-P89). Seven more nights were allocated with short a baseline configuration during P90. For the long baseline survey, seven full nights (40%) were lost from adverse weather conditions, the weather conditions being average for the remaining 10.5 nights. For the short baseline run, nearly all the observable time (6.5 nights out of 7) was lost due to weather, and only 4 stars could be observed. For Period 86, the stations were A0-K0-G1-I1 and for P87, P88, and P89 the stations were A1-K0-G1-I1, providing separations on the ground between telescopes ranging from 47 meters to 129 metres, equivalent to a maximum angular resolution of  $\sim 3$  milliarcseconds. For period P90, the stations were A1-B2-C1-D0A log of the observations is presented in Appendix A.

The observation strategy was designed to interleave the science target between different interferometric calibrators as much as possible. A typical observation sequence (5 blocks) was Cal-

ibrator 1 — Science Target — Calibrator 2 — Science Target — Calibrator 1. The calibrators were chosen from the JSDC (Lafraisse et al. 2010) and selected to be unresolved single stars. The calibrators have H-magnitudes that are usually a little brighter than the science targets (between 0.0 and 0.75 H-mag brighter). Each block, either science or calibrator, was composed of 5 or 10 exposures, each of which composed of 100 fringe scans, followed by the acquisition of the dark frame and the internal, flat-fielded flux splitting ratio (Le Bouquin et al. 2011). Data were reduced and calibrated with the dedicated `PNDRS` package (Le Bouquin et al. 2011). Typical errors on our measurements are  $\sim 5\%$  for the visibilities and  $\sim 3.5^\circ$  on the closure phases. The final, calibrated interferometric data acquired during this survey are presented in Appendix B. Our observations can be roughly separated into three distinct groups, depending on the main signature of interferometric data: unresolved targets, binaries, and stars with a resolved disk.

### 3. Unresolved targets

Six targets in the survey are unresolved, meaning that their squared visibility at the longest baselines are compatible with unity. To set limits on the maximum brightness of their disks, we follow a similar linear fitting procedure, as described in di Folco et al. (2007). The procedure consists of fitting the visibility data with a model made of a central star surrounded by a faint, fully resolved uniform disk. Diameters of the stars are

**Table 2.** Separation, luminosity ratio and references for the observed binaries.

Star	Sep. (mas)	$L_{(comp)}/L_{(prim)}$	Refs.
WW Cha	6.31 ±0.16	0.6	(1)
V 1000 Sco	4.14±0.25	0.47	(1),(12)
TWA 3A	3.51 ±0.5	0.76	(1)
AK Sco	1.11 ±0.04	~1	(1),(2)
V4046 Sgr	0.56	0.67	(9)
HT Lup	126 ±1	0.15	(3)
V380 Ori	154 ±2	0.31 ±0.01	(4)
	<0.33 ±2	0.031 $^{+0.16}_{-0.026}$	(10)
GQ Lup	732	~0.004	(5)
HN Lup	240 ±10	0.4 ±0.02	(3)
HT Lup	2800 ±100	0.095 ±0.005	(3)
S CrA	14100 ±60	0.3 ±0.02	(3)
AS 205	1400	0.31 ±0.01	(6)
TWA 3A-B	1440 ±10	~0.63	(8)
FK Ser	1330		(11)

**References.** (1) this paper; (2) Andersen et al. (1989); (3) Ghez et al. (1997); (4) Leinert et al. (1994); ; (5) Mugrauer & Neuhäuser (2005); (6) Cohen & Kuhl (1979); (7) Dyck et al. (1982); (8) de la Reza et al. (1989); (9) Byrne (1986); (10) Alecian et al. (2009); (11) Herbig (1973); (12) Mathieu et al. (1989)

expected to be 0.22 mas or less, so are unresolved even at the longest baselines. The visibility,  $V$ , as a function of baseline,  $B$ , can therefore be written as

$$V^2(B) = \left( \frac{V_\star}{1 + f_{disk}} \right)^2 \approx 1 - 2f_{disk}, \quad (1)$$

where  $f_{disk} = F_{disk}/F_{tot}$ . We then calculate the associated probability of each model

$$p(f_{disk}) \propto e^{-\chi^2(f_{disk})/2} \quad (2)$$

and define the confidence interval as the range over which the cumulative probability is greater than 99.6%. The results of this visibility fitting are displayed Figure 1. The maximum disk fractional luminosity and best  $\chi^2$  are listed in Table 3. The maximum disk fractional luminosities are the highest allowed by the  $3\sigma$  lower limit on the visibilities. However, one has to keep in mind that this assumes fully resolved disks, which may not be the case, and there is a slim possibility that a very compact unresolved disk remains in the centre.

For unresolved sources, the visibilities are compatible with 1.0 but can take slightly higher values because of the uncertainties. This is unphysical but numerically allowed by the calibration procedure. Because  $f_{disk}$  is always positive, this can explain some higher  $\chi^2$  values, such as for V709 CrA and TWA 3B.

These results are consistent with SED analysis of these objects. The SED of these stars shows an excess in the mid-infrared and sub-millimetre range, while the optical and near-infrared SED is compatible with a naked star without excess coming from either thermal emission or scattered light, suggesting that the inner parts of these disk have been cleared (at least down to undetectable levels).

**Table 3.** Upper limits of disk luminosity in H-band for the unresolved stars.

Star	Max $F_{disk}/F_{tot}$ (%)	$\chi^2/(nb.vis.)$
V4046 Sgr	3.16	1.72
TWA 07	0.68	0.68
V709 CrA	1.09	3.32
TWA 3B	2.38	1.91
MY Lup	6.31	0.97
FK Ser	3.38	0.57

**Table 4.** Mean closure phase, mean absolute value of the closure phase, and mean error on the closure phase for each non-binary star with a resolved disk on our sample, in degrees. For all these object, the mean closure phase and the mean absolute closure phase are compatible with 0.

Star	$\overline{CP}$	$ \overline{CP} $	$\overline{\sigma_{CP}}$
TW Hya	-1.54	1.87	2.83
HT Lup	-1.10	2.13	2.90
GQ Lup	-1.70	1.70	2.10
RU Lup	-2.09	2.21	2.11
RY Lup	-2.58	3.16	3.58
V1149 Sco	-0.01	1.52	3.08
AS 205A	-0.98	1.29	1.59
V2129 Oph	-0.67	2.34	3.25
V2508 Oph	-4.05	6.87	6.86
V1121 Oph	-0.27	2.37	5.10
S CrA	-2.73	2.73	2.51
V380 Ori	1.17	4.20	4.88
HN Lup	1.02	1.40	4.94

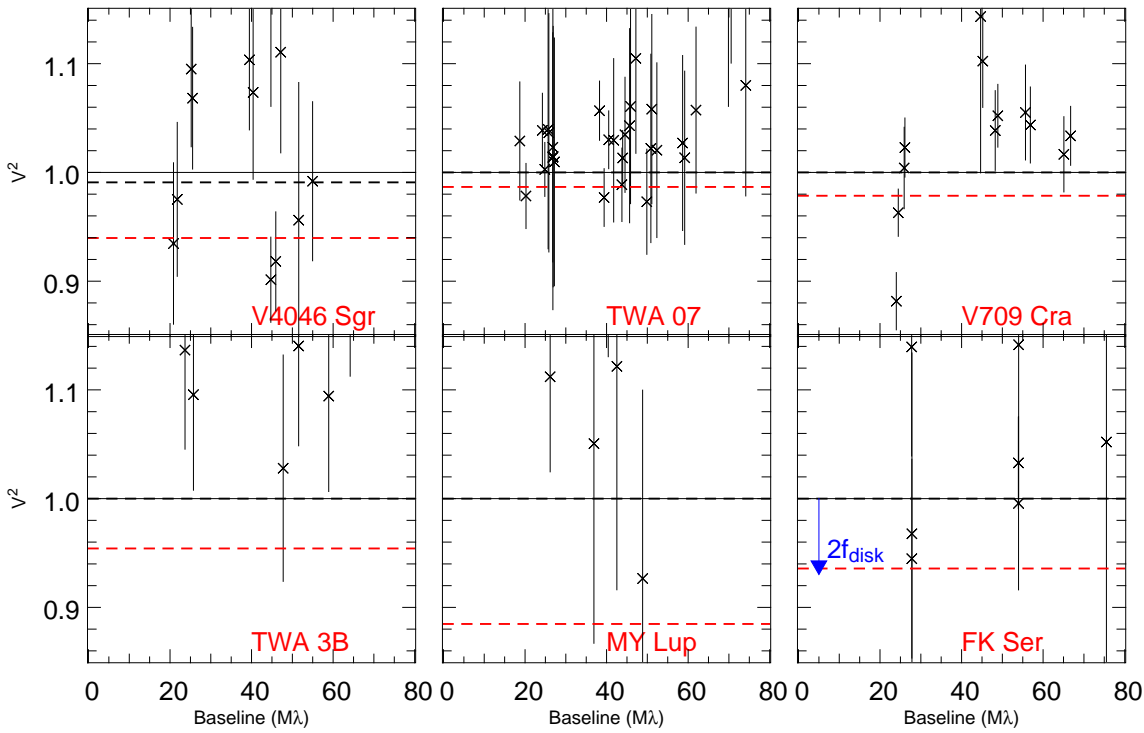
#### 4. Simple models to characterise the visibility profiles of resolved disks

In addition to the unresolved sources (see §3) and to the resolved binary systems (see §2.2 and §7), there are 13 (effectively) single targets in the sample that show a clear signature of the surrounding disk in their visibility profiles. Below we devise two simple models of disks in order to interpret and describe the visibility data of our sample. For this preliminary modelling, we considered pole-on models only because the closure phase signals are weak (usually compatible with zero as we can see from the closure phase profiles displayed Figure B.1 and Table 4), and we also neglected the eventual spread in the data caused by different projected baseline PA. The general properties are of interest here. In-depth model fitting that involves several other data sets will be presented elsewhere.

##### 4.1. The ring model

We first fit the visibility profiles with a ring model (hereafter the thermal model) discussed in Eisner et al. (2003). This model assumes that all the energy coming from the disk and the puffed-up inner rim is due to thermal emission. The model is made of a ring of constant brightness distribution and of width-to-radius ratio  $w = 0.18$ . The squared visibility  $V^2$  of the system (the star and the thermal ring) is

$$V^2 = \left( \frac{1 + f_{therm} V_{ring}}{1 + f_{therm}} \right)^2, \quad (3)$$



**Fig. 1.** Visibility profile modelling of the unresolved stars of our survey. The visibility data correspond to the black crosses and error bars, while the best visibility fit and lower limit are plotted in dashed black and red lines respectively. The difference between unity and the lower limit can be approximated to two times the maximal fractional luminosity of the disk.

where  $V_{ring}$  is the visibility of the ring written as

$$V_{ring} = \frac{1}{\pi\theta_{in}q(2w + w^2)} \times [(1+w)J_1(2\pi(1+w)\theta_{in}q) - J_1(2\pi\theta_{in}q)]. \quad (4)$$

The visibility of the star is set to one and is unresolved. Here,  $J_1$  is the Bessel function of the first kind,  $\theta_{in}$  the opening angle of the inner rim (radius),  $q = \sqrt{u^2 + v^2}$  is the uv-distance, and  $f_{therm}$  is the ratio of the thermal ring flux over the stellar flux:

$$f_{therm.} = F_{disk}/F_{star} = F_{tot.}/F_{star} - 1. \quad (5)$$

This model depends on two parameters,  $\theta_{in}$  and  $f_{therm.}$ . Here,  $f_{therm.}$  can be estimated if one knows the total and the stellar fluxes at H-band.

#### 4.2. The composite model

The second model is a refinement of the one presented above. It is motivated by the PIONIER data obtained in compact configuration and the previous predictions made by Pinte et al. (2008). Unfortunately, only three single targets could be observed at short baselines (HT Lup, RU Lup, and RY Lup), but they all show a rapid decrease in the visibility profiles at short baselines ( $<10M\lambda$ ), indicating that an extended component is resolved, at least partially, and thus larger than  $R \sim 3$  au (at 150 pc).

To identify the nature of this extended component we compare its size with the size of the emission zone produced by thermal emission only, at H-band. To do so we first calculated the size of the thermal emission zone of a flared disk (Eisner et al. 2004) without the contribution of a puffed-up inner rim. For a  $10 L_{\odot}$  star (brighter than all the stars in our survey except for V380 Ori), the emission region (where 99% of the disk emission comes from) is only  $\sim 1.5$  au wide. Adding a puffed-up rim

makes this size smaller because it concentrates an important part of the thermal emission closer to the centre, thus reducing the size of the emission region. This upper limit is half the size of the extended component. Lower luminosity values would lead to a correspondingly smaller zone. It seems reasonable to assume that the extended component is not due to thermal emission alone. Scattered light appears as a natural candidate. This assumption is also motivated by the high albedo of typical disk grains that can be up to 0.9 for small silicate particles.

To check the ability of scattered light to match the data, we build a composite model where thermal emission (see § 4.1) is combined with a scattered light component. For simplicity we only consider isotropic scattering. To determine the radial dependence of the scattered flux, we determine the surface brightness of a power-law disk characterised by a flaring of its surface with exponent  $\beta = 1.1$  (at  $\tau = 1$ ), a scale height  $H_0$ , and an outer radius set equal to half of PIONIER's field of view<sup>2</sup>.

The surface of a ring of width  $dr$  at a radius  $r$  of this disk can be written as

$$dS(r) = 2\pi r \times \sqrt{dr^2 + dH^2} = 2\pi r \times \sqrt{1 + (\alpha r^{\beta-1})^2} dr \quad (6)$$

where  $H = H_0 (r/r_0)^{\beta}$  is the height of the disk at the radius  $r$ ,  $r_0$  the reference radius, and  $\alpha = H_0\beta/r_0^{\beta}$ . This ring is illuminated by the star with an angle

$$\rho = \theta - \phi = \tan^{-1}(dH/dr) - \tan^{-1}(H/r) \quad (7)$$

$$= \tan^{-1}(\alpha r^{\beta-1}) - \tan^{-1}(\alpha r^{\beta-1}/\beta) \quad (8)$$

<sup>2</sup> This flaring exponent is not the true flaring exponent of the disk, since the optical depth will decrease with the radius (owing to the radial decrease of the surface density), but calculations with different flaring values (from 1 to 1.25) lead to little differences in the results. In a similar way,  $H_0$  is not the true scale height of the disk but the vertical distance up to  $\tau = 1$ . However, the value of  $H_0$  has no influence on the calculations.

where  $\theta$  is the slope of the ring, and  $\phi$  the angle between the ring, the star, and the midplane of the disk. Finally, the flux illuminating the ring is proportional to  $1/(r^2 + H^2)$ , and the ring has an albedo  $A$ . Combining these terms with equations 6 and 8, the flux scattered by the disk at the radius  $r$  is

$$dF(r) = 2\pi r \sqrt{1 + (\alpha r^{\beta-1})^2} \times \frac{A}{(r^2 + H^2)} \times \sin(\rho) dr. \quad (9)$$

This ring flux is finally normalised to 1 and multiplied by the ratio  $f_{scat} = F_{scat}/F_{\star}$  between the scattered light flux and the stellar flux,

$$df_{scat}(r) = \frac{dF(r) * f_{scat}}{\int dF(r)}. \quad (10)$$

This normalisation has the advantage of being independent of the albedo and  $H_0$  (as long as  $\alpha \ll 1$ ). The visibility profile of this model is

$$V^2 = \left( \frac{1 + f_{therm} V_{ring} + \int_{\theta_{in}}^{\theta_{out}} (df_{scat} V_{ring})}{1 + f_{therm} + f_{scat}} \right)^2. \quad (11)$$

Each emission component shares the same inner radius, so this model has three free parameters ( $\theta_{in}$ ,  $f_{therm}$ , and  $f_{scat}$ ).

Similar to the thermal model, the number of parameters can be reduced if one knows the disk-to-stellar flux ratio in H band  $f_{exc.}$ , which can be derived using equation 5 and replacing  $f_{therm}$  by  $f_{exc.}$ . In this case, and considering now that the excess flux is coming from both thermal emission and scattering, then  $f_{therm}$  can be written  $f_{exc.} - f_{scat}$  so the final free parameters of this model are  $\theta_{in}$  and  $f_{scat}$ . In the section below we use these two models to fit the PIONIER data.

## 5. Simple fits of the PIONIER data.

### 5.1. Modelling the visibility profiles

For each target, we list in Table 6 the results from both models. The corresponding visibility profile plots are presented Figure 2. Two stars have a published excess,  $f_{exc.}$ , at H-band: TW Hya (Menu et al. 2014) and S CrA (Vural et al. 2012). To estimate this excess for the rest of the targets, we performed a spectral decomposition by fitting the visible part of the SED with a Kurucz model, with the effective temperature and luminosity fixed to the values found in the literature (see Table 1). Then  $f_{exc.}$  is derived using eq. 5. The resulting excesses are presented Table 5.

The range of validity for  $R_{in}$  and  $f_{therm}$  was derived by computing the  $\chi^2$  map of the model results, then deriving the associated marginalised probabilities

$$p_{composite}(f_{therm}) \propto \sum_{R_{in}=0}^{\infty} e^{(-\chi^2(R_{in}, f_{therm})/2)} \quad (12)$$

and

$$p_{composite}(R_{in}) \propto \sum_{f_{therm}=0}^{f_{tot}} e^{(-\chi^2(R_{in}, f_{therm})/2)} \quad (13)$$

and defining a 68% confidence interval around the best model along each axis (i.e. for  $R_{in}$  and  $f_{therm}$ ). Equations 12 and 13 are valid because  $f_{therm}$  and  $R_{in}$  are sampled uniformly in the models. The validity range of the thermal model was derived similarly,

**Table 5.** Derived values of  $f_{exc}$  for the 13 resolved disks of our survey.  $f_{exc}$  is defined as  $f_{disk}/f_{star}$  and has been either taken from the literature (TW Hya and S CrA) or estimated by spectral deconvolution.

Star	$f_{exc}$
TW Hya	1.03 ± 0.01
HT Lup	1.61 ± 0.07
HN Lup	2.53 ± 0.14
GQ Lup	2.18 ± 0.07
RU Lup	1.66 ± 0.09
RY Lup	1.98 ± 0.28
V1149 Sco	1.21 ± 0.11
AS205 A	1.58 ± 0.05
S CrA	2.50 ± 0.15
V2129 Oph	1.10 ± 0.20
V2508 Oph	1.24 ± 0.18
V1121 Oph	1.49 ± 0.16

computing the  $\chi^2$  of each model as a function of  $R_{in}$ , then the associated probability

$$p_{therm}(R_{in}) \propto e^{-\chi^2(R_{in})/2}, \quad (14)$$

and finally defining a 68% confidence interval around the best model.

We caution that the thermal model provides poorer fits to several of the data sets (see Fig. 2). The average value for the thermal models' reduced  $\chi^2$  is 9.2 and is 3.1 for the composite model. The median value of the thermal model's  $\chi^2_{red}$  is 4.9 (with values up to 25 as presented Table 6, here we neglect V380 Ori and HN Lup that may be associated with envelopes, see below). In this case, meaning with poor models, and although error bars and the validity range can be formally calculated, the exercise leads to validity ranges for  $R_{in}$  that are not representative. We list them for completeness in Table 6 but caution that these errors are not reliable for the thermal model.

For 5 of the 13 resolved stars, both models lead to similar inner radii estimations. Several explanations are possible:

- These disks may be flat or made of grains with low albedo, resulting in less scattering. V2508 Oph and AS 205A might fall into this category, because the thermal model can fit the visibility data of their well-resolved, luminous disks.
- The uv coverage may be too poor (as for V1149 Sco) or may show a large dispersion in the visibility measurements (as for V1121 Oph), resulting in poorly constrained models,
- The disk surface brightness may be low (as for TW Hya). As a consequence, the visibility drop-off is small enough that, even with short baselines measurements, both models lead to similar results.

For the remaining eight stars – V380 Ori, HT Lup, HN Lup, GQ Lup, RU Lup, RY Lup, V2129 Oph, and S CrA – applying the thermal model results in poorer fits of the visibility profiles, while the composite model provides a better match (see Figure 2). Interestingly, we note that the composite model (with scattering) does much better for RU Lup, HT Lup, and RY Lup, the only three disk targets for which short baseline measurements are available. Because scattered light is expected to produce clear signatures at short baselines, it will be important to verify the solidity of this trend with more data obtained in compact VLTI configurations.

We also note that the values of  $f_{scat}$  listed in Table 6 vary from 0.0 (dominated by pure thermal emission) to above  $f_{therm}$



**Table 6.** Inner rim size, thermal excess, scattered excess, and  $\chi_{red}^2$  for the composite model (left part), and the thermal model (right part).  $f_{scat}$  is the difference between the total excess flux (estimated from SED analysis) and  $f_{therm}$ .

Star	Composite model				Thermal model		
	$R_{in}$ [au]	$f_{therm}$	$f_{scat}$	$\chi_{red}^2$	$R_{in}$ [au]	$f_{therm}$	$\chi_{red}^2$
TW Hya	0.111 <sup>+0.000</sup> <sub>-0.028</sub>	0.02 <sup>+0.00</sup> <sub>-0.01</sub>	0.01	0.89	0.120 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.018</sub>	0.03	0.88
HT Lup	0.055 <sup>+0.004</sup> <sub>-0.004</sub>	0.42 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.22	2.21	0.100 <sup>+0.000</sup> <sub>-0.000</sub>	0.64	16.09
GQ Lup	0.041 <sup>+0.013</sup> <sub>-0.034</sub>	0.12 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.02</sub>	0.08	1.36	0.107 <sup>+0.002</sup> <sub>-0.002</sub>	0.20	3.38
RU Lup	0.102 <sup>+0.003</sup> <sub>-0.004</sub>	0.41 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.25	2.20	0.149 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	0.66	22.79
RY Lup	0.065 <sup>+0.006</sup> <sub>-0.006</sub>	0.52 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.02</sub>	0.41	3.83	0.119 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	0.93	25.28
V1149 Sco	0.053 <sup>+0.013</sup> <sub>-0.021</sub>	0.51 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.07</sub>	0.09	1.72	0.070 <sup>+0.003</sup> <sub>-0.003</sub>	0.59	1.82
AS 205A	0.176 <sup>+0.002</sup> <sub>-0.001</sub>	0.49 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.09	13.79	0.182 <sup>+0.000</sup> <sub>-0.000</sub>	0.58	16.19
V2129 Oph	0.063 <sup>+0.009</sup> <sub>-0.010</sub>	0.23 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.02</sub>	0.11	2.55	0.104 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	0.34	5.77
V2508 Oph	0.112 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.008</sub>	0.09 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.01</sub>	0.02	1.52	0.123 <sup>+0.003</sup> <sub>-0.003</sub>	0.11	1.62
V1121 Oph	0.092 <sup>+0.012</sup> <sub>-0.015</sub>	0.29 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.04</sub>	0.13	3.13	0.123 <sup>+0.002</sup> <sub>-0.002</sub>	0.42	4.46
S CrA	0.078 <sup>+0.007</sup> <sub>-0.008</sub>	1.20 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.06</sub>	0.30	0.69	0.109 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	1.50	3.04
V380 Ori	0.327 <sup>+0.003</sup> <sub>-0.003</sub>	1.23 <sup>+0.02</sup> <sub>-0.02</sub>	1.47	9.62	0.832 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	2.70	156.97
HN Lup	0.005 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.005</sub>	0.34 <sup>+0.36</sup> <sub>-0.12</sub>	1.07	3.03	0.151 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	1.53	36.06

(scattered light is significant). V380 Ori and HN Lup have the highest values of  $f_{scat}$ , but envelopes may contaminate the results. Excluding them for safety, the values range from 0 to  $\sim 40\%$  of the total disk flux. This is a wide range that indicates that disks are likely to be different from one another, either in shape or content. The current data does not allow detailed image reconstruction. However, more interferometric data and detailed modelling of individual sources, to be performed elsewhere and adding information from several other data sets, will be useful for exploring the shape and content of the inner disks around T Tauri stars further.

A few disk targets are worth a special note, in particular because an extended envelope may affect the interferometric measurements, as mentioned above. V380 Ori is associated with a massive ( $7.6^{+4.4}_{-2.8} M_{\odot}$ ) envelope (Liu et al. 2011). The envelope is resolved with the shortest baselines in our observations. It is responsible for the large visibility decrease at short baselines. In this case, both disk models are inappropriate, since incomplete because of the envelope. The data for HN Lup are scarcer, but SED-fitting permits estimating the excess flux in the H band to roughly about 1.5 times the photospheric flux. This is a huge excess flux that hints at the presence of a possible envelope around HN Lup as well. There is a hint, from extended CO line emission, that an envelope may also be associated with V1149 Sco (Dent et al. 2005).

A comparison of our values of  $R_{in}$  with previous estimates from the literature is also interesting. We find that the inferred inner radius for S CrA with the thermal model is compatible with the previous estimates from Vural et al. (2012). The radii of AS 205 A are also consistent with values found by Eisner et al. (2005) with a puffed-up rim, flared-disk model. However, our inferred radii of TW Hya are slightly smaller than the one found in Menu et al. (2014) (0.11 au versus 0.3 au). All others are new estimations.

We note that our thermal model leads to similar inner rim radii regardless of whether we fit the whole visibility profile or only the data between 80 and 90 meters (i.e., the Keck Interferometer and the baseline range used in previous studies by Akeson et al. (2005) and Eisner et al. (2007)). This is serendipitous, because having  $\sim 80$  m baselines is close to the average baseline range in our coverage. Nevertheless, a comparison remains useful with previous studies made with thermal models and with

data for this specific restricted range of baselines (see Pinte et al. (2008) and references therein).

## 5.2. Comparison with the dust sublimation radius

We present in Fig. 3 a comparison of the inner radii derived from the two models with the sublimation radius estimated for an optically thin disk. See the straight and dashed lines in the figure 3, which are calculated with the following prescription:

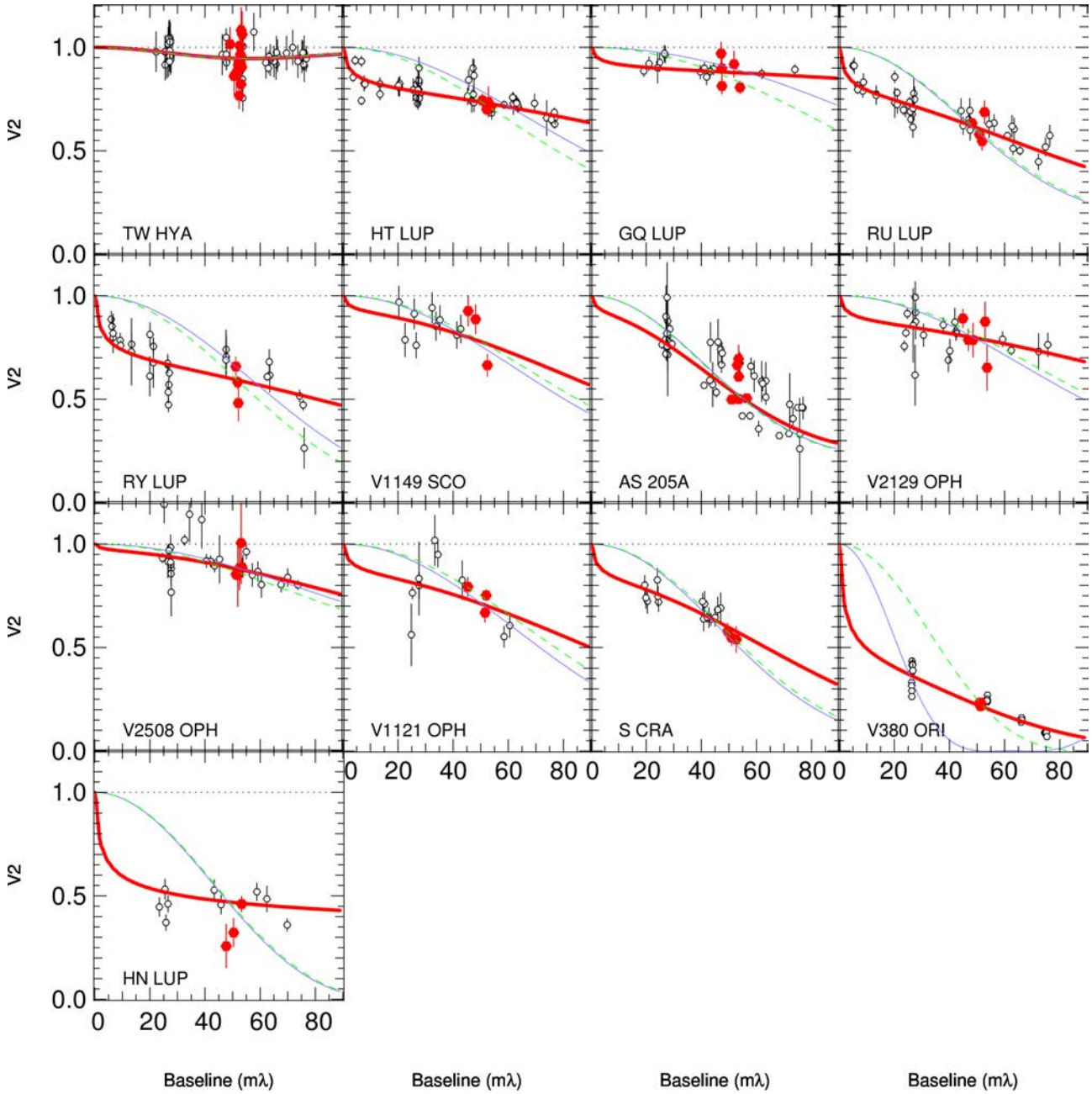
$$R_{sublim} = \sqrt{(1 + H_{in}/R_{in}) \frac{L_{star} + L_{acc}}{4\pi\sigma T_{sub}^4}}, \quad (15)$$

where we adopted  $H_{in}/R_{in}$  (0.1) and  $T_{sub}$  (1500 and 2000 K) for direct comparison with Eisner et al. (2007). In addition, we plot the radii calculated by Pinte et al. (2008) using only a thermal ring and archival data from Keck and PTI.

The radii from the thermal model are compatible with the dust sublimation radius, except for TW Hya. Not surprisingly perhaps (see Pinte et al. (2008)), the radii calculated with the composite model are smaller than their thermal model equivalent. They are also consistent with an inner rim at the sublimation radius, assuming a 1500-2000K dust sublimation temperature.

Two stars have an inferred radius that is small and below the 2000K dust sublimation curve: RY Lup and HT Lup. Their small inner rims can be accounted for by large projection effects of high inclinations. These effects have to be taken into account properly to extract better parameters.

As presented in this section, geometrical models are sufficient to highlight the general properties of T Tauri disks and, in particular, here the presence (or absence) of a significant contribution from (extended) scattered light. These simple models also highlight the possibility that the inner regions of each disk is different from target to target and that envelopes may also contaminate the interferometric signal if not taken into account properly. Full radiative transfer modelling is required to derive more precise parameters about the structure and composition of the inner disks. Such modelling is currently underway for all the stars with disks discussed above. These models will be presented elsewhere.



**Fig. 2.** Plots of the results from the visibility modelling with the thermal and composite models. For each star the black circles and vertical bars are the data points and error bars, and the dotted line represents  $V^2 = 1$ . The red lines are the fits with the composite model, and the blue lines are the fits with the thermal model. Fitting only the visibility point between  $\sim 47$  and  $\sim 54$   $m\lambda$  (roughly the baseline of the Keck Interferometer, see the red points and error bars) with the thermal model leads to similar results (green dashed line) for the majority of the stars as fitting the whole visibility profile.

## 6. Binaries detected in the survey

The companions to four stars were detected during this survey, three of which were already known from spectroscopy. This is the first time the binary is resolved spatially for all four objects. Table 7 contains results for WW Cha, V1000 Sco, and TWA 3A: the date of observation, the separation and position angle of each companion, and the flux ratio between companion and primary. AK Sco is discussed in detail below, and its orbital parameters are presented in Table 8.

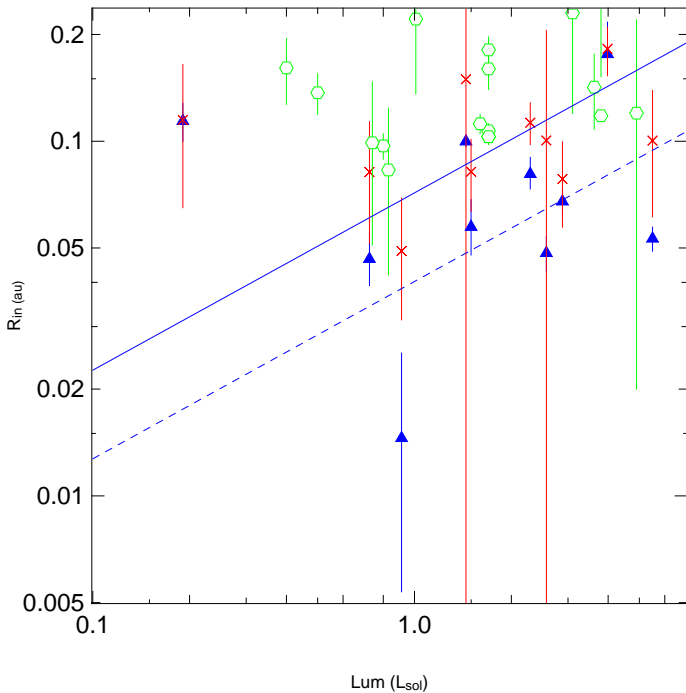
### 6.1. AK Sco

AK Sco is a double-line spectroscopic binary. We observed it during seven nights between August 2011 and July 2013 (Table B.1) with the VLTI configured with long (6 nights) and short (one night in July 2013) baselines. Data were spectrally dispersed over one or three spectral channels across the H band. The dataset reveals the presence of the central binary plus an extended surrounding environment.

A first fit of interferometric data and radial velocities (from Alencar et al. (2003)) with a model consisting of a binary without circumstellar material leads to poor results, with the reduced  $\chi^2$  of the fit being  $\chi_r^2 = 18$  and the residuals showing the signa-

**Table 7.** Date of observation, separation, position angle, astrometric errors, and flux ratio of the observed binaries. The astrometric errors are the semi major axis **a**, the semi minor axis **b**, and the orientation of the error ellipse,  $\theta$ , around the best fit position of the companion. The flux ratio of TWA 3A is poorly constrained by the observations.

Star	Date of observation	Sep.(mas)	P.A. (°)	a(mas)	b(mas)	$\theta(^{\circ})$	$F_{(comp)}/F_{\star}$
WW Cha	2012-07-02	4.73	-140	0.57	0.35	22	0.62
	2012-03-06	6.18	-48.8	0.98	0.40	117	0.62
	2011-02-10	6.44	173.4	0.50	0.18	150	0.62
V1000 Sco	2012-07-17	4.33	105.7	0.40	0.19	164	0.34
	2012-08-19	----- multiple local minima -----					
TWA 3A	2011-02-09	3.51	108.1	0.57	0.43	1	0.76



**Fig. 3.** Calculated inner rim for all the single, resolved stars of our survey (except V380 Ori and HN Lup) with the composite model (blue triangles and error bars) and the thermal model (red crosses and error bars). Radii calculated with thermal models from the literature (Pinte et al. 2008) are also presented by green circles. The filled symbols represent models with reduced  $\chi^2$  less than 5. The blue lines represent the sublimation radius as a function of the stellar luminosity for grains sublimating at 1500 K (straight line) and 2000 K (dashed line). All estimations assume a pole-on configuration.

ture of an extended environment. A second model consisting of a binary surrounded by a narrow ring (to mimic the inner edge of the disk) is able to fit radial velocities, visibilities, and closure phase more successfully ( $\chi_r^2 \approx 2$ ). The visual agreement between the interferometric measurements and the second model is also more convincing, without systematic residuals at low or high spatial frequencies. The best-fit parameters are summarised in Table 8 and plotted in Figure 4.

The radial velocities constrain the orbital elements  $P$ ,  $T$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $K_a$ ,  $K_b$ , and  $\gamma$  very well. The addition of the interferometric observations constrained the position angle of the ascending node and inclination,  $\Omega$  and  $i$ , respectively, as well as the size of the apparent orbit.

The inclination of the binary, hence the stellar masses, are compatible with those found in Alencar et al. (2003). The diam-

eter of both stars is less than 0.15 mas and cannot be resolved with the longest baseline of the VLTI, so we consider the star to be unresolved in the fitting process. The distance is constrained with the period, masses, and apparent size of the orbit of the binary. It is consistent at  $1.5\sigma$  level with the value from van Leeuwen (2007) ( $d = 102_{-17}^{+26}$  pc), while being more precise.

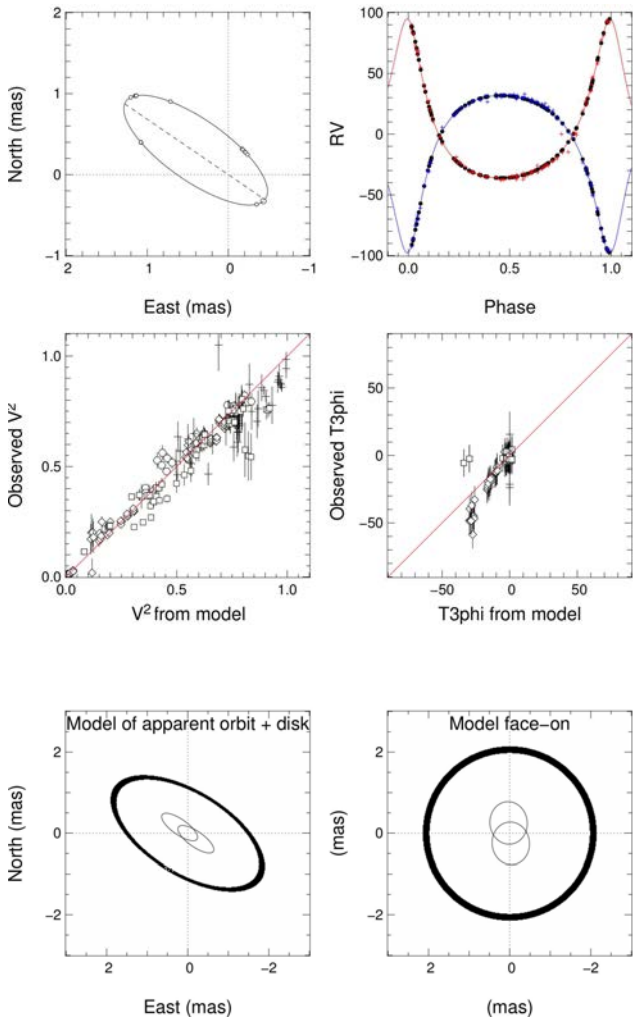
Interferometric observations also constrain the parameters of the circumbinary disk (major axis  $w_{disk}$ , inclination  $i_{disk}$ , position angle  $\Omega_{disk}$ , and the fractional flux of the disk  $f_{disk}$ ). Interestingly, at one observation epoch, the binary was at closest apparent separation and was nearly unresolved. At that time, the interferometric signal was coming mostly from the disk.

The number of interferometric data points and the spatial resolution are not enough to disentangle the exact nature of the environment. A model of a binary plus an extended environment is able to reproduce the signature of the environment. This environment can be either an inclined ring, a uniform disk, or a Gaussian disk. Depending on the model considered, its diameter varies between 3.5 mas to 6 mas, the values listed in Table 8 are for the ring model. The uncertainties reported in Table 8 are based on the statistical errors of the observations alone and not on the modelling uncertainty. However, the flux ratio between the environment (circumbinary disk or ring) and the central binary is robust, and the flux contribution from the disk ( $f_{disk} = 0.2$ ) is compatible with the excess flux in H band.

Our data set cannot distinguish between  $i_{disk} = 60$  deg and  $i_{disk} = 180 - 60$  deg, no information on the disk rotation sense is available. However, the position angle of the disk is compatible with the binary one, and one of the two values of  $i_{disk}$  matches the inclination of the orbital plane. Based on that, it seems reasonable to conclude that the two are coplanar, although we acknowledge that only a spectro-astrometric measurements of a sense of rotation of the disk would confirm this definitively.

## 6.2. V1000 Sco

V1000 Sco is a spectroscopic binary, some of its parameters ( $P$ ,  $e$ ,  $\omega$ ,  $K_a$ , and  $\gamma$ ) have been previously measured by Mathieu et al. (1989). V1000 Sco has been observed twice during our campaigns. The first observation set is of good quality, and the object was observed twice during that night. The companion position and flux can be modelled without ambiguity. The resulting separation and flux ratio are listed Table 2. This binary was observed again 33 days later. The data is of lower quality, and the modelling of the companion parameters led to numerous local minima. Further observations are being collected to fully constrain the orbital parameters.



**Fig. 4.** Best fit of AK Sco's radial velocities and interferometric data with the binary+ring model. From top left to bottom right: *upper left*: Apparent trace of the best-fit orbit of the binary (primary at 0, 0) with the time of observation; *upper right*: radial velocity from Alencar with the best-fit orbit; *middle left*: comparison between model and PIONIER observation for V2; *middle right*: comparison between model and PIONIER observations for closure phases; *lower left*: full model of disk + binary as projected on the sky; *lower right*: full model of disk + binary as seen pole-on.

Because of the possible presence of excess, uncertain system age, and systematic uncertainties with evolutionary models, it is not possible to reliably convert the H-band flux of the companion into a mass. More multi-wavelength and/or spectroscopic information on the companion is needed to assess the binary mass ratio. This also applies to TWA 3A and WW Cha below.

### 6.3. TWA 3A

TWA 3A was observed once on February 2011, and the interferometric data are in good agreement with a binary model, with a binary separation of 3.51 mas and flux ratio of 0.76. As for V1000 Sco and WW Cha, further observations will be needed to constrain this system.

**Table 8.** Best fit orbital elements and related physical parameters of AK Sco

Parameter	Value	Uncertainty	Unit/definition
$\gamma$	-1.97	0.5	km s <sup>-1</sup>
$K_a$	64.7	0.9	km s <sup>-1</sup>
$K_b$	65.5	0.9	km s <sup>-1</sup>
$t_p$	46654.410	0.02	JD-2400000
$P$	13.609	0.001	days
$e$	0.47	0.01	
$i$	115	3	deg
$\Omega$	48	3	deg
$\omega$	186	2	deg
$a_{app}$	1.11	0.04	mas
$f$	0.81	0.06	H-band flux ratio
$f_{disk}$	0.18	0.03	flux.env
$i_{disk}$	121	8	deg
$w_{disk}$	4.1	0.3	mas
$\Omega_{disk}$	47	10	deg
$d$	141	7	pc
$M_a$	1.41	0.08	$M_{\odot}$
$M_b$	1.39	0.08	$M_{\odot}$

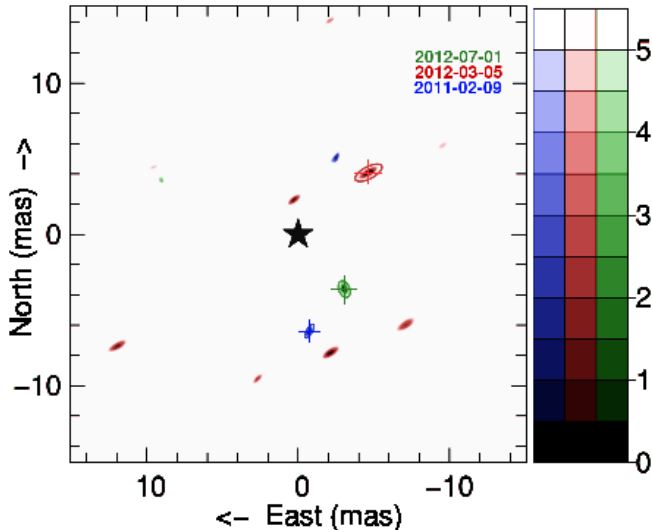
### 6.4. WW Cha

WW Cha has been observed three times between February 2011 and July 2012. Each observation shows evidence for binarity (high visibility and closure phases variations, see Appendix B). We performed interferometric fitting on these data with a model consisting of a binary and a fully resolved component (a disk or envelope). The amount of data is not sufficient to constrain the orbital parameters. While the data of March 2012 is of lower quality than the two others (giving multiple local minima for the position of the companion), the fitting of all three data sets gives similar results for the companion's flux (0.6 time the flux of the primary) and the extended component (accounting for 12% of the total emission). Figure 5 shows the apparent movement of the companion. This motion is not compatible with that of a background star, and it suggests that the two objects are bound.

## 7. Summary and conclusion

We observed 23 young stars with PIONIER at the VLTI, 21 T Tauri stars, and 2 Herbig Ae stars. Thirteen of these stars have a visibility profile showing the clear signature of a circumstellar disk. We fitted the data with two simple models: a thermal ring model and a more complex composite model consisting of the thermal ring model and an additional large scale component. The composite model significantly improves the quality of the fits in eight cases, especially the shape of the visibility curves at short baselines. These results strongly support the previous suggestion by Pinte et al. (2008) that the extended component is produced by scattered light. For the five other cases, the fits from the two models are of similar quality.

All in all, the model results indicate that the amount of scattered flux differs from disk to disk, as does the amount of thermal emission from the inner rim. This indicates that each disk is probably different from all others in its fine details. Clearly more advanced modelling is needed, including more constraints from other data sets, to derive the exact shape and content of each inner disks. This will be presented elsewhere.



**Fig. 5.**  $\chi^2$  map for the binary model fitting of WW Cha for the observations of February 2011 (blue), March 2012 (red), and July 2012 (green) (for each colour, darker tones mean better  $\chi^2$ ). The primary is represented by the central black star, while the best fit position of WW Cha companion (i.e., the minimum  $\chi^2$ ) is denoted by a cross. Observations of March 2012 produced data of lower quality, leading to numerous local minima in this map.

The size of the inner disks (or the inner rims) were also estimated for disk sources. All the inner disk radii derived from the composite model are smaller than their counterparts from the thermal model. These radii are consistent with the radii expected for a dust sublimation temperature of  $\sim 1500\text{K}$ , even for the faintest stars of our survey, extending the previous results of Pinte et al. (2008). Three objects (HN Lup, V1149 Sco, and V380 Ori) appear to have a remnant envelope and cannot be correctly represented with either models.

Improving our knowledge of the geometry and content of the inner regions of protoplanetary disks is necessary to understand how planets can form and how their migration can be halted. It is also necessary to understand the topology of the accretion process. T Tauri stars are less luminous and cooler (redder) than Herbig stars. Our results highlight the need to include a complete treatment of the radiative transfer (including scattered light) to interpret their NIR interferometric signatures. They also highlight that with partial uv coverage, a very detailed estimation of the shape of the inner disk remains difficult. We stress that, ideally, future observations should include better uv coverage and simultaneous photometry.

Another result of this survey is the discovery of a new binary: WW Cha. Its interferometric data can be modelled with a binary system and resolved emission. The companion is seen at a different position during each observation, but further observations will be needed to fully constrain the orbital parameters of this milli-arcsecond binary. We also re-observed and spatially resolved the known binaries V1000 Sco, TWA 3A, and AK Sco. For V1000 Sco and TWA 3A, the separations, position angles, and flux ratios of the systems were derived. For AK Sco, both the binary system and the inner edge of the circumbinary disk are resolved. The orbital parameters and the distance to the system were derived. This model reproduces both the radial velocity measurements and the interferometric data. However, the exact shape of the circumbinary environment cannot be constrained

yet from our observations. More data points and longer baselines are needed.

**Acknowledgements.** PIONIER is funded by the Université Joseph Fourier (UJF, Grenoble) through its Poles TUNES and SMING, the Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble, the “Agence Nationale pour la Recherche” with the programme ANR EXOZODI, and the Institut National des Science de l’Univers (INSU) via the “Programme National de Physique Stellaire” and “Programme National de Planétologie”. The authors want to warmly thank all the people involved in the VLTI project. This work is based on observations made with the ESO telescopes. It made use of the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS) and of the Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS). All calculations and graphics were performed with the open source software Yorick. We acknowledge funding from the European Commission’s 7<sup>th</sup> framework programme (EC FP7) under grant agreement No. 284405 (DIANA) and contract PERG06-GA-2009-256513 and also from Agence Nationale pour la Recherche (ANR) of France under contract ANR-2010-JCJC-0504-01. FM, SC and MS acknowledge support from Millennium Science Initiative, Chilean Ministry of Economy: Nucleus P10-022-F. This research has made use of the Simbad database operated at the CDS, Strasbourg, France, and the Jean-Marie Mariotti Center ASPRO and LITpro services co-developed by CRAL, IPAG, and FIZEAU. We thank the anonymous referee for her/his suggestions for improvement.

## References

- Akeson, R. L., Boden, A. F., Monnier, J. D., et al. 2005, *ApJ*, 635, 1173  
Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 354  
Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 1001  
Alencar, S. H. P., Melo, C. H. F., Dullemond, C. P., et al. 2003, *A&A*, 409, 1037  
Andersen, J., Lindgren, H., Hazen, M. L., & Mayor, M. 1989, *The Messenger*, 55, 45  
Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2010, *ApJ*, 723, 1241  
Artemenko, S. A., Grankin, K. N., & Petrov, P. P. 2012, *Astronomy Letters*, 38, 783  
Bast, J. E., Brown, J. M., Herczeg, G. J., van Dishoeck, E. F., & Pontoppidan, K. M. 2011, *A&A*, 527, A119  
Byrne, P. B. 1986, *Irish Astronomical Journal*, 17, 294  
Cohen, M. & Kuhl, L. V. 1979, *ApJS*, 41, 743  
Dai, Y., Wilner, D. J., Andrews, S. M., & Ohashi, N. 2010, *AJ*, 139, 626  
de Geus, E. J., de Zeeuw, P. T., & Lub, J. 1989, *A&A*, 216, 44  
de la Reza, R., Torres, C. A. O., Quast, G., Castilho, B. V., & Vieira, G. L. 1989, *ApJ*, 343, L61  
Dent, W. R. F., Greaves, J. S., & Coulson, I. M. 2005, *MNRAS*, 359, 663  
di Folco, E., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2007, *A&A*, 475, 243  
Donati, J.-F., Gregory, S. G., Montmerle, T., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 1747  
Dullemond, C. P. & Monnier, J. D. 2010, *ARA&A*, 48, 205  
Dyck, H. M., Simon, T., & Zuckerman, B. 1982, *ApJ*, 255, L103  
Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., & Stone, J. M. 2014, *mnras*, 443, 1916  
Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2005, *ApJ*, 623, 952  
Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., White, R. J., et al. 2007, *ApJ*, 669, 1072  
Eisner, J. A., Lane, B. F., Akeson, R. L., Hillenbrand, L. A., & Sargent, A. I. 2003, *ApJ*, 588, 360  
Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049  
Eisner, J. A., Monnier, J. D., Woillez, J., et al. 2010, *apj*, 718, 774  
Figueira, P., Marmier, M., Boué, G., et al. 2012, *A&A*, 541, A139  
Forbrich, J. & Preibisch, T. 2007, *A&A*, 475, 959  
Ghez, A. M., White, R. J., & Simon, M. 1997, *ApJ*, 490, 353  
Gregorio-Hetem, J. & Hetem, A. 2002, *MNRAS*, 336, 197  
Haguenauer, P., Alonso, J., Bourget, P., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series  
Herbig, G. H. 1973, *ApJ*, 182, 129  
Herczeg, G. J. & Hillenbrand, L. A. 2014, *ApJ*, 786, 97  
Hughes, J., Hartigan, P., Krautter, J., & Kelemen, J. 1994, *AJ*, 108, 1071  
Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345  
Lafresse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series  
Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57  
Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67

Leinert, C., Richichi, A., Weitzel, N., & Haas, M. 1994, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 62, *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ed. P. S. The, M. R. Perez, & E. P. J. van den Heuvel, 155

Liu, T., Zhang, H., Wu, Y., Qin, S.-L., & Miller, M. 2011, *ApJ*, 734, 22

Lommen, D., Wright, C. M., Maddison, S. T., et al. 2007, *A&A*, 462, 211

Luhman, K. L. 2007, *ApJS*, 173, 104

Malo, L., Doyon, R., Lafrenière, D., et al. 2013, *ApJ*, 762, 88

Manoj, P., Bhatt, H. C., Maheswar, G., & Muneer, S. 2006, *ApJ*, 653, 657

Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080

Mathieu, R. D., Walter, F. M., & Myers, P. C. 1989, *AJ*, 98, 987

McDonald, I., Zijlstra, A. A., & Boyer, M. L. 2012, *MNRAS*, 427, 343

Menu, J., van Boekel, R., Henning, T., et al. 2014, *A&A*, 564, A93

Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694

Mugrauer, M. & Neuhäuser, R. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 701

Pinte, C., Ménard, F., Berger, J. P., Benisty, M., & Malbet, F. 2008, *ApJ*, 673, L63

Reipurth, B., Pedrosa, A., & Lago, M. T. V. T. 1996, *A&AS*, 120, 229

Romero, G. A., Schreiber, M. R., Cieza, L. A., et al. 2012, *ApJ*, 749, 79

Sartori, M. J., Lepine, J. R. D., & Dias, W. S. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 340, 40913

Stempels, H. C., Gahm, G. F., & Petrov, P. P. 2007, *A&A*, 461, 253

Torres, C. A. O., Quast, G. R., da Silva, L., et al. 2006, *A&A*, 460, 695

van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653

Vural, J., Kreplin, A., Kraus, S., et al. 2012, *A&A*, 543, A162

Wahhaj, Z., Cieza, L., Koerner, D. W., et al. 2010, *ApJ*, 724, 835

Whittet, D. C. B., Prusti, T., Franco, G. A. P., et al. 1997, *A&A*, 327, 1194

Yang, H., Herczeg, G. J., Linsky, J. L., et al. 2012, *ApJ*, 744, 121

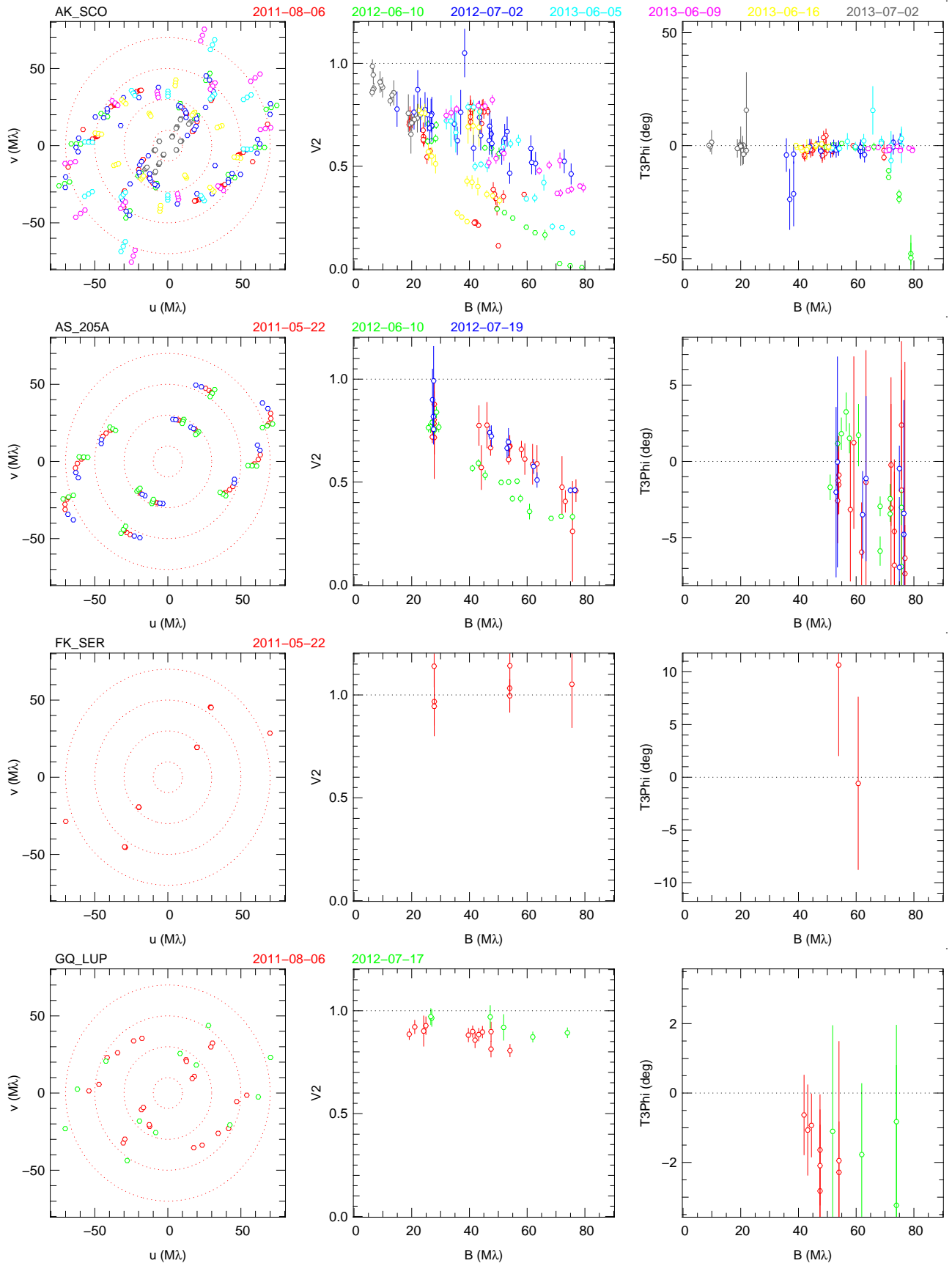
## Appendix A: Observations log.

**Table A.1.** Log of the observations. The different columns display the name, date of observation, telescopes, configuration number of spectral channels, and calibrators for each target

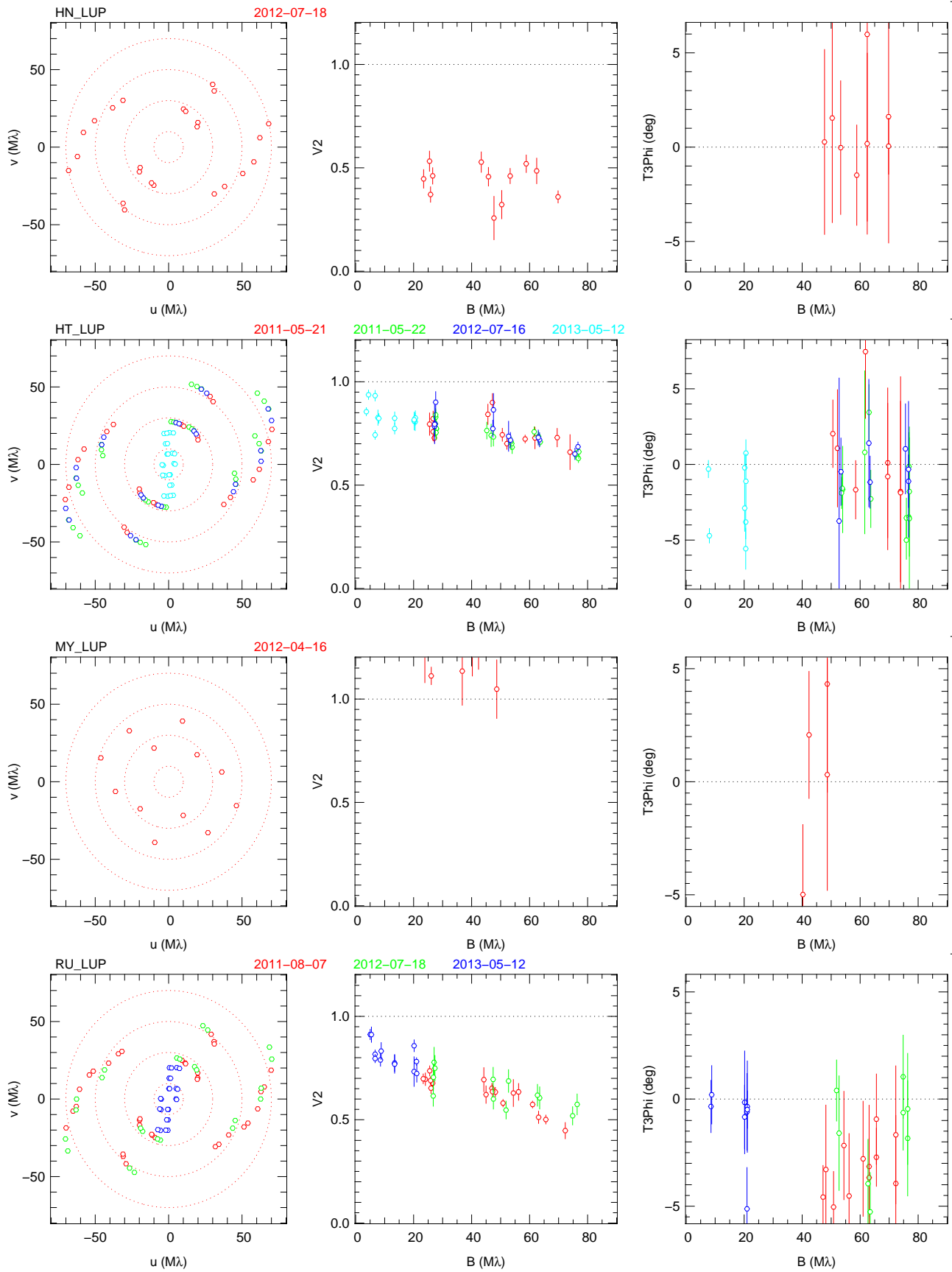
Star	Obs. date	Config.	Nspec	Calibrators	Star	Obs. date	Configuration	Nspec	Calibrators
GQ Lup	2011-08-06	A1 G1 I1 K0	1	HIP 83779 HIP 77295 HIP 78118	HN Lup	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	1	HIP 78754 HIP 76997
	2012-07-16	A1 G1 I1 K0	1	HIP 79355 HIP 78754	HT Lup	2011-05-21	A1 G1 I1 K0	1	HIP 79355 HIP 77672
	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	1	HIP 78754 HIP 78014		2011-05-22	A1 G1 I1 K0	1	HIP 77672 HIP 79355
MY Lup	2012-04-16	D0 G1 H0 I1	1	HIP 77962 HIP 78716		2012-07-16	A1 G1 I1 K0	1	HIP 79355 HIP 77672
RU Lup	2011-08-07	A1 G1 I1 K0	1	HIP 77295 HD 135549 HIP 77964	RY Lup	2013-05-12	A1 B2 C1 D0	1	HIP 77731 HIP 78359
	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	1	HIP 78754 HIP 78014		2011-08-07	A1 G1 I1 K0	1	HIP 77964 HIP 77295
	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	1	HIP 78754 HIP 78014		2013-05-12	A1 B2 C1 D0	1	HIP 78456 HIP 78238
	2013-05-12	A1 B2 C1 D0	1	HIP 77388 HIP 77108	V1000 Sco	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	1	HIP 78551 HIP 79690
V1149 Sco	2011-05-23	A1 G1 I1 K0	1	HIP 78551		2012-08-19	A1 G1 I1 K0	1	HIP 82722 HIP 80171
	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	1	HIP 78551 HIP 79690	WW Cha	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	1	HIP 55237
AS 205A	2011-05-22	A1 G1 I1 K0	1	HIP 79377 HIP 77338		2012-03-05	A1 G1 I1 K0	1	HIP 54452 HIP 56876
	2012-06-10	A1 G1 I1 K0	3	HIP 82515		2012-07-01	A1 G1 I1 K0	1	HD 99015
	2012-07-19	A1 G1 I1 K0	1	HIP 77338 HIP 79377	V4046 Sgr	2011-08-06	A1 G1 I1 K0	1	HIP 89922 HIP 89922
FK Ser	2011-05-22	A1 G1 I1 K0	1	HIP 91530	V2508 Oph	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	1	HIP 82525
TWA 3A	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	1	HIP 53487 HIP 54547		2012-07-19	A1 G1 I1 K0	1	HIP 82722 HIP 82384
TWA 3B	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	1	HIP 53487 HIP 54547		2012-08-19	A1 G1 I1 K0	1	HIP 82384 HIP 82722
TWA 07	2011-05-22	A1 G1 I1 K0	1	HIP 51920 HIP 53631	V2129 Oph	2012-04-16	D0 G1 H0 I1	1	HIP 80784 HIP 77962
	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	1	HIP 51920 HIP 53631		2012-07-19	A1 G1 I1 K0	1	HIP 79346 HIP 80355
TW Hya	2011-02-09	A0 G1 I1 K0	1	HIP 53487 HIP 54547	V1121 Oph	2011-08-07	A1 G1 I1 K0	1	HIP 79884 HIP 84459
	2011-05-25	A1 G1 I1 K0	1	HIP 51920 HIP 53631	AK Sco	2011-08-06	A1 G1 I1 K0	1	HIP 82046 HIP 83779
S Cra	2011-08-06	A1 G1 I1 K0	1	HIP 93470 HIP 92639		2012-06-10	A1 G1 I1 K0	3	HIP 82046 HIP 82046
	2012-07-17	A1 G1 I1 K0	1	HIP 93611		2012-07-02	A1 G1 I1 K0	1	HIP 82515 HD 152433
	2012-08-19	A1 G1 I1 K0	1	HIP 92858 HIP 93611		2013-06-05	A1 G1 J3 K0	3	HD 154312 HD 148841
V 709 Cra	2012-07-18	A1 G1 I1 K0	1	HIP 92639 HIP 92910		2013-06-09	A1 G1 J3 K0	3	HD 152884 HD 155736
	2011-08-07	A1 G1 I1 K0	1	HIP 93470		2013-06-16	D0 G1 H0 I1	3	HD 152884 HD 149691
V380 Ori	2010-12-22	A0 G1 I1 K0	1	HD 36134 HD 34863 HIP 32076		2013-07-02	A1 B2 C1 D0	3	HD 152884 HD 155736
	2010-12-23	A0 G1 I1 K0	7	HD 220986 HD 34863					

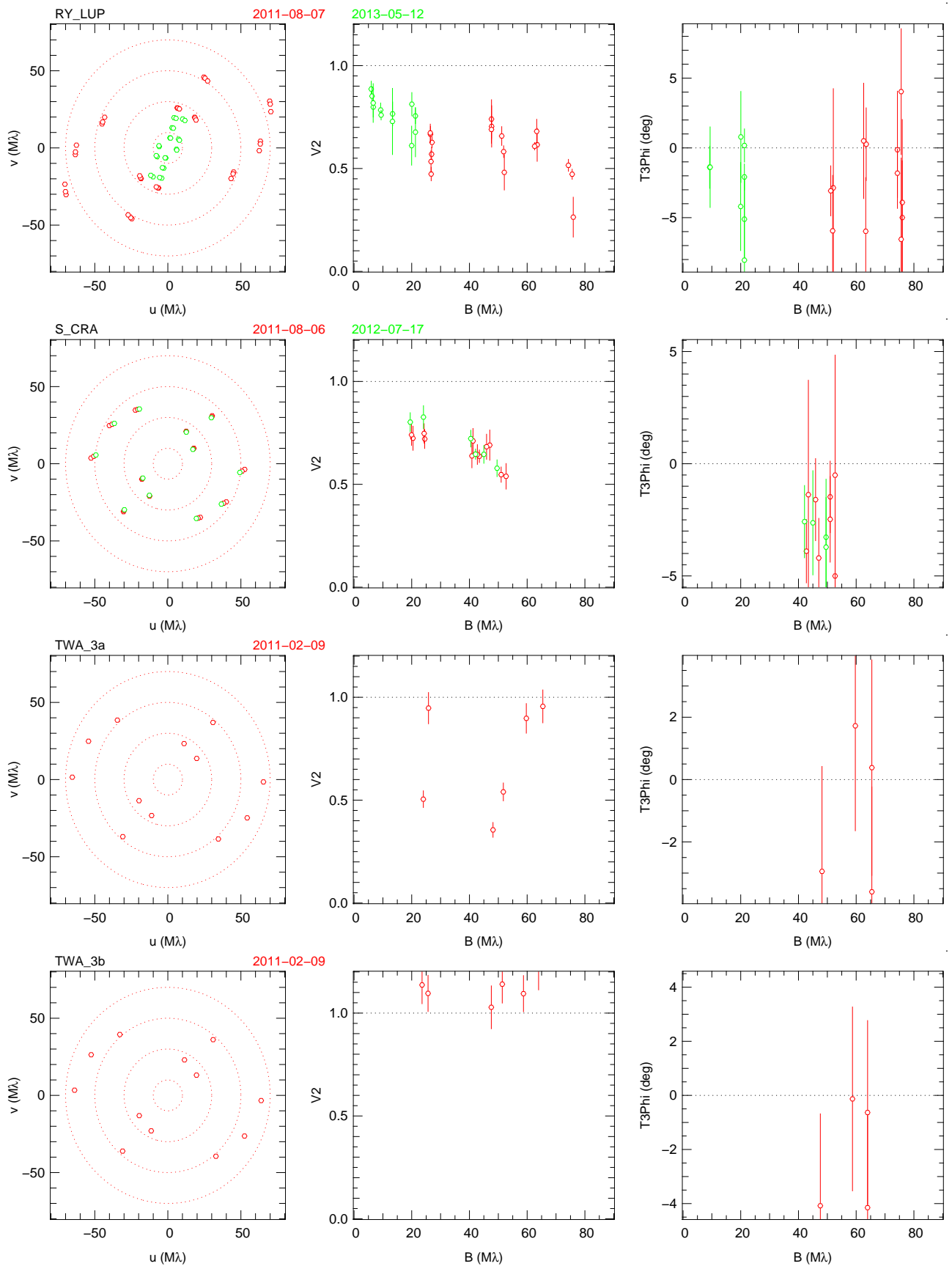
**Appendix B: PIONIER data**

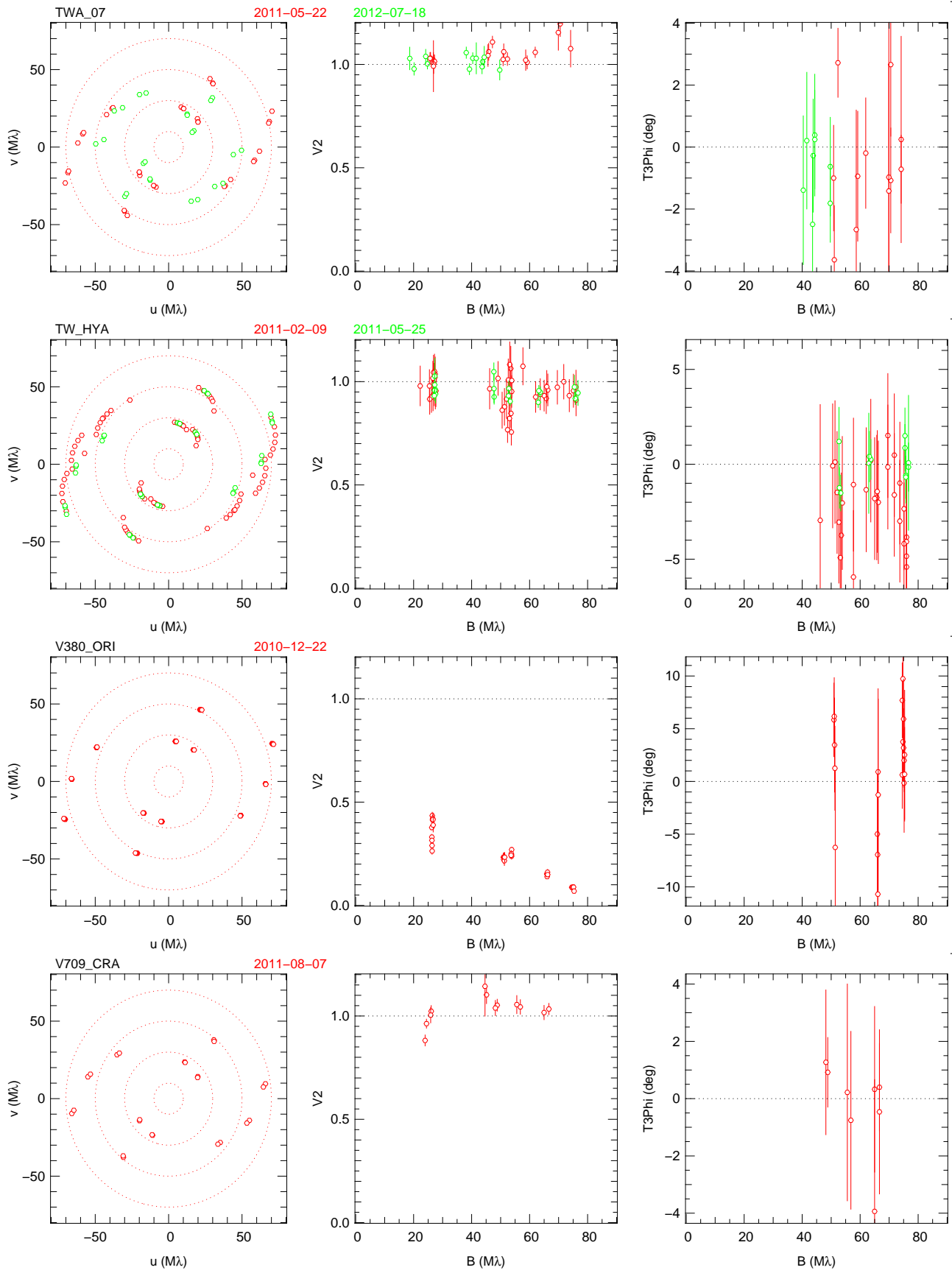
**Fig. B.1.** uv plane, visibilities and closure phases for all the targets observed in this survey. For each target, the different colours represent different observing dates. The closure phase panels have different ranges, as the closure phases of each target differ greatly from one another. The baseline of the closure phases is defined at the largest baseline of the triangle.

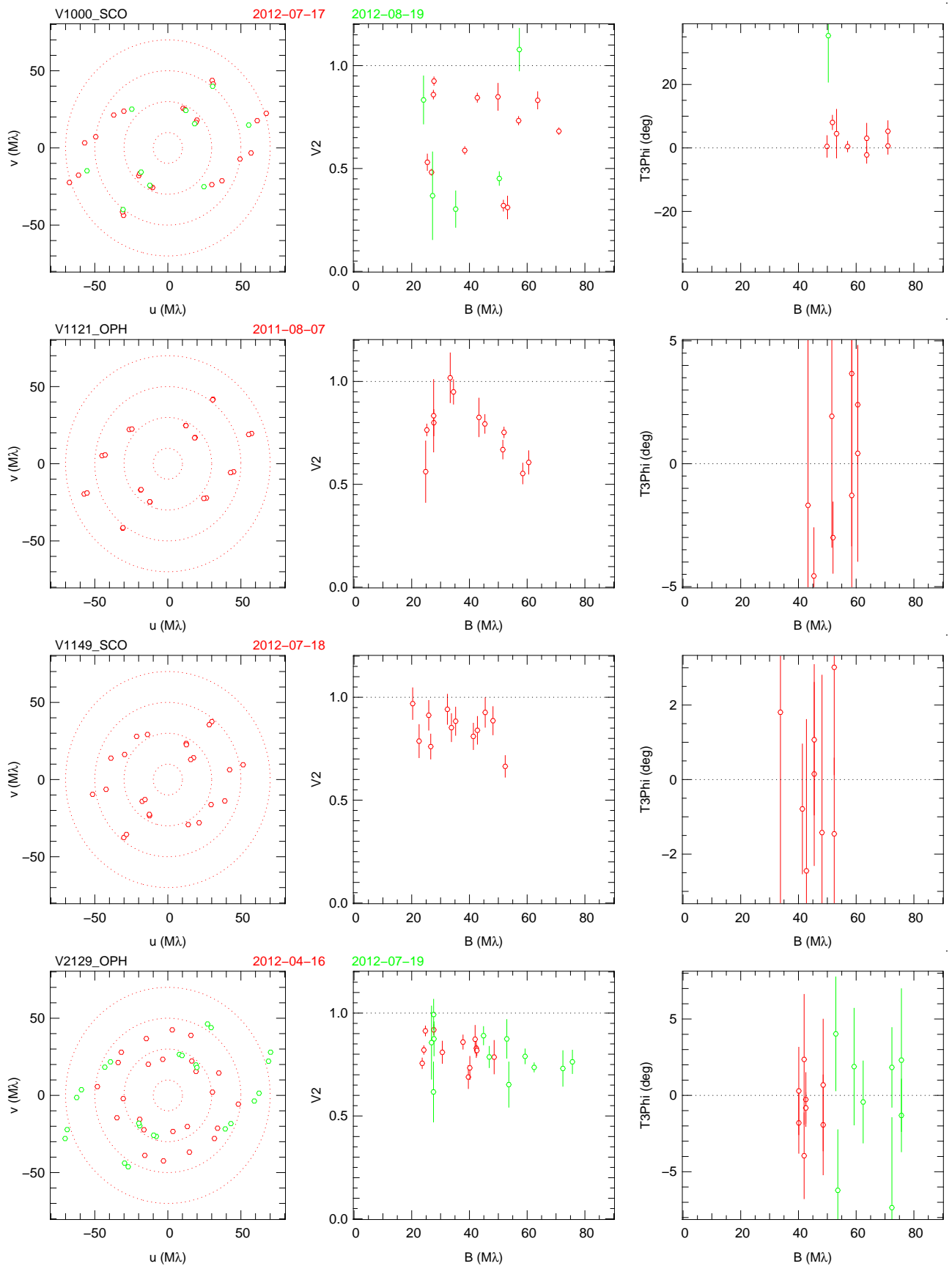


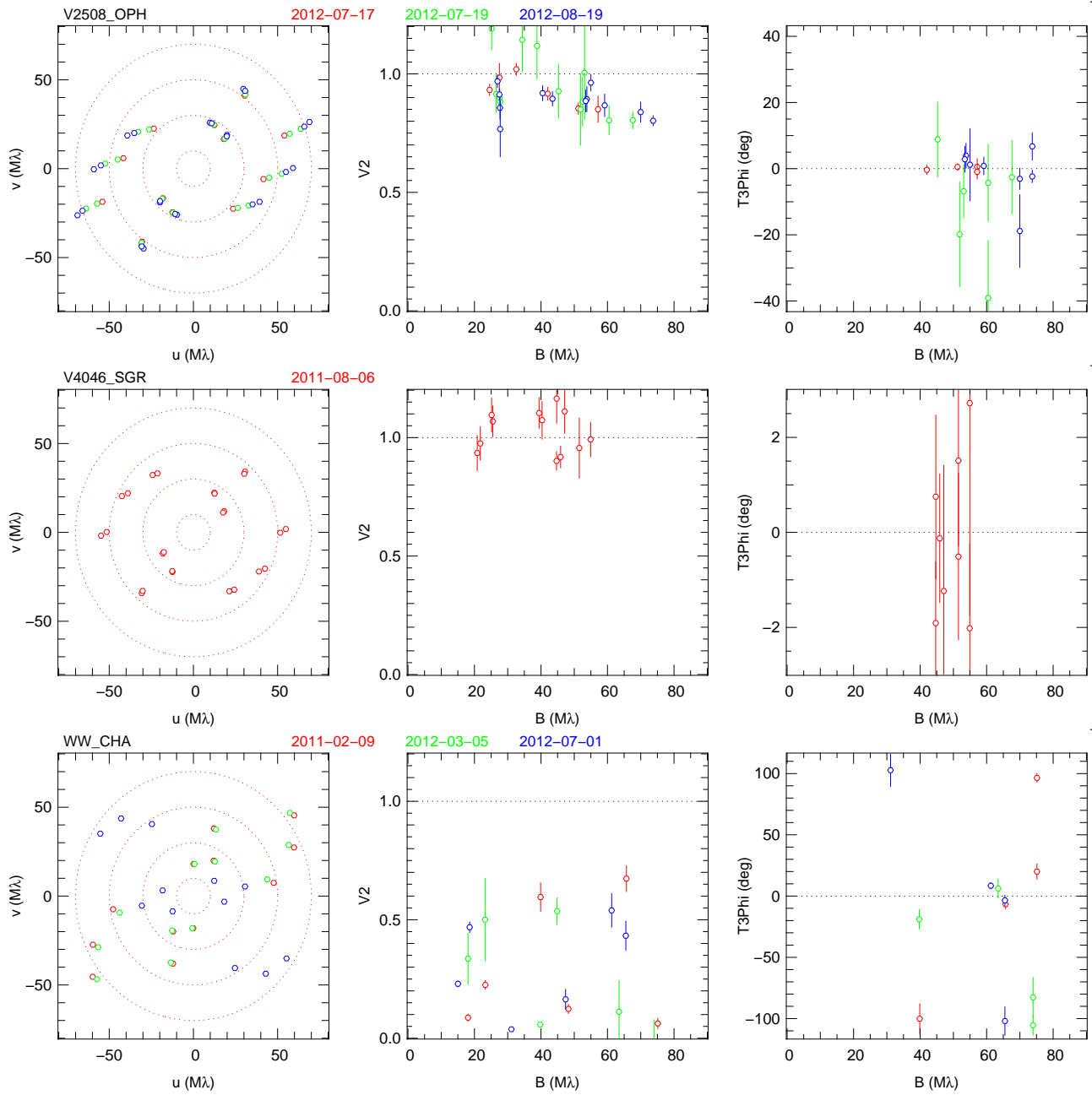












# Annexe B

## Détails du code ajustant le modèle composite aux données

Cette annexe présente le code permettant l'ajustement du modèle composite aux visibilités. Pour des raisons de longueur du code, les parties permettant l'affichage graphique des résultats ont été retirées

```
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29

require,"oiFitsUtils.i";

pathnote="~/RECHERCHE/RegLin_data_pionier";
list = text_cells(pathnote+"/noteResolved.org","|"); // liste des
      dates des observations pour chaque étoile

dirdata = "~/RECHERCHE/étoiles_a_faire/T-Tauri/data/";// ré
      pertoire des données

list = strtrim(list(2:,where(list(3,)))));

/* Fill the targets */
targets = list(1,where(list(1,)));
while( is_array((id=where(!list(1,)))) list(1,id(1)) = list(1,id
      (1)-1);

taagets = streplace(targets(),strfind("_",targets())," ");

ftot =[1.03,1.26,1.19, // rapports de flux entre le disque et l'é
      toile, pour chaque système
      1.66,1.6,1.69,
      1.5,1.28,1.27,
```

```

1.25,1.74,1.7]
30
ftot -=1; //on ne prend que l'excès
31
32
33
34
tgtmax=numberof(targets);tgtmin=1;
35
chibesta = chibestb = chibestc = array(1.e9,tgtmax);
36
devabest =array(0.,2,2,tgtmax); devtherm = array(0.,2,tgtmax);
37
38
flux_therm=size_therm=fluxscat=fluxIn=size_scat=array(0.,tgtmax);
39
f_therm_seul=size_therm_seul=array(0.,tgtmax);
40
41
// définitions de constantes pour le calcul de la composante é
tendue
42

H100 = 20./150*pi/180/3600;r100=100/150.*pi/180/3600;
43
44
beta = 1.1+1e-15;
45
champ =234*pi/180/3600/1000;
46
aa = H100 * beta /(r100^(beta));
47
48
sigma = champ/2/sqrt(log(2));
49
50
// debut de l'ajustement pour toutes les étoiles
51
for (tgt=tgtmin;tgt<=tgtmax;++tgt) {
52
53
// récupération du chemins des données des étoiles non binaires
54
55
id = where( list(1,) == targets(tgt) & list(3,) == "ok" );
56
57
if (!is_array(id)) {
58
yocoLogInfo,targets(tgt) + " has been discarded (no files)";
59
chibesta(tgt) = chibestb(tgt) = -1.; continue;
60
61
}
62
63
files = dirdata+list(2,id)+"*/"+targets(tgt)+"*oiDataCalib.fits
64
";
oiFitsLoadFiles, files, oiTarget, oiWave, oiArray, oiVis2, oiVis
65
, oiT3, oiLog;// toutes les données de l'objets sont prises.
66
67
nL = numberof(*oiWave(1).effWave); // nombre de canaux spectraux
68
nV2 = numberof(oiVis2);//Nombre de visibilités par canal
spectral
69
70
V2 = V2err = B = Baseline = ordre = lambda = delta = angle = u =
v = array(0., nV2, nL);
71
72
for (i=1; i<=nV2; ++i) {
73
dim=numberof(*oiVis2.vis2Data(i));
74
for(k=1;k<=dim;++k){
75
lambda(i,k) = (*oiFitsGetOiWave(oiVis2(i),oiWave).effWave)(k
); // longueurs d'ondes
76
V2(i,k) = (*oiVis2.vis2Data(i))(k);// Visibilités
77
V2err(i,k) = (*oiVis2.vis2Err(i))(k); // erreurs sur les
visibilités

```

```

    B(i,k) = abs(oiVis2.uCoord(i), oiVis2.vCoord(i)); // base
  }
}
for (i=1; i<=nV2; ++i) { // On enleve de facto les mauvaises donnees
  for (Lamb=1 ; Lamb<=nL ; ++Lamb){
    if(V2(i,Lamb)-V2err(i,Lamb)>=1.1) V2err(i,Lamb)=-1;
    if(V2(i,Lamb)<=0) V2err(i,Lamb)=-1;
    if(V2err(i,Lamb)<=0) V2err(i,Lamb)=1e30;
  }
}
lambda = avg(lambda);

// Séries de boucles pour réduire l'espace de paramètres.

r = B(:,1)/lambda; // Base en Mlambda
// initialisation des vecteurs
resa_grid = 100;
f_therm=span(0,ftot(tgt),resa_grid); in_rim =span(0.01,1.2,
  resa_grid);

itermax = 10;
for (iter=1;iter<=itermax;++iter){

  CHI2 = array(0.,numberof(in_rim),numberof(f_therm));
  cchii = 1e9;

  for(i=1;i<=numberof(in_rim);++i){
    //Calcul de la visibilité de l'anneau "thermique"
    theta= in_rim(i)*2 *pi/180/3600/1000 ;
    O_in = span(theta,2*champ,300); pas = O_in(2)-O_in(1);O_out
      = O_in+pas; // taille des anneaux
    f=0.18; con=(2./(pi*r*theta*(2*f+f^2))); Vring=con*((1+f
      )*bessjl((1+f)*pi*theta*r)-bessjl(pi*theta*r));

    // calcul de la visibilité des anneaux de la composante é
      tendue
    con=2./(pi*r(-,)*(O_out(-,)^2 - O_in(-,)^2) );
    Vscat=con*( O_out(-,)*bessjl(pi*O_out(-,)*r(-,)) - O_in(-,)*
      bessjl(pi*O_in(-,)*r(-,)) );

    Hr = H100 * ((O_in+pas/2.)/r100)^beta; dH_dr =aa * (O_in+
      pas/2.)^(beta-1);
    theta_disk = atan(dH_dr); phi = atan(dH_dr/beta) ; rho =
      theta_disk - phi;
    Fscat= ( 2*pi* (O_in+pas/2.) * pas * sqrt((dH_dr)^2+1) * sin
      (rho))/ ((O_in+pas/2.)^2 + Hr^2);
    Fscat *= exp(-(O_in+pas/2)^2/(sigma^2)); //prise en compte
      du FoV PIONIER
    Frac_scat= (ftot(tgt) -f_therm())/(sum(Fscat)+1e-20); //
      normalisation
    Fscat= Fscat(-,)*Frac_scat(-,);Vscat_tot = Vscat(-,,)*Fscat;

    // Visibilités finales

```



```

V2mod=abs((1+f_therm(-,)*Vring(-,)+Vscat_tot(,sum,))/(1+
    f_therm(-,)+Fscat(,sum)))^2; //V2 finales du modèle
// Calcul des CHI^2, selection du meilleur modèle
CHI2(i,)= ( ((V2mod()-V2(-,,1))/V2err(-,))^2)(,sum,1);
if(CHI2(i,)(min)<cchhii) {cchhii =CHI2(i,)(min);jmin = CHI2(
    i,)(mnx); V2best = V2mod(jmin,); }

} if(iter==1){CHI2_ = CHI2;

}
//calcul des bords de la grille

rec_in_min = in_rim(where(CHI2(,min)<=min(CHI2)+12)(min));
    rec_in_max = in_rim(where(CHI2(,min)<=min(CHI2)+12)(max)
    );
f_therm_min = f_therm(where(CHI2(min,)<=min(CHI2)+12)(min));
    f_therm_max = f_therm(where(CHI2(min,)<=min(CHI2)+12)(max)
    );

// Dans le cas ou la résolution est trop faible, on peut avoir
    une "boite" nulle. dans ce cas, on elargi cette boite
if(f_therm_min == f_therm_max){f_therm_min = f_therm_min
    *0.75; f_therm_max = min(f_therm_max * 1.25,ftot(tgt));}
if(rec_in_min ==rec_in_max){rec_in_min = rec_in_min *0.75;
    rec_in_max = rec_in_max * 1.25;}

// Si le recadrage ne change plus, on sort de la boucle au
    lieu de faire des itérations inutiles
if((in_rim(min)==rec_in_min)&(in_rim(max)==rec_in_max)&(
    f_therm(min)==f_therm_min) &(f_therm(max)==f_therm_max)){
    iter = itermax;
}else{

    f_therm = span(f_therm_min,f_therm_max,numberof(f_therm));
    in_rim = span(rec_in_min,rec_in_max,numberof(in_rim))
    ;// recadrage de la grille
}
}
minchi2 = min(CHI2);

// boucles pour le modèle thermique
resa_t = 3000;
in_rim_therm = in_rim_t_int =CHI2_therm =CHI2_t_int = span
    (0.01,10,resa_t);
if (tgt== 1) in_rim_therm = in_rim_t_int =CHI2_therm =CHI2_t_int
    = span(4,11,resa_t);

// Selection des bases similaires à celles du Keck
    interferometer
V2int = V2( where(B<90 & B>80)); V2errint = V2err( where(B<90
    & B>80));
Bint = B( where(B<90 & B>80));
if(numberof(V2int)<=2){ V2int = V2( where(B<95 & B>75));
    V2errint = V2err( where(B<95 & B>75)); Bint = B( where(B
    <95 & B>75)); }

```

```

r_int = Bint/ lambda;
155
156
for (iter=1;iter<=itermax;++iter){
157
158
  for(i=1;i<=numberof(in_rim_therm);++i){
159
160
    theta = in_rim_therm(i)*2 *pi/180/3600/1000;    theta_int
      = in_rim_t_int(i)*2 *pi/180/3600/1000;//diametres en mas
161
    f=0.18; con=(2./(pi*r*theta*(2*f+f^2))); Vringt=con*((1+f
      )*bessj1((1+f)*pi*theta*r)-bessj1(pi*theta*r));
162
    f=0.18; cont=(2./(pi*r_int*theta_int*(2*f+f^2))); Vint=
      cont*((1+f)*bessj1((1+f)*pi*theta_int*r_int)-bessj1(pi*
      theta_int*r_int));// Vis de l'anneau thermique pour les
      bases ~85m
163
164
    V2therm = ((1+ftot(tgt)*Vringt)/(1+ftot(tgt)))^2;
    CHI2_therm(i) = sum( ((V2therm -V2)/V2err)^2);
165
    V2t_int = ((1+ftot(tgt)*Vint)/(1+ftot(tgt)))^2;
    CHI2_t_int(i) = sum( ((V2t_int -V2int)/V2errint)^2);
166
  }
167
168
  rec_in_therm_min = in_rim_therm(where(CHI2_therm()<=min(
    CHI2_therm)+25)(min));    rec_in_therm_max =
    in_rim_therm(where(CHI2_therm()<=min(CHI2_therm)+25)(max))
    ;
169
  rec_in_t_int_min = in_rim_t_int(where(CHI2_t_int()<=min(
    CHI2_t_int)+25)(min));    rec_in_t_int_max =
    in_rim_t_int(where(CHI2_t_int()<=min(CHI2_t_int)+25)(max))
    ;
170
171
  in_rim_therm = span(rec_in_therm_min, rec_in_therm_max,resa_t)
    ;    in_rim_t_int = span(rec_in_t_int_min,
    rec_in_t_int_max,resa_t);
172
}
173
rim_int_50 =in_rim_t_int(CHI2_t_int(mnx));
174
rim_therm_50 =in_rim_therm( CHI2_therm(mnx));
175
176
minchi2t = min(CHI2_therm);
177
178
chibesta(tgt) = min(CHI2)/(nV2-2);    chibestb(tgt) = min(
  CHI2_therm)/(nV2-1);
179
180
CHI2 -= min(CHI2);    CHI2_therm -=min( CHI2_therm);
181
182
// calcul des probabilités marginalisées
183
p_in_rim = exp(-(CHI2 -min(CHI2) )/2.)(,sum);p_in_rim/=sum(
  p_in_rim);
184
p_flux = exp(-(CHI2-min(CHI2))/2.)(sum,); p_flux/= sum(p_flux);
185
p_in_therm = exp(-(CHI2_therm - min(CHI2_therm))/2.)(,);
  p_in_therm/=sum(p_in_therm);
186
irim1 = irim_therm1 = iflux1 = 1000; irim2 = irim_therm2 =
  iflux2 = -1000;
187
probPop_in = probPop_f = probPop_ft = 0;
188
189
for (iip = 1;iip<=1e6;++iip){
190
  param_in = where(p_in_rim == max(p_in_rim))(1);

```

```

param_f = where(p_flux == max(p_flux))(1); 191
param_ft = where( p_in_therm == max( p_in_therm))(1); 192
if( probPop_in<68.4/100){ if(param_in<=irim1)irim1= 193
    param_in; if(param_in>=irim2) irim2=param_in;
    probPop_in+=p_in_rim(param_in);p_in_rim (param_in) = -1;}
if( probPop_f<68.4/100){ if(param_f<=iflux1) iflux1= 194
    param_f; if(param_f>=iflux2) iflux2=param_f;
    probPop_f+=p_flux(param_f) ;p_flux (param_f) = -1;}
if( probPop_ft<99.6/100){ if(param_ft<= irim_therm1) 195
    irim_therm1=param_ft; if(param_ft>= irim_therm2)
    irim_therm2=param_ft; probPop_ft+= p_in_therm(
    param_ft) ; p_in_therm(param_ft) = -1; }

if(( probPop_in>=0.684)&(probPop_f>=0.684)&(probPop_ft 196
    >=99.6/100))iip = 1e6; 197
} 198
rim1 = in_rim(irim1); rim2 = in_rim(irim2); 199
flux1 = f_therm(iflux1); flux2 = f_therm(iflux2); 200
201
rim_therm1 = in_rim_therm(irim_therm1); rim_therm2 = 202
    in_rim_therm(irim_therm2)
p_in_rim = exp(-CHI2/2.)(,sum);p_in_rim/=sum(p_in_rim); 203
p_flux = exp(-CHI2/2.)(sum,); p_flux/= sum(p_flux); 204
p_in_therm = exp(-CHI2_therm/2.)(,);p_in_therm/=sum(p_in_therm); 205
206
rim_50 = in_rim(p_in_rim(mxx)); rim_therm_50= in_rim_therm( 207
    p_in_therm(mxx));// valeur du rayon interne la plus probable
flux_50 = f_therm(p_flux(mxx));// valeur du flux "thermique" la 208
    plus probable
209
// calcul des bornes inférieures et supérieures, pour Rin et 210
    f_therm
Drim1 = rim_50 - rim1; Drim2 =rim2 - rim_50 ; 211
Dflux1 = flux_50-flux1; Dflux2 =flux2 -flux_50; 212
213
size_therm(tgt) = rim_50; 214
215
flux_therm(tgt)=flux_50; 216
fluxscat(tgt)=ftot(tgt)-flux_50; 217
devabest(,1,tgt) = [Drim2,Drim1]; devabest(,2,tgt) = [Dflux2, 218
    Dflux1];
219
// plot des courbes de proba et proba cumulées, pour le modele 220
    scat
} 221
222
// Création d'un table résumant l'ajustement pour toutes les é 223
    toiles
write,"Star\t\tRin\t\t\t F therm\t\t F scat\t CHI\t rin\t\t\t H_{ 224
    exc} CHI\\\\\\\\";
225
for(tgt = tgtmin; tgt<=tgtmax;++tgt){ 226
227
write,format = "%s \t& %1.3f$^{+%1.3f}_{-%1.3f}$ \t& %1.2f$ 228
    ^{+%1.2f}_{-%1.2f}$ \t& %1.2f \t& %1.2f \t& %1.3f$^{+%1.3f}

```

```

_{-%1.3f}$ \t& %1.2f \t & %1.2f \\\ \n ",taagets(tgt),
size_therm(tgt),devabest(1,1,tgt),devabest(2,1,tgt), //star,
rin(+,-)
flux_therm(tgt),devabest(1,2,tgt),devabest(2,2,tgt),fluxscat( 229
tgt),//ftherm(+,-), fscat
chibesta(tgt),size_therm_seul(tgt), devtherm(1,tgt), devtherm 230
(2,tgt),// chiscat, rin(+,-)
ftot(tgt),chibestb(tgt);// ftot,chitherm 231
} 232

```



# Remerciements

Ces remerciements ont été écrits en dernier<sup>1</sup>, lorsque le manuscrit fut rédigé, les rapports des rapporteurs rapportés et la soutenance préparée. Néanmoins, c'est la partie qui m'a le plus fait plaisir à écrire, et la plus importante de cet ouvrage à mes yeux.

Je tiens donc à remercier mon directeur de thèse François Ménard, qui malgré la distance fut présent tout au long de ma thèse et m'a laissé la liberté nécessaire pour accomplir cette thèse. J'ai énormément apprécié mes séjours à Santiago où tu m'as accueilli dans ta famille et où j'ai eu le plaisir de m'amuser avec tes gosses<sup>2</sup>, et j'aurais toujours le souvenir de toi m'accueillant dans ton bureau avec des techniques ninja.

Merci à Christophe Pinte pour avoir toujours été disponible pour toutes les questions concernant MCFOST et Jean-Baptiste Lebouquin pour m'avoir aidé à manier YORICK et réduire les données PIONIER. Sans votre aide je n'aurais pu faire cette thèse. En plus de ces trois personnes, je tiens aussi à remercier Myriam Benisty et Wing-Fai Thi pour les nombreux conseils qu'ils m'ont donné sur l'écriture de mon article.

Cette thèse fut effectuée dans le cadre de l'équipe DIANA, dont je remercie ses membres pour tout ce que j'ai appris lors et hors des réunions.

Je remercie également Karine Perraut, Olivier Absil, Stefan Kraus, Jean-Baptiste Lebouquin<sup>3</sup>, Fabien Malbet, Michiel Min et Philippe Stee qui ont bien voulu faire partie de mon jury de thèse. Merci aussi à Jean-Phillipe Berger qui a bien voulu céder sa place pour que le jury soit en accord avec l'administration.

En parlant d'administration, je remercie chaleureusement Valérie Chopin, Béatrice Pibaret, Annie Prévost et les membres du secrétariat, les membres du Comité de Suivi de Thèse et Jean-Louis Monin, pour m'avoir toujours aidé dans le côté non-scientifique de la thèse. Merci également au service informatique pour les problèmes... informatiques, et particulièrement à David Gillier pour les parties de LoL et sa bonne humeur habituelle. Enfin, merci à l'équipe s'occupant des observations grand public et des visites scolaires.

---

1. Et placés presque en dernière page. Vous avez donc dû feuilleter ma thèse pour les trouver, voire même zieuter quelques figures et formules, mouahahaha !

2. Dans le sens français du terme, soyons sérieux.

3. Encore.

Je ne peux écrire cette page de remerciement sans penser à tous mes collègues thé-sards. Je remercie donc mes "cobureaux" du bureau 123 ("le four") et 130 ("le frigo") : Jacques Kluska pour me dire quand je vais trop loin et les séances de spiritisme ; Justine Lannier pour ta bonne humeur constante (et le fait que je puisse te faire croire n'importe quoi) ; Antoine Crouzier pour les parties de LoL, les "Fail", questions sur le féminisme et autres trolls ; Virginie Faramaz pour savoir que mes insultes n'en sont pas ; et Florian Gallet pour les fous rires devant des jeux vidéos d'horreur. Merci aussi à Julien R, Julien M, et Jonathan M. , pour le séjour à Victoria (mais pas que), Simon Borgniet qui est trop réceptif à mon humour, Fabrice Thomas et Romane Le Gal pour leur bonne humeur... Merci à vous tous !

Merci à tous mes amis hors du laboratoire : Tutuch, Biélo, Momo, Papy, John-John<sup>4</sup>, Malby, Aymeric, Rémi, Florian, Jean-Louis... C'est promis, je vais essayer de vous voir plus souvent !

Ces remerciements ne seraient pas complets sans une pensée à ma famille. Merci donc du fond du cœur, Maman, Papa, Frérot, ainsi que tous mes (grands) oncles et tantes, (petits) cousin-e-s et ma grand mère. Le mot final est pour ma chère et tendre qui arrive à voir en moi, je ne sais trop comment, le meilleur nounours de la Terre.

---

4. Non, pas J'onnn J'onzz.

Les disques de gaz et de poussières entourant les étoiles jeunes sont d'une importance capitale pour notre compréhension de la formation planétaire. Les observations de ces disques permettent d'avoir un niveau de détails sans précédent sur ces derniers et apportent des contraintes toujours plus fortes sur leur structure et sur les modèles de formation planétaire.

Les parties de ces disques les plus proches de l'étoile sont néanmoins encore assez mal connues ; en effet, pour pouvoir résoudre ces parties internes des étoiles jeunes les plus proches de la Terre, un télescope de 100 mètres de diamètre serait nécessaire, ce qui est technologiquement et financièrement impossible actuellement. L'interférométrie permet de contourner ce problème en combinant la lumière de paires de télescopes, permettant ainsi un plus grand pouvoir de résolution.

Ma thèse à portée sur l'observation et l'étude des parties internes des disques circumstellaire d'étoiles de type T Tauri. Une étude statistique sur l'environnement de ces étoiles y est présentée, ainsi que leur modélisation par un modèle prenant en compte les mécanisme d'émission et de diffusion de la lumière par la poussière. La modélisation de disque circumstellaires par un code de transfert radiatif et en combinant des données interférométriques, photométriques et spectroscopiques est aussi abordée.

Observing gas and dusty disks around young stars are of utmost importance for our knowledge about planetary formation. Observations of these disks bring unprecedented details about their structure and composition, and provide stronger and stronger constraints on planetary formation models.

However, the inner parts of these disk are still barely known. indeed, a 100 m diameter telescope would be required in order to resolve these inner region, for the closest young stars ; nowadays, the construction of such telescope is impossible technologically and financially. By combining the light of pairs of telescopes, the interferometry technique is able to reach the sufficient resolving power, and permits us to observe the inner parts of circumstellar disks.

My thesis has been focused on the observation and study of the inner part of T Tauri's circumstellar disks. I present in this manuscript a statistical study on the environment around these stars, along with its modeling by taking into account thermal emission and light scattering of the disk. Finally, I present a more complete modelling for some of these stars, done by constraining spectroscopic, interferometric and photometric datasets with a radiative transfer code.